

核反应堆热工分析

于平安 朱瑞安 喻真焯 沈秀中 编著

裘怿椿 主审

Engineering

上海交通大学出版社

TL33
3
2002

普通高等教育“九五”国家级重点教材
上海交通大学“九五”重点教材

核反应堆热工分析

(第三版)

于平安 朱瑞安 喻真烷 沈秀中 编著
裘恽椿 主审

上海交通大学出版社

内 容 提 要

本书主要叙述压水动力堆热工水力分析的基础知识,包括进行热工水力分析所需要的堆芯释热、堆芯传热和流体力学等方面的基本知识,在此基础上对堆内稳态和瞬态热工水力过程的基本规律的特点、分析方法、分析模型也作了系统介绍。

本书是高等院校核反应堆工程专业的教材,也可供有关专业的科技人员参考。

图书在版编目(CIP)数据

核反应堆热工分析 / 于平安等编著. —3版. —上海:
上海交通大学出版社, 2002
ISBN 7-313-02868-7

I.核... II.于... III.堆热工—分析
IV.TL331

中国版本图书馆CIP数据核字(2001)第078374号

核反应堆热工分析(第三版)

于平安等 编著

上海交通大学出版社出版发行

(上海市番禺路877号 邮政编码200030)

电话:64071208 出版人:张天蔚

常熟市文化印刷厂印刷 全国新华书店经销

开本:787mm×1092mm 1/16 印张:18 字数:439千字

2002年2月第1版 2002年2月第1次印刷

印数:1-850

ISBN7-313-02868-7/TL·02 定价:29.00元

版权所有 侵权必究

第三版前言

本书第三版的修订工作是严格按照普通高等教育“九五”国家级重点教材的要求,参照原核工业总公司教育培训部于1993年4月在上海召开的《核反应堆热工分析》第三版修订会议的“纪要”精神和审定的编写大纲编写的。

为了适应我国核能事业的发展,面向未来培养跨世纪人才,本书在内容取舍、系统结构等方面均作了较大的调整。在原有基础上除加强与拓宽了基础知识面外,还适当扩充了以计算机为基础的设计技术和安全分析方面的内容,使修订后的教材更能适应和满足我国核电事业发展新形势的需要。本书共分六章,在内容的编排上大致可分为两部分:第1章至第4章为第一部分,着重介绍反应堆热工分析的基本概念、基本理论和基本计算方法;堆内热工水力过程的基本规律和特点,具体内容包括堆型介绍、热源、燃料元件的传热和冷却剂的流动等,为进行动力堆的热工分析打好理论基础。第5、6两章为第二部分,主要介绍反应堆热工水力分析的方法和模型,具体内容包括压水堆热工设计的准则和参数的选择、计算冷却剂焓场的单通道模型和子通道模型、系统安全分析的数学模型和压水堆典型事故的热工流体现象等。学习本书后,学生应能对反应堆热工流体分析模型、理论和方法有一个较全面的了解。

参加第三版修订工作的有:主编,上海交通大学于平安负责全书统稿,并编写第4章;编者,清华大学朱瑞安编写第1、6两章;西安交通大学喻真烷编写第2、3两章;上海交通大学沈秀中编写第5章;主审,上海核工程研究设计院裴悻椿。本书在编写过程中得到了一些高等院校和有关单位专家们的大力支持与帮助,他们提出了许多宝贵的建议和具体修改意见,保证了本书质量的提高。沈秀中博士参加了本书第三版修订工作的全过程,除了参加第5章的编写工作外,对全书资料的整理、内容的组织和编排等都做了卓有成效的工作。作者借此机会一并向他们表示衷心感谢。书中错误与不妥之处,恳请读者批评指正。

编著者

2001年12月

再版前言

自 1981 年本书初版以来,核反应堆热工水力分析又有了许多显著的进展;核反应堆的设计技巧更加日臻完善;核反应堆安全分析的范围和深度也大大地扩展了。为了使本书更能满足教学上的要求,我们对本书第一版进行了修订工作。

修订本书的工作是严格按照核工业部教育司于 1982 年在北京召开的修订《核反应堆热工分析》会议的“纪要”进行的。参加修订本书工作的有:主编,于平安;编者,朱瑞安、喻真烷、孙启才;审校,裴恽椿、袁乃驹。在修订本书过程中,有关单位及一些高等院校的同志给予了很大的关怀和支持,提出了许多宝贵的建议,特别是清华大学赵兆颐同志,提出了许多具体修改意见,在此一并表示感谢。

由于编者水平有限,书中缺点和错误在所难免,欢迎读者批评指正。

编著者

1985 年 3 月

前 言

本书是高等学校反应堆工程专业反应堆热工分析课程的试用教材,是根据1978年6月在北京召开的反应堆工程专业教材会审定的《反应堆热工分析》大纲编写的。

本书着重讲述反应堆热工的基础理论和一些分析、计算方法。在内容的选择和安排上,力求体系完整、由浅入深、循序渐进。为了叙述方便,并考虑世界上反应堆发展的状况,本书选择压水动力堆作为主要讨论对象,同时也适当顾及其他堆型的一些特点。第1章阐述了反应堆发展概况,对各种类型动力堆的结构作了扼要介绍;第2章简要介绍了堆芯所用材料的热物性;第3、4两章讨论了反应堆热工分析中用到的堆芯释热、传热、流体力学等方面的基础知识;第5章叙述了反应堆稳态热工设计原理,讨论了单通道模型和子通道模型热工设计的大致步骤和计算方法;第6章讨论了反应堆动态分析中用到的微分方程式,比较扼要地介绍了典型的反应堆动态过程的分析方法。通过本课程的学习,学生应能获得有关反应堆热工分析的基础知识,并为以后进行科研和工程实践打下一定的理论基础。

本教材是在具有一定的反应堆物理分析、传热学、工程热力学、流体力学等基本知识的基础上讲授的。为了节省篇幅,同时又照顾到教材的系统性,凡属于上述各课程范围内的内容,原则上只作引用,而不再重新解释或推导。

遵照教育部关于新编教材一律采用国际单位制的规定,本教材均采用了国际单位制。但鉴于目前国际单位制尚未普及,为了便于读者把其他单位换算为国际制单位,在本书的附录中列出了热工分析常用物理量的国际单位制与其他单位制的换算表。

本书是在参考以下书籍的基础上编写的:J. Weisman, Elements of Nuclear Reactor Design, Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam, 1977; L. S. Tong, J. Weisman, Thermal Analysis of Pressurized Water Reactors, American Nuclear Society, 1970; M. M. El-Wakil, Nuclear Heat Transport, International Textbook Company, 1971 (中译本《核反应堆热工学》,陈叔平等译,原子能出版社,1976);青木成文,原子炉热工学,养贤堂株式会社,1972;袁乃驹、裘恽椿等编写的《核反应堆热工水力分析》一书的讨论稿。对于引用内容,文中不再一一注明出处。

上海交通大学于平安任本书主编,负责全书统稿,并编写第2、4两章;清华大学朱瑞安编写第1、6两章;西安交通大学喻真烷编写第3章;上海交通大学孙启

才编写第5章。本教材的全文均由裴悻椿、袁乃驹两位同志主审。蒋章焰同志对本书的内容选择、组织、定稿都给予了具体帮助,促进了本教材编写质量的提高。在本教材的审稿会上,第二机械工业部有关单位及一些高等院校的同志参加审查讨论,提出了很多建设性的意见,谨在此表示衷心的感谢。

由于我们的水平有限,教学经验不足,加之编写时间仓促,书中难免有片面、不妥,甚至谬误之处,深望读者和使用本教材的兄弟院校师生提出宝贵意见。

编著者

1979年12月

目 录

第 1 章 绪论	1
1.1 核反应堆发展概况	1
1.2 堆型简介	2
1.2.1 压水堆	2
1.2.2 沸水堆	6
1.2.3 重水堆	8
1.2.4 气冷堆	10
1.2.5 钠冷快堆	12
1.3 核反应堆热工分析的任务	14
思考题	15
参考文献	15
第 2 章 堆的热源及其分布	16
2.1 核裂变产生的能量及其分布	16
2.2 堆芯功率的分布及其影响因素	17
2.2.1 堆芯功率的分布	18
2.2.2 影响功率分布的因素	19
2.2.3 燃料元件内的功率分布	21
2.3 控制棒、慢化剂和结构材料中热量的产生和分布	23
2.4 停堆后的功率	25
2.4.1 剩余裂变功率的衰减	25
2.4.2 衰变功率的衰减	27
思考题	28
习题	28
参考文献	29
第 3 章 堆的传热过程	30
3.1 导热	30
3.1.1 热传导微分方程	30
3.1.2 有内热源的芯块的温度场	31
3.1.3 无内热源的包壳的温度场	32

3.2 单相对流换热..... 34

3.2.1 强迫对流换热..... 34

3.2.2 自然对流换热..... 35

3.3 流动沸腾传热..... 36

3.3.1 沸腾曲线..... 37

3.3.2 核态沸腾传热..... 38

3.3.3 沸腾临界..... 40

3.3.4 过渡沸腾传热..... 41

3.3.5 膜态沸腾传热..... 42

3.4 燃料元件的型式、结构及设计要求 43

3.4.1 燃料元件的型式及其冷却方式..... 43

3.4.2 燃料元件的热工设计要求..... 44

3.5 燃料元件材料的热物性..... 44

3.5.1 核燃料..... 44

3.5.2 包壳材料..... 48

3.5.3 辐照对燃料元件性能的影响..... 50

3.6 燃料元件的温度分布..... 53

3.6.1 棒状燃料元件..... 53

3.6.2 板状燃料元件..... 61

3.6.3 管状燃料元件..... 62

3.7 包壳与芯块间的间隙传热及其随燃耗的变化..... 66

3.7.1 气隙导热模型..... 67

3.7.2 接触导热模型..... 68

3.7.3 间隙导热的经验数值..... 68

3.8 燃料元件温度场的数值解法..... 69

3.8.1 有限差分法简介..... 69

3.8.2 导热方程的变换与求解..... 70

3.9 固体慢化剂和结构部件的冷却..... 77

3.9.1 固体慢化剂..... 77

3.9.2 热屏蔽..... 80

思考题 82

习题 83

参考文献 84

第 4 章 堆内流体的流动过程及水力分析 86

4.1 单相流体的流动压降..... 86

4.1.1 液体冷却剂..... 87

4.1.2 气体冷却剂..... 96

4.2 两相流体的流动压降	99
4.2.1 流型和基本参数	99
4.2.2 流动压降	106
4.2.3 一回路内的流动压降	118
4.3 自然循环	119
4.3.1 自然循环的基本概念	120
4.3.2 自然循环水流量的确定	121
4.4 冷却剂的喷放	123
4.4.1 单相流体的临界流	124
4.4.2 两相流体的临界流	126
4.5 流动不稳定性	133
4.5.1 静力学不稳定性	134
4.5.2 动力学不稳定性	138
思考题	141
习题	142
参考文献	143
 第5章 堆芯稳态热工分析	 144
5.1 热工设计准则	144
5.2 堆芯冷却剂流量分配	145
5.2.1 闭式通道间的流量分配	146
5.2.2 开式通道间的流量分配	148
5.2.3 堆芯进口流量的分布	152
5.3 热管因子和热点因子	153
5.3.1 核热管因子和核热点因子	153
5.3.2 工程热管因子和工程热点因子	156
5.3.3 降低热管因子和热点因子的途径	157
5.3.4 热管因子和热点因子的应用	158
5.4 典型的临界热流密度关系式	167
5.5 单通道模型的堆芯稳态热工分析	173
5.5.1 核反应堆热工参数的选择	173
5.5.2 最小临界热流密度比	179
5.5.3 单通道模型反应堆热工设计的一般步骤和方法	180
5.6 子通道模型的堆芯稳态热工分析	192
5.6.1 子通道的划分	192
5.6.2 基本方程	193
5.6.3 求解方法	197
思考题	199

习题.....	199
参考文献.....	200
第 6 章 堆芯瞬态热工分析.....	202
6.1 燃料元件瞬态过程温度场分析	202
6.1.1 导热微分方程及其边界条件	202
6.1.2 集中参数解法	203
6.1.3 差分解法	206
6.2 守恒方程	208
6.2.1 系统瞬态分析的数学模型	208
6.2.2 两流体模型	209
6.2.3 漂移流密度模型	213
6.2.4 均匀流模型	217
6.3 反应堆的安全问题	218
6.3.1 瞬态分析的任务	218
6.3.2 反应堆的控制和保护	219
6.3.3 专设安全系统	220
6.3.4 电厂运行极限参数	221
6.4 负荷丧失瞬态	222
6.5 失流事故	224
6.5.1 事故工况	224
6.5.2 流量瞬变	226
6.5.3 堆芯热工分析	228
6.6 压水堆冷却剂丧失事故	229
6.6.1 事故分类	229
6.6.2 小破口失水事故后的工况	231
6.6.3 大破口事故后的工况	234
6.6.4 热力系统瞬态过程分析方法	237
6.6.5 燃料元件的再淹没过程	243
6.6.6 安全壳内气体压力的计算	246
6.7 其他堆型的冷却剂丧失事故	249
6.7.1 沸水堆	249
6.7.2 气冷堆	251
6.7.3 钠冷快堆	251
思考题.....	252
习题.....	253
参考文献.....	254

附录 I	核燃料的热物性.....	255
附录 II	一些包壳材料的热物性.....	256
附录 III	一些冷却剂的热物性.....	257
附录 IV	一些固体慢化剂的热物性.....	270
附录 V	弯管、接管和阀门的形阻系数	271

第1章 绪 论

1.1 核反应堆发展概况

原子核的裂变可以释放出巨大的能量,核反应堆是实现原子核可控链式裂变反应的一种装置。世界上第一座核反应堆于1942年首次达到临界,从那以后,核能在世界上得到了很快的发展,目前已经有几十个国家或地区建成了数百座核电站,有些缺乏石油、煤、天然气等化石燃料资源的国家,核电占总发电量的比例已经很高,有的甚至高达70%以上。1979年3月的美国三里岛和1986年4月的前苏联切尔诺贝利核电站事故对核电事业的发展曾经造成了一定的不良影响,加上公众对核电事故特殊恐惧心理的作用又扩大了这种影响。但是核电事业的发展并未因此而停止,人们在总结经验教训的基础上,正在进一步完善核反应堆的设计,并正在研究和发展多种多样的更加安全可靠的反应堆堆型。地球上化石燃料的总量是有限的,总有耗尽的一天,因此人类必须寻找一种新的可替代能源。而核能是目前人们公认的可大规模利用的一种新能源之一,所以核能事业将进一步发展。

与煤、石油和天然气等化石燃料相比,核燃料有许多优点。首先,核能对环境的污染小。它不像火电站那样,每天排放出大量的烟尘、二氧化硫、二氧化碳和固体废渣。就放射性物质而言,在正常运行情况下,核电站排放的数量也比火电站低。这是因为,火电站使用的燃料是从地下开采出来的,本来就含有一定的放射性物质,这些物质不经任何处理就向大气排放。相形之下,核电站对于放射性物质的处理却非常严格,排放量很少。其次,核电站需要的核燃料数量少,可以节省大量的运输力量。另外,反应堆在装一炉料之后可以运行很长时间,不需要中途加料,因而可提高反应堆的可利用系数。重量轻、体积小,以及核燃料在“燃烧”时不需要空气的优点还可以使反应堆满足许多特殊用途的要求,例如作为核潜艇、宇宙飞行器等运载工具的能源。

降低核电的成本是核电大规模发展的一个前提。核电站基建投资大,但是燃料费用和运行费用相对比较低。而基建投资大小会随着核电设备制造技术的成熟和批量生产的增加而降低。目前在一些工业发达的国家,核电成本已低于火电成本。

制约核电发展的另一个原因是安全问题。核燃料在裂变后会产生大量的放射性物质,在核反应堆发生重大事故时,这些放射性物质有可能逸散出来,污染环境。另外,核电站还会积累一定数量的放射性废物,这些废物的处置也是相当麻烦的事情。但是这些问题不是不可解决的。在核能发展过程中,人们分析了一切可能发生的和潜在的事故,进行了大量的实验研究,开发研制了一套完善的分析方法,改进了反应堆及其保护系统、事故冷却系统和其他辅助系统的设计,健全了操作规范,逐步淘汰了一些落后的不安全的堆型,并致力于研究和发展更加完善的、安全的堆型。应该说,现今建造的反应堆是足够安全的。

核燃料的一个特点,是它可以转换和增殖。如果堆型选择得好,设计合理,反应堆可以把铀-238,钍-232等非裂变物质转换成可裂变物质,而且转换出来的数量比为转换它们而消耗的

可裂变物质要多,这就可以极大地增加和丰富核燃料的资源,并为核能的发展展现广阔的前景。

由于国情的不同和历史的原因,世界各国发展的动力堆堆型不尽相同。目前比较成熟的动力堆堆型有压水堆、沸水堆、重水堆等。其中压水堆和沸水堆的装机容量占核电总装机容量的80%以上,估计这种优势还要保持相当长的一段时间。被认为有发展前途的堆型是高温气冷堆和钠冷快中子增殖堆。下面将对上述几种堆型进行简单的介绍。

1.2 堆型简介

1.2.1 压水堆^[1]

压水堆用轻水做冷却剂和慢化剂。一回路工作压力一般在15.5MPa左右,冷却剂在流过堆芯时一般不出现饱和核态沸腾,堆出口冷却剂有15~20℃左右的欠热度。堆芯置于一个圆筒形压力容器内(图1-1)。燃料元件呈棒状,直径约10mm,长3~4m,用锆合金管做包壳,内装二氧化铀芯块。若干根燃料棒排列成正方形的栅格,组成一个燃料组件(图1-2)。每个组件中棒栅排列的数目早期多为14×14,后来新设计的压水堆多改用15×15或17×17的排列,同时棒径稍变细,以降低燃料棒的中心温度。燃料组件靠上、下管座和中间的数个定位架使燃料棒定位,定位架沿高度每0.4~0.5m一个。定位架上有混流片,以增强冷却剂的横向交混,改善传热(见图1-3)。在燃料组件中,有些元件的位置(通常是25根)用空心管来代替,它们与上、下管座和定位架固定连接,形成组件的骨架,而燃料棒则插在定位架之中,靠弹簧片压紧,靠两端的管座定位。有些组件的空心管用作控制棒的导向管、堆内中子通量探测管、或安放可燃毒物及中子源等。控制棒组件采用棒束型结构,用银-铟-镉(Ag-In-Cd)合金作控制棒的吸收体,外包不锈钢包壳。每个组件中的控制棒通过上部的指状连接头组成一束,在控制棒驱动机构的作用下同时作上下移动。

燃料组件按照一定的布置排列在一起,并用上、下栅格板固定起来,组成一个堆芯。堆芯的横截面近似于圆形。整个堆芯安放在一个圆筒形的吊篮内,吊篮悬挂在压力容器筒体和上封头连接的法兰接合面处。吊篮下端的侧面通过径向的支承结构与压力壳的筒体相连,以防堆芯横向振动。在堆芯与压力容器之间的环形空间中安装热屏,用以减弱来自堆芯的中子流和γ射线,降低压力容器筒体的中子辐照积分通量,防止材料的脆化,从而延长其使用寿命。

反应堆压力容器上的冷却剂进、出口接管都布置在堆芯顶部标高以上,其目的是为了保证在管道破裂而引起冷却剂流失时,压力容器内仍能保留一部分冷却剂来冷却堆芯。冷却剂从进口接管经堆芯周围的环形通道流到堆芯下腔室,然后转而向上流过堆芯,带走堆芯内产生的热量。冷却剂从出口接管流向蒸汽发生器,将热量传递给其二次侧的流体。从蒸汽发生器出来的冷却剂通过冷却剂泵(简称主泵)升压后送回反应堆。一座反应堆的冷却剂循环回路(简称环路)有二到四个,分别与压力容器相连。

为了提高整个电站的循环热效率,需要提高二回路蒸汽的温度和压力,从而必须尽可能提高一回路(即冷却剂循环回路)冷却剂的温度。压水堆是靠提高压力的办法来提高冷却剂可达到的温度上限的,通常要求堆芯出口冷却剂温度要保持15~20℃的欠热度。压水堆的运行压

力通常都设计为 15.5MPa 左右。压力再提高,对提高冷却剂温度的收益不大,而回路系统的造价却要大大提高。

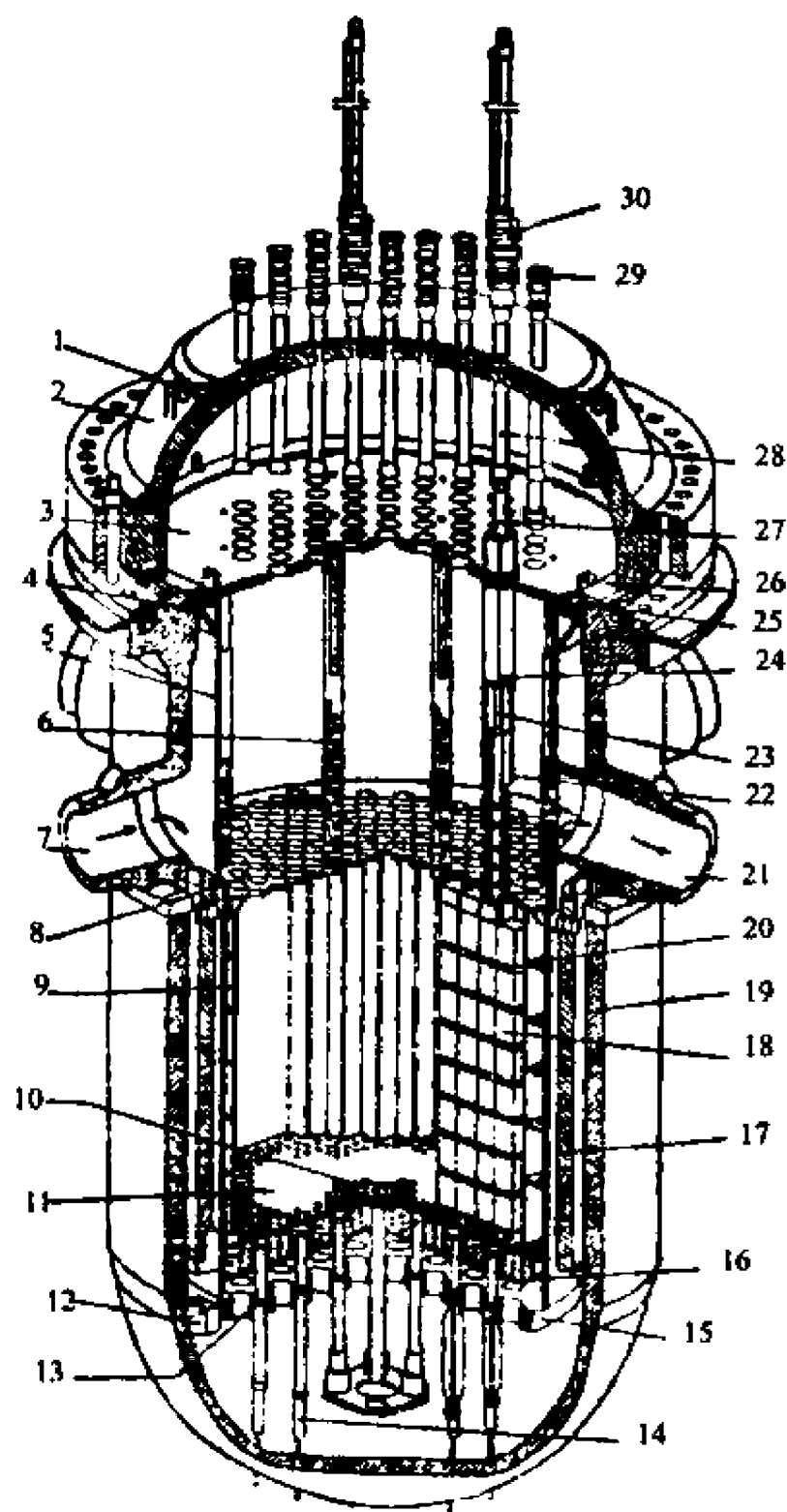


图 1-1 压水堆本体剖面图

1—吊装耳环;2—封头;3—上支承板;4—内部支承凸缘;5—堆芯吊篮;6—上支承柱;7—进口接管;8—堆芯上栅格板;9—围板;10—进出孔;11—堆芯下栅格板;12—径向支承件;13—底部支承板;14—仪表引线管;15—堆芯支承柱;16—流量混合板;17—热屏蔽;18—燃料组件;19—反应堆压力壳;20—围板径向支承;21—出口接管;22—控制棒束;23—控制棒驱动杆;24—控制棒导向管;25—定位销;26—夹紧弹簧;27—控制棒套管;28—隔热套筒;29—仪表引线管进口;30—控制棒驱动机构

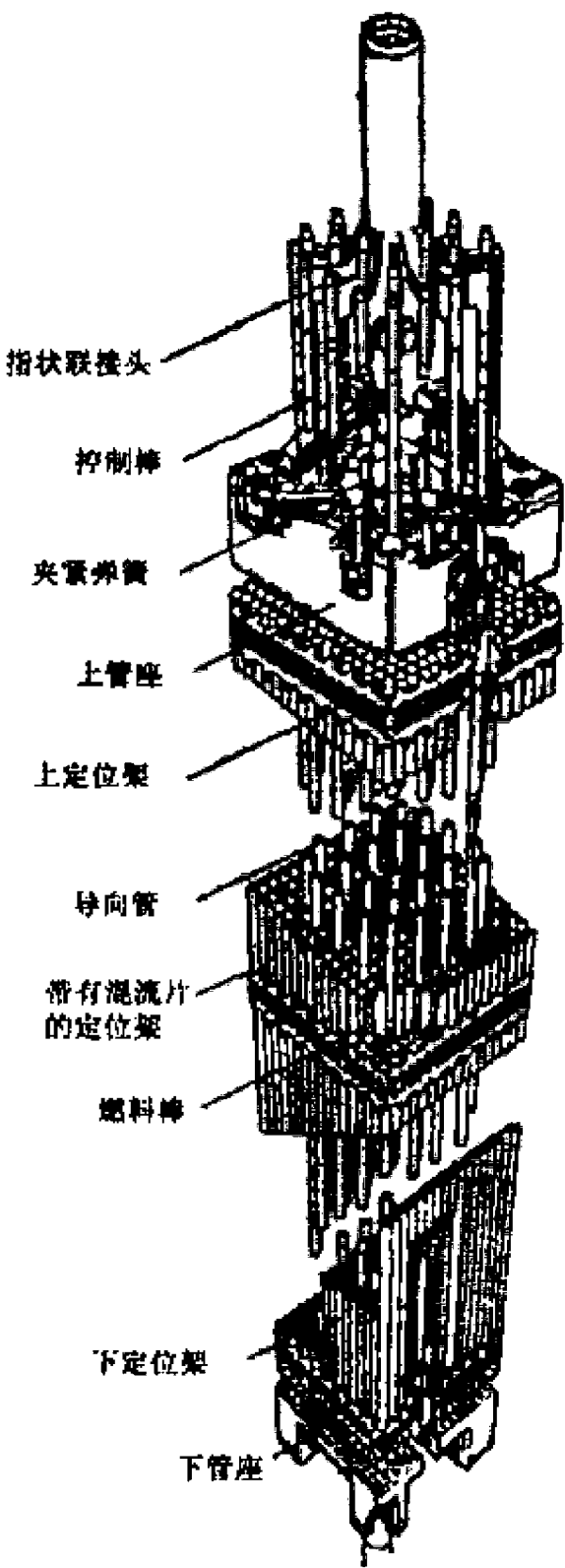


图 1-2 压水堆燃料组件

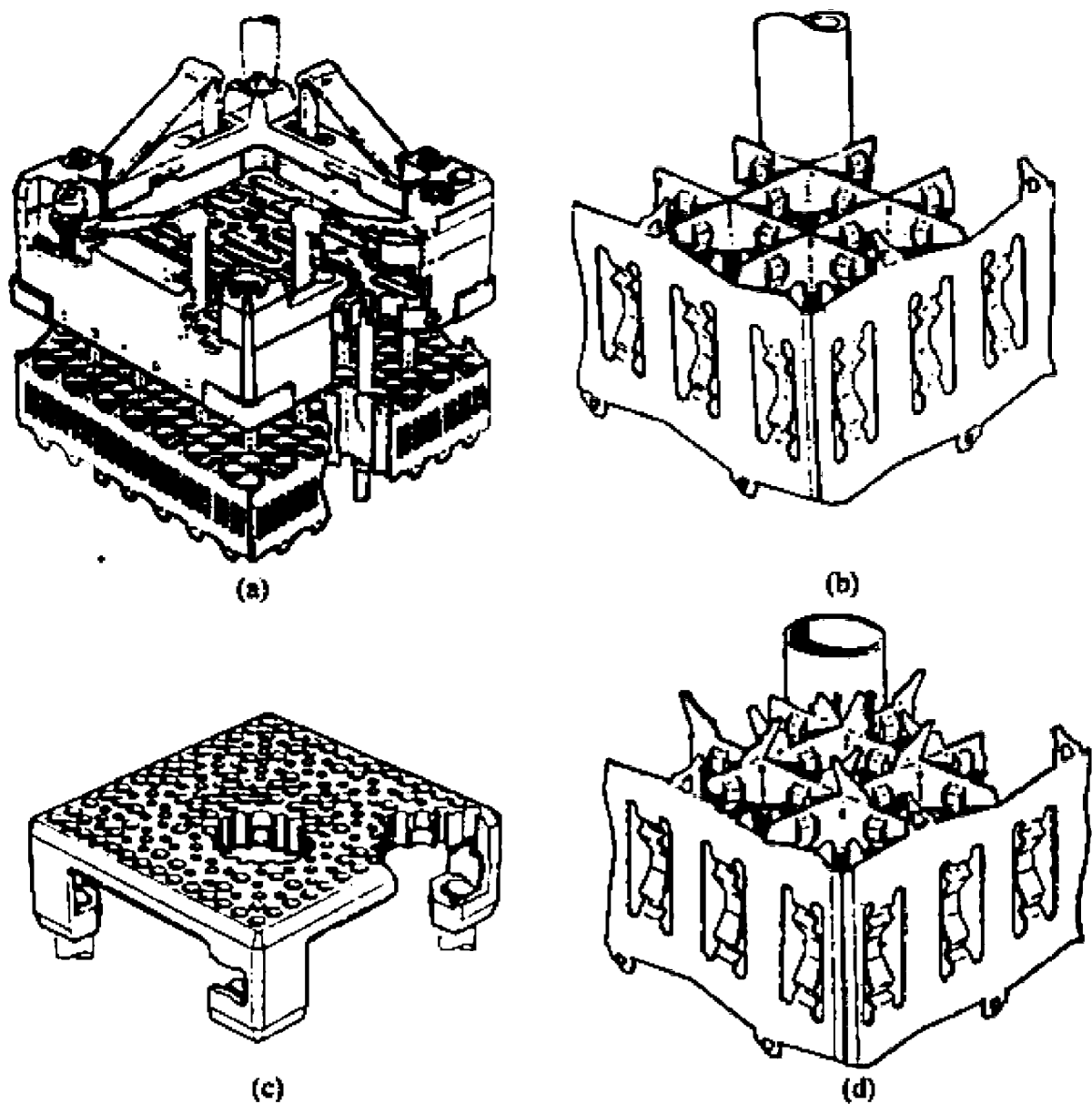


图 1-3 压水堆燃料组件的定位架和上、下管座

(a) 上管座和定位架 (b) 不带混流片的定位架 (c) 下管座 (d) 带混流片的定位架

反应堆冷却剂的压力是靠稳压器来建立和维持的。稳压器是一个立式圆筒形高压容器，上部为蒸汽空间，下部为水空间，通过其下部的一根波动管连接在一条冷却剂循环回路的热管道上，即堆芯的出口管道上。当冷却剂发生膨胀或收缩时，冷却剂可以通过波动管自由地从循环回路流入稳压器，或从稳压器返流回循环回路。在蒸汽空间的顶部和水空间的底部分别安装有喷雾器和电加热器，用于改变水的饱和温度和饱和压力，起到维持和调节压力的作用。稳压器的汽空间可以维持对压力波动起缓冲作用，稳压器内存储的水可以补偿回路系统内冷却剂因温度变化而引起的体积变化。稳压器工作原理如图 1-4 所示。

整个反应堆和一回路系统安置在一个大的混凝土安全壳内。万一冷却剂从一回路系统泄漏，它可以把放射性物质包容在安全壳以内，不致使周围环境造成污染。压水堆安全壳的形状多为具有拱形顶盖的

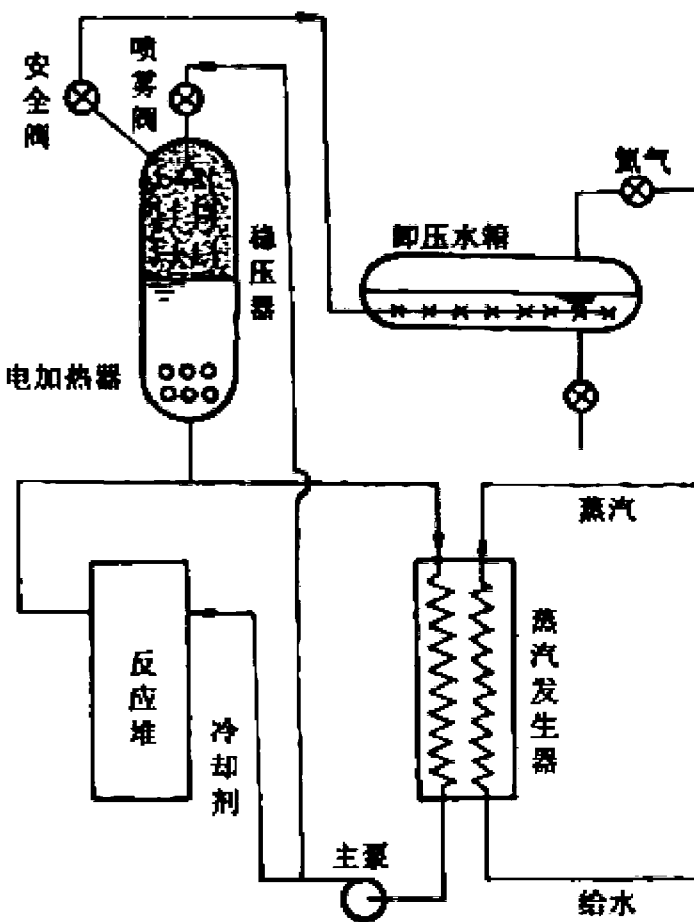


图 1-4 稳压器的的工作原理图

圆筒形建筑,我国秦山一期核电厂(CPWR300),其安全壳高度约 57m,直径近 38m。表1-1给出了几种类型反应堆的主要参数。

表 1-1 几种类型反应堆的主要参数

	项 目	轻 水 堆		重水堆	气 冷 堆		快堆 FBR ⁶⁾
		PWR ¹⁾	BWR ²⁾		Magnox ⁴⁾	HTGR ⁵⁾	
堆 芯	热功率/MW	2895	3293	2158.5	1875	3210	563
	电功率(净)/MW	900	1053	728	590	1240(毛)	233
	堆芯尺寸(H×D)/m	3.66×3.04	3.66×4.75	5.94×3.14	17.37×9.14	6.30×8.41	0.85×1.356
	燃料装载量/t	82	148.5	99.4	595.41	1.88U ₄₀ Th	4.16
	燃料组件数	157	764	380×12	6156×8	3944	103
	栅距/cm	21.4	30.5	28.58	19.7	36.1	12.4
	功率密度/(kW·L ⁻¹)	109	50.7	12	0.9	8.4	460
	平均燃耗/[MW·d/t(U)]	33000	25000	7154	3600	95000	100000
压 力 壳	材料	钢	钢	不锈钢	预应力混凝土	预应力混凝土	不锈钢
	形状	圆筒	圆筒	圆筒(卧式)	圆筒	圆筒	圆筒
	尺寸(H×D)/m	11×4	21.9×6.375 (内径)	8.25(长)	29.28(内径)	30.5×27.8	11.8×11.5
	壁厚/mm	210	160	25.4	3355	4.7×10 ³	
燃 料	材料	UO ₂	UO ₂	UO ₂	金属铀	UC ₁ ,ThO ₂	PuO ₂ ,UO ₂
	浓缩度/%	1.8,2.4, 3.1	3.57,2.1, 1.24	天然铀	天然铀	93.15	19.2~27.1
	每个组件中的棒数	264	49	37	1		217
	包壳材料	Zr-4	Zr-2	Zr-4	AL80Magnox	石墨	不锈钢
	包壳厚度/mm	0.57	0.8	0.40	2.1		0.45
	铀芯直径/cm	0.819	1.24	1.215	2.76		0.55
冷 却 剂	材料	H ₂ O	H ₂ O	D ₂ O	CO ₂	He	Na
	压力/MPa	15.5/15.3	7.24/7.02	11.35/9.99	2.76/2.51	5.0	0.754/0.098
	进/出口温度/℃	296.4/327.6	275/286	266/310	250.7/402.3	316/741	400/560
	一回路流量/(t·h ⁻¹)	68230	46500	27720	36914	850×6	9950
慢 化 剂	材料	H ₂ O	H ₂ O	D ₂ O	石墨	石墨	无
	平均温度/℃	310	276	47		783	
汽 轮 机	蒸汽压力/MPa	6.75	6.65	4.7	4.6	16.6	16.3
	蒸汽温度/℃	284	282.3	260	400.6	510	510

注：1) 大亚湾核电厂(中国),大亚湾核电厂最终安全分析报告,FSAR,第 4 卷,1991
2) BWR——Peach Bottom No. 2, No. 3(美). Directory of Nuclear Reactors, Vol. IX IAEA, Vienna, 1971
3) CANDU——秦山三期核电厂(中国). CANDU 堆核电厂热工水力学. 西安交通大学, 2000
4) Magnox——Wylfa(英). Directory of Nuclear Reactors, Vol. VI IAEA, Vienna, 1968
5) HTGR——St. Rosalie(美). Nuclear Engineering International, Vol. 24, No. 288, supplement, 36, July, 1979
6) FBR——Phenix(法). Directory of Nuclear Reactors, Vol. IX IAEA, Vienna, 1971

1.2.2 沸水堆^[1]

沸水堆也是一种轻水堆,用加压轻水做冷却剂和慢化剂。它与压水堆不同之处在于堆芯中的水处于饱和沸腾状态。图 1-5 为压力壳式沸水堆示意图。进入堆芯的冷却剂非常接近于饱和温度。所以堆芯的热量大部分用来产生蒸汽。从堆芯流出的汽水混合物进入汽水分离器和干燥器,分离出来的饱和蒸汽直接流向汽轮机。图 1-6 和 1-7 分别为压水堆核电站和沸水堆核电站的热力循环简图。与压水堆相比,沸水堆的热力循环省去了蒸汽发生器这个造价高、且容易出现故障的庞大设备。此外,由于反应堆出口冷却剂处于饱和温度,而且不存在压水堆蒸汽发生器一、二次侧流体的传热温差,所以沸水堆的工作压力虽然比压水堆的工作压力低得多,只有 7 兆帕左右,但是产生的蒸汽温度和压力却比压水堆系统的高。

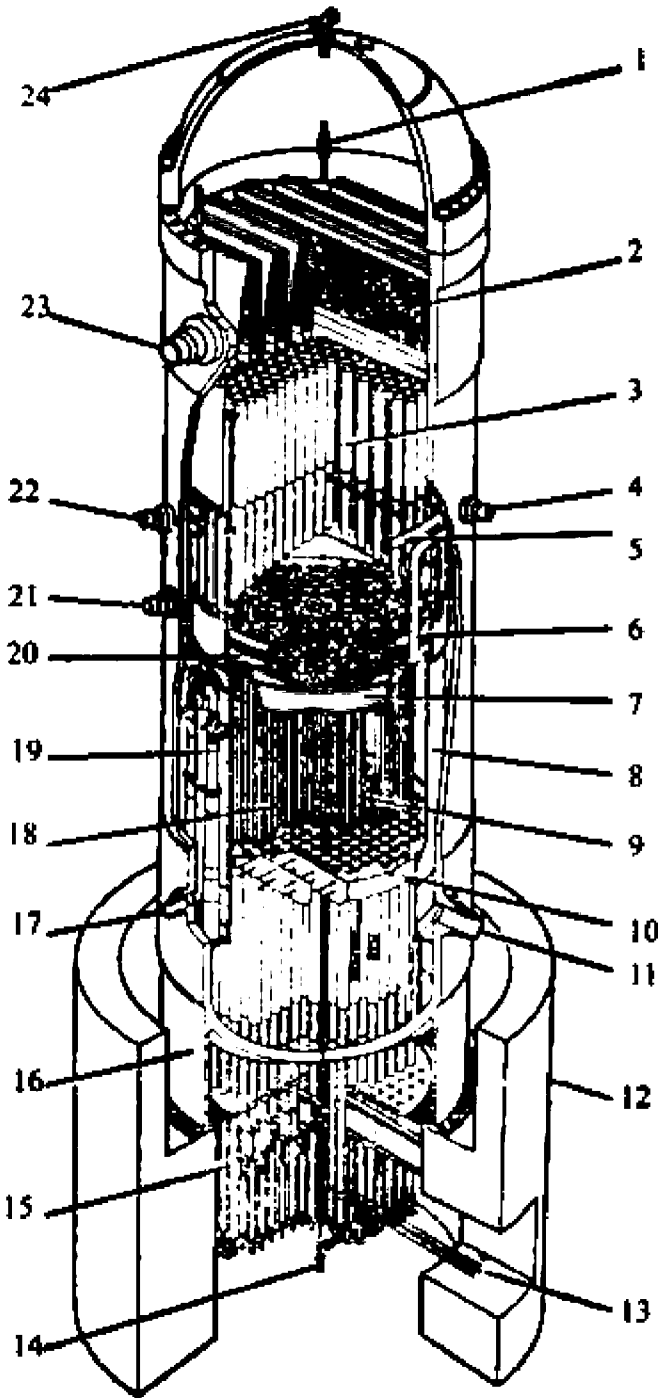


图 1-5 沸水堆本体结构

- 1—蒸汽干燥装置吊耳;2—蒸汽干燥装置;3—汽水分离装置;4—给水进口;5—给水喷淋环;6—堆芯喷淋管;7—顶部导向板;8—堆芯围板;9—控制棒;10—堆芯板;11—再循环水出口;12—屏蔽罩;13—控制棒驱动装置液压管;14—堆芯通量监测器;15—控制棒驱动装置;16—反应堆容器支承底座;17—再循环水进口;18—燃料组件;19—喷射泵;20—堆芯喷淋装置;21—低压冷却剂注射口;22—堆芯喷淋进口;23—蒸汽出口;24—放气及顶部喷淋

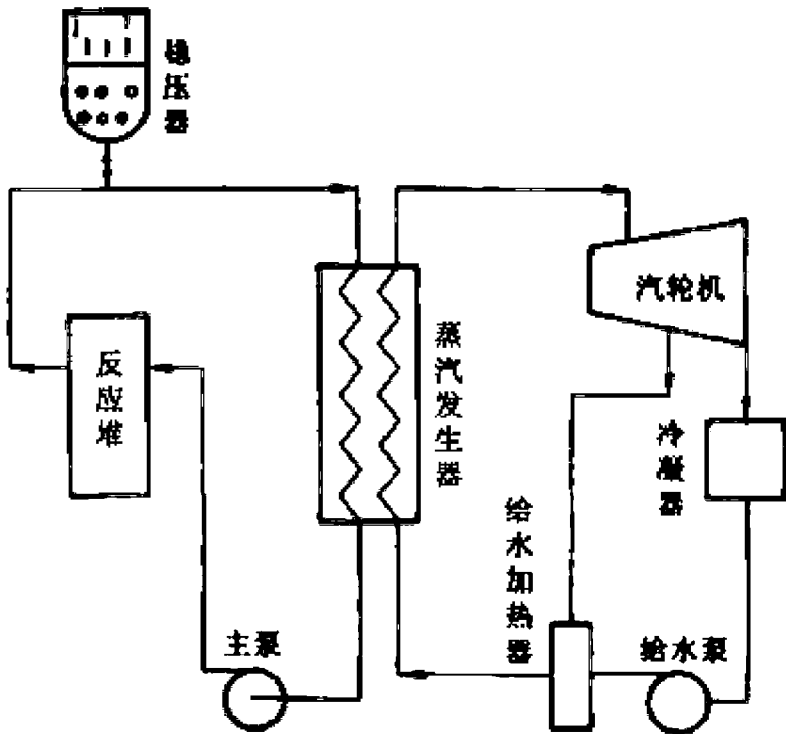


图 1-6 压水堆热力循环简图

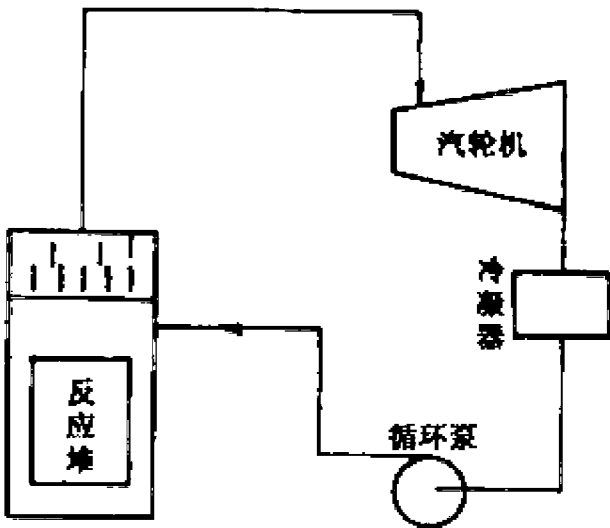


图 1-7 沸水堆热力循环简图

冷却剂的堆内循环是由喷射泵推动的。喷射泵体布置在堆芯的外围，外置的离心式循环水泵推动冷却剂在喷射泵入口产生高速的射流，带动汽水分离器分离出来的饱和水和循环回路返回的给水在堆内循环(见图 1-8)。这种循环的优点是，可以利用较小的循环泵流量获得较大的堆芯冷却剂流量，有利于堆芯传热；另一个优点是在突然断电循环泵停止运转时，冷却剂可以流过喷射泵这一通畅的流道，形成较大的自然循环流量。

沸水堆控制棒是从压力壳底部插入的。这是因为堆芯下部冷却剂中的含汽量比上部的小，在没有控制棒时，下部的反应性比较高，功率密度比较大。控制棒从堆芯下部插入平抑这种差别，使堆芯轴向功率分布比较均匀。

沸水堆燃料元件比压水堆燃料元件略粗一些，燃料棒的布置与压水堆的类似，但燃料组件与压水堆的不同，是一种闭式组件(见图 1-9)。每个组件中的棒栅按 7×7 或 8×8 正方形栅格排列，燃料组件外围有一金属板做的方筒，称为元件盒。元件盒可以支承燃料组件，每四个元件盒的盒壁间形成的十字形通道可以作为十字形截面控制棒的移动通道。元件盒底部还可以装设节流板，以调节流过每个燃料组件的冷却剂流量，使之与功率分布相匹配。

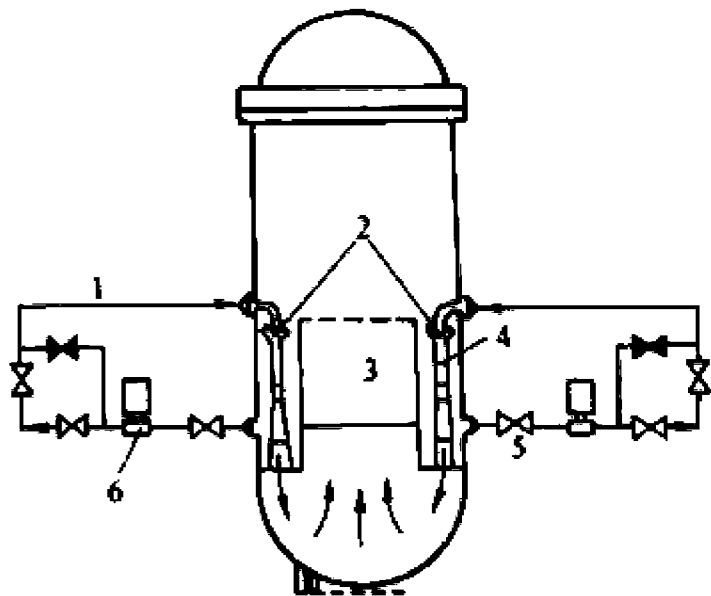


图 1-8 沸水堆循环水系统

1—驱动水流；2—吸入水流；3—堆芯；4—喷射泵；
5—流量调节阀；6—循环泵

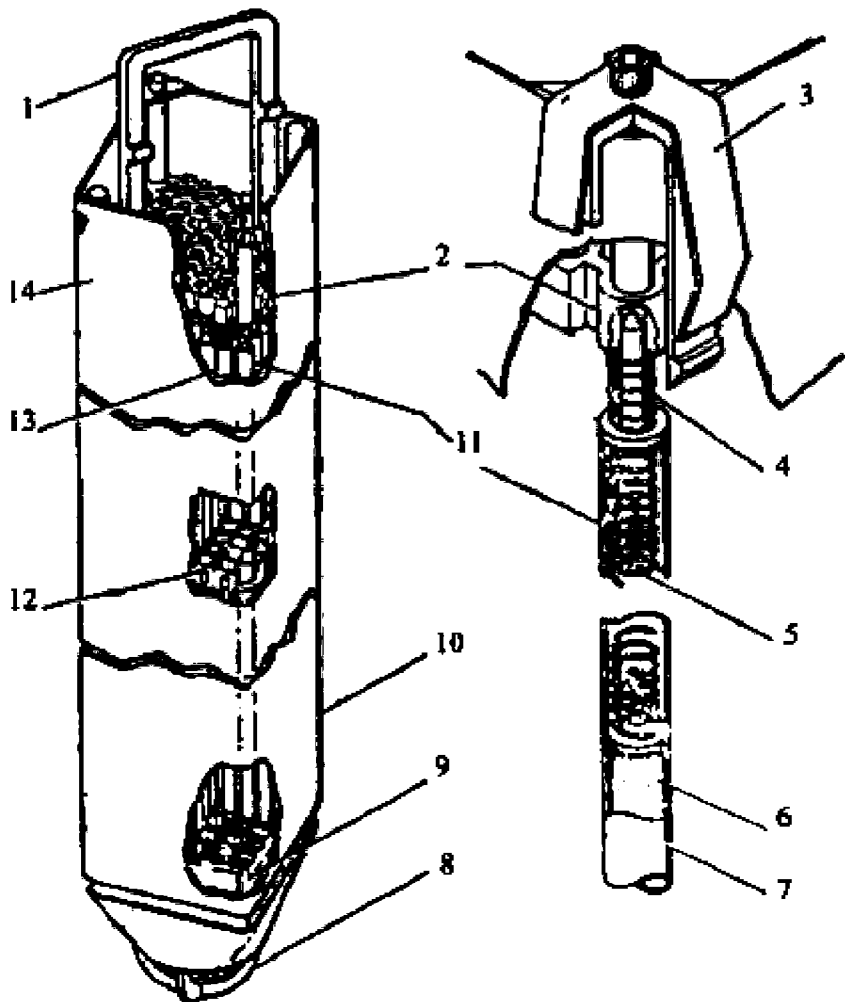


图 1-9 沸水堆燃料组件

1—手柄；2—上固定板；3—燃料盒紧固件；4—膨胀弹簧；5—充气室弹簧；6—燃料芯块；7—燃料棒；8—管口；9—下固定板；10—元件盒；11—燃料包壳；12—燃料棒定位架；13—燃料棒束；14—工艺管

沸水堆外面也有安全壳。大多数沸水堆都采用“压力抑制式”安全壳。这种安全壳用很粗的管道与下面一个很大的环形压力抑制水池相连。当反应堆一回路的管道断裂时,放出的蒸汽被通到水池中而很快冷凝下来,从而可以抑制安全壳内压力的上升。利用这种原理,可以大大缩小安全壳的体积。

1.2.3 重水堆^[2]

由于重水的中子吸收截面很小,因而在用重水做慢化剂时,只用天然铀做燃料就可以使反应堆达到临界。加拿大的坎杜(CANDU)型反应堆是一种典型的重水堆堆型。在这种反应堆中,慢化剂和冷却剂都是重水。

重水的慢化长度比较长,不可能做成稠密栅。在坎杜型重水堆中,慢化剂系统和冷却剂系统是分开的。起慢化作用的重水放在低压的卧式圆筒形排管容器内。在容器内横向布置着数百根容器管(简称排管),管内径在 120mm 以上,里面放着燃料管道组件。图 1-10 为坎杜型重水堆本体结构。坎杜型重水堆采用短棒束型燃料组件。燃料棒的包壳管材料为锆-4 合金,壁厚约 0.38mm,内装天然 UO_2 芯块。图 1-11 所示为典型的燃料棒束组件,它由紧密组装在一起的 37 根燃料棒组成,焊在元件端部的端板将燃料棒组装在一起。钎焊在包壳上的隔块保持元件间必要的间距。棒束长约 50cm,直径约 10cm。9~12 个串接的燃料棒束组件安放在压力管内组成 1 个燃料管道组件。棒束组件借助支承垫可以在水平的压力管内来回滑动。压力管的材料为锆-2.5% 铌合金。管长约 6.3m,内径约 103mm,壁厚约 4.34mm。在压力管与容器管之间,依靠两个支撑环形成一个环形间隙。环隙内充 CO_2 作为隔热介质。

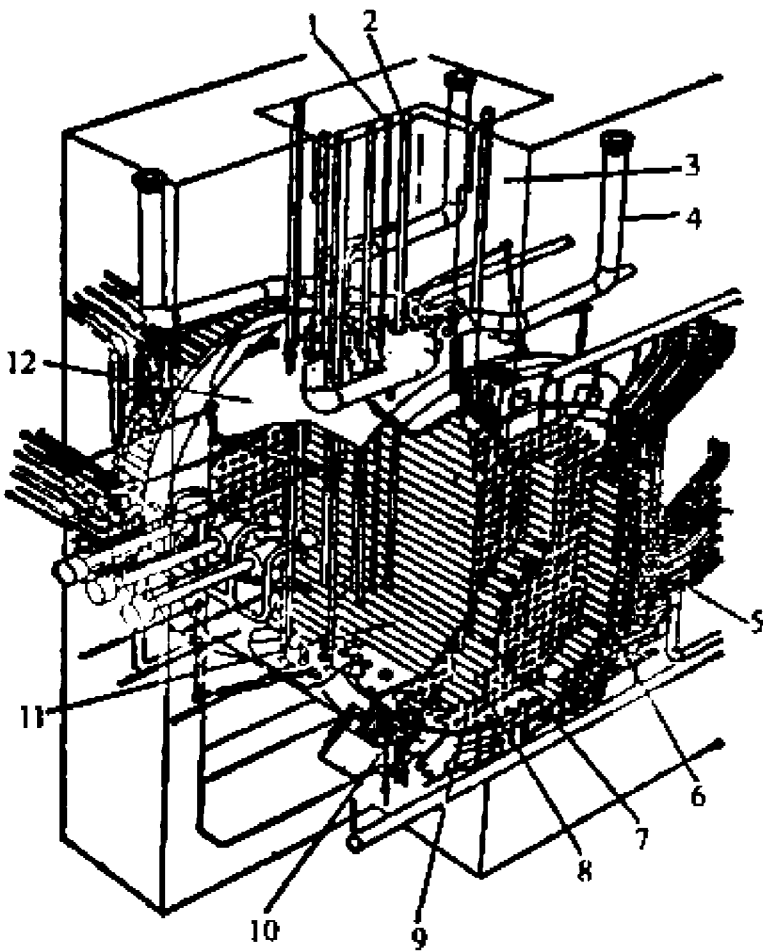


图 1-10 坎杜型重水堆本体结构

1—通量探测器导向管;2—控制棒导向管;3—堆室墙;4—事故卸压管;5—冷却剂进出水管;6—端部件;7—钢球屏蔽;8—端屏蔽延伸管;9—端屏蔽外管板;10—嵌入环;11—容器管;12—排管容器

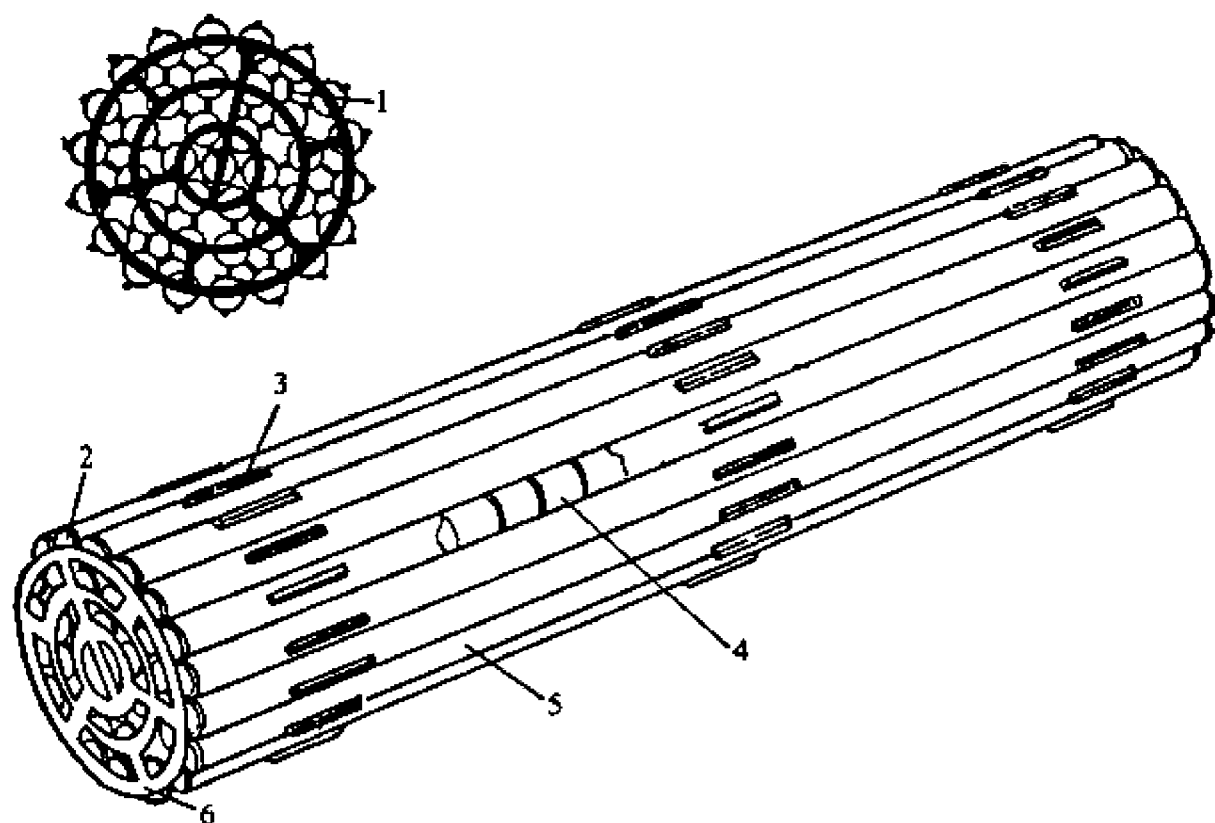


图 1-11 燃料元件棒束

1—元件间的锆合金隔块；2—锆合金端塞；3—锆合金支承垫；4— UO_2 燃料芯块；5—锆合金燃料包壳管；6—锆金属端板

重水堆冷却剂系统通常由一个或两个环路组成。两个环路的主泵和蒸汽发生器布置在反应堆的两侧(见图 1-12)。反应堆冷却剂由主泵唧送流经压力管,把核燃料裂变释放的热量带出堆芯,通过蒸汽发生器把热量传给二回路工质(普通水),使之产生蒸汽供给汽轮机。在主泵出口和蒸汽发生器进口都设有集管(集箱)。集管上分出很多支管,由这些支管同排管容器上相应的压力管相接,支管的总数与燃料管道组件的总数相等。

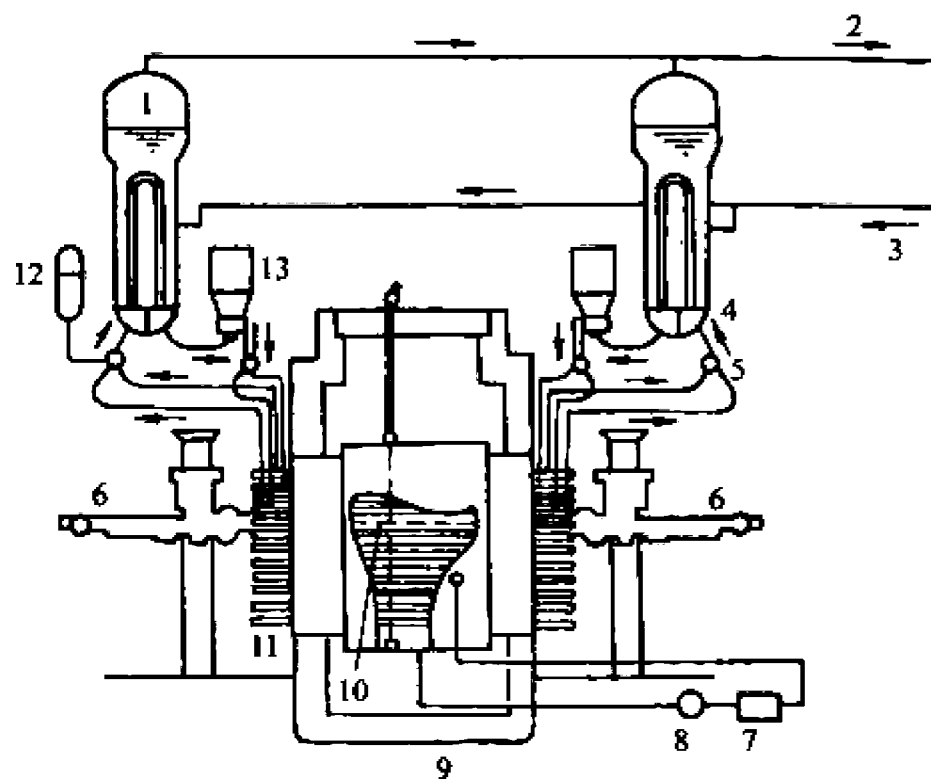


图 1-12 重水堆冷却剂系统

1—蒸汽发生器；2—蒸汽去汽轮机；3—给水；4—蒸汽发生器进水；5—给水集管；6—装卸料机；7—重水热交换器；8—重水泵；9—混凝土屏蔽；10—燃料；11—燃料管道；12—稳压器；13—主泵

为了减少重水用量,还发展了其他类型的重水堆。其中主要是沸腾轻水冷却型重水堆,它是沸水堆与坎杜型堆的结合,在加拿大称坎杜沸水堆(CANDU-BLW)。由于使用轻水做冷却剂,这种堆需要使用低富集度的铀做燃料。为了使汽水混合物流动稳定,压力管是竖放的。从堆芯出来的汽水混合物向上流入汽包进行汽水分离,分离出来的饱和蒸汽直接通向汽轮机,而分离出来的水和从热力循环回路返回的给水一起用水泵送回到反应堆。

1.2.4 气冷堆^[3]

气冷堆是使用气体作冷却剂、石墨作慢化剂的堆型。第一代气冷堆是英法两国建造的一种称为美诺克斯(Megnox)型的气冷堆(见图 1-13)。这种堆采用镁合金作燃料包壳,用金属天然铀作燃料,燃料元件放在石墨砌体的通道中,用加压的二氧化碳作冷却剂。为了强化传热,在燃料元件表面制作了许多肋件。受金属铀和镁基合金工作温度的限制,冷却剂出口温度只能达到 400℃左右,电厂热效率为 30%左右。由于它的基建投资大、热效率低、发电成本高,所以中途停止了发展。

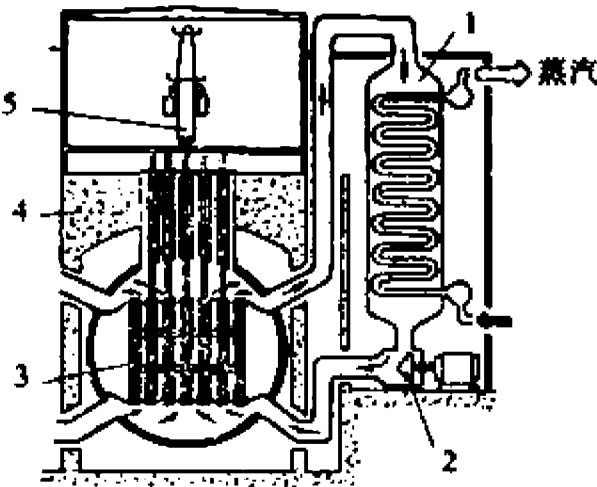


图 1-13 美诺克斯气冷堆示意图
1—蒸汽发生器;2—二氧化碳循环风机;3—堆芯;4—预
应力混凝土压力容器;5—装卸料机构

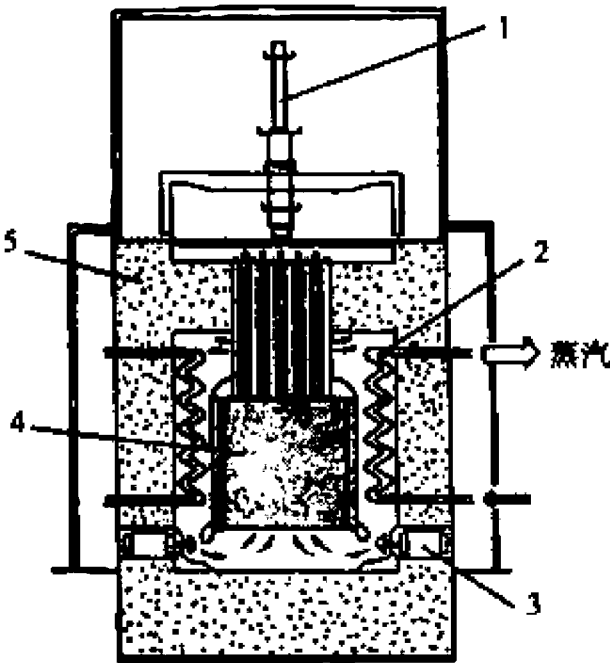


图 1-14 改进型气冷堆示意图
1—装卸料机构;2—蒸汽发生器;3—二氧化碳循环风机
的电机;4—堆芯;5—预应力混凝土压力容器

第二代气冷堆称“改进型气冷堆”(AGR)(见图 1-14)。这种堆改用不锈钢作包壳,二氧化铀作燃料,改进了耐高温性能。但是由于结构材料的中子吸收截面增加,所以必须使用 2%~3%低富集度的铀作燃料。这种堆的冷却剂出口温度可以提高到 650℃左右。但是由于在含水蒸气的情况下,二氧化碳对结构材料的腐蚀严重,而且二氧化碳的传热性能也差,所以 AGR 堆的安全性和经济性还是不够理想。

第三代,即目前正在研究和发展的高温气冷堆(HTGR)。这种堆用氦气作冷却剂、石墨作慢化剂,高富集度的氧化铀或碳化铀等陶瓷材料作燃料。燃料做成 200~800μm 的颗粒,外面包覆几层热解碳涂层作为燃料包壳。涂层厚度为 150~120μm,其中的疏松层可以贮存裂变气体,密实层可以承受裂变气体的压力。将涂敷燃料颗粒分散在石墨基体中,压制成密实体,放入燃料元件之中。

高温气冷堆可采用两种堆芯结构,一种是柱状堆芯,另一种是球床堆芯。柱状堆芯采用棱

柱形元件,它是一个个截面呈六角形的石墨块,上面相间地开有许多纵向的燃料孔道和冷却剂孔道,燃料释出的热量通过周围的石墨传到冷却剂中。石墨块上还有装卸元件用的中心孔,有的还设有控制孔道。每个石墨砌块对边跨距约为 36cm,高约 80cm。把成型的燃料棒插入燃料孔道之后,将数千个这种石墨砌块堆放成大型圆柱形堆芯活性区,在活性区外围有石墨块砌成的反射层。高温气冷堆的基本结构和供汽系统流程如图 1-15 所示,蒸汽发生器和堆芯一起,布置在同一个由预应力混凝土制成的承压容器中。

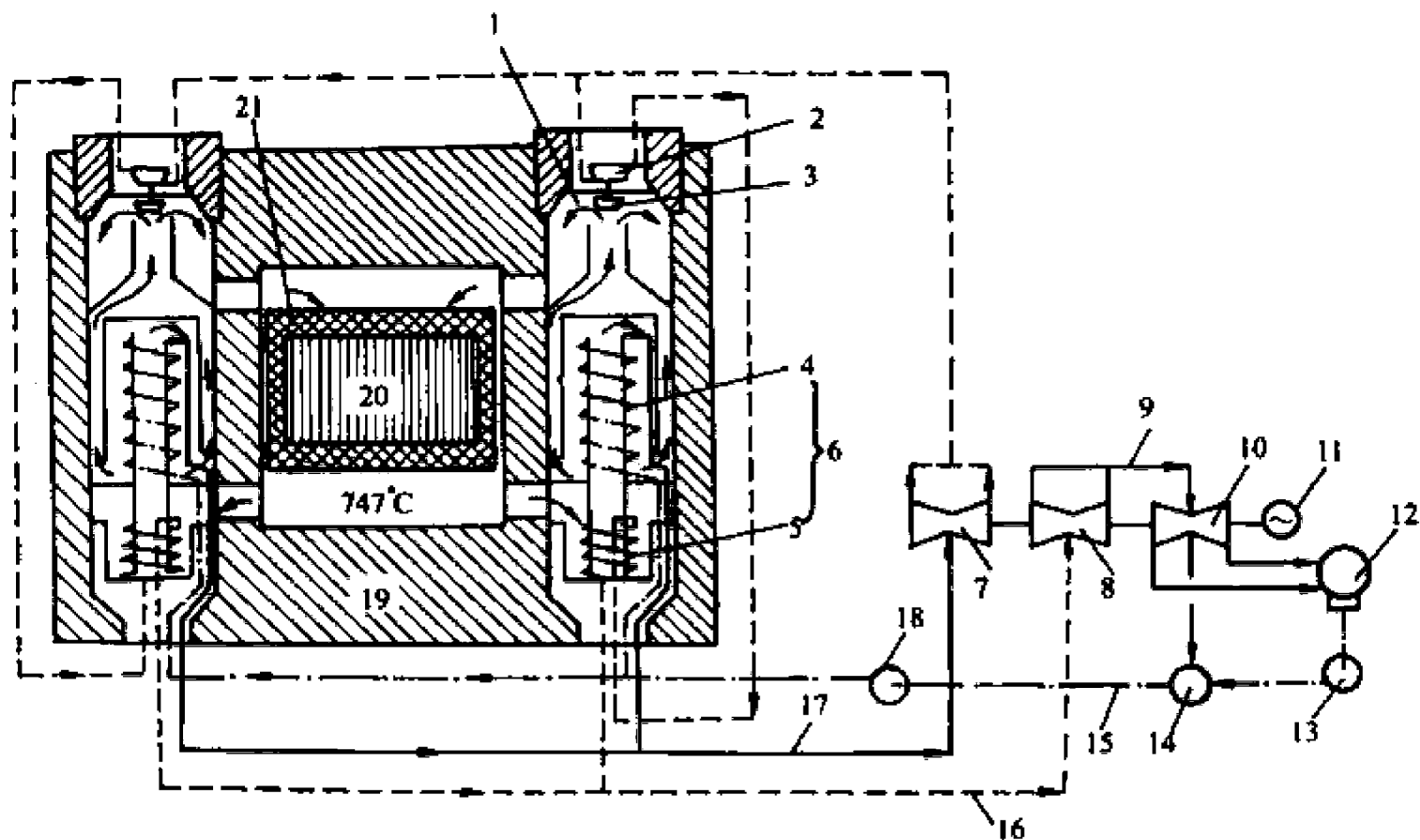


图 1-15 高温气冷堆基本结构和供汽系统流程

1—氦气;2—驱动风机的汽轮机;3—氦气循环风机;4—热交换器;5—再热器;6—蒸汽发生器;7—高压汽轮机;8—中压汽轮机;9—低压蒸汽;10—低压汽轮机;11—发电机;12—冷凝器;13—冷凝水泵;14—给水加热器;15—给水;16—中压蒸汽;17—高压蒸汽;18—给水泵;19—预应力混凝土压力容器;20—堆芯;21—反射层

球床堆芯使用直径约 5cm 的球形燃料元件,它是把涂敷燃料颗粒与石墨的混合体封装在空心的石墨球中而制成的。把这种球形元件无规则地装入堆芯,堆积成球床结构。氦气从顶部流入,向下流经堆芯。这种堆芯结构方案可以实现不停堆连续装卸料,即定期地从堆芯顶部加入新鲜的燃料球,并从堆芯底部将烧过的燃料球卸出来。堆芯底部容器呈漏斗形,以形成堆内合理的球体移动速度分布,使堆芯底部卸出的燃料元件燃耗相接近。

高温气冷堆有许多固有安全性。而且由于使用了中子吸收少的石墨慢化剂和氦气冷却剂,没有金属包壳和结构材料,所以中子利用率好,预计可以实现 0.8 以上的燃料转化比。此外,由于冷却剂氦是惰性气体,不会与堆内的其他物质发生化学反应,作为结构材料的石墨可以耐高温,所以冷却剂出口温度可以达到 700~950℃,可以明显地提高循环热效率,还可以把高温的冷却剂用于煤的气化或液化以及其他化工过程。高温气冷堆的上述优点,使之成为一种很有发展前途的堆型。但是由于许多高温技术问题尚待解决,所以目前还不能大规模地建造发展。

1.2.5 钠冷快堆^[4]

钠冷快堆是钠冷快中子增殖堆的简称。快堆可以实现燃料增殖。在用铀-235 做核燃料时,理论增殖比约为 1.09,用钚做核燃料时,理论增殖比可达 1.5 左右。由于快堆电厂在发电的同时还能把铀-238 转变为可裂变材料钚-239,从而可以使自然界核燃料的利用率大大提高,所以快中子增殖堆是最有发展前途的堆型之一。

快中子增殖堆要求使用传热能力强而中子慢化能力小的流体做冷却剂。目前,可用作快堆冷却剂的材料是液态金属钠和高压氦气。但是氦的使用在技术上比较复杂,用氦作冷却剂的快堆尚处于研究阶段。目前已建成的快堆都是用钠作冷却剂的。液态金属钠的传热特性很好,用它作冷却剂时,可以把燃料元件栅距做得很小。为了提高堆芯的功率密度,燃料棒做得也很细,所以钠冷快堆的堆芯是非常紧凑的。

堆芯的燃料组件如图 1-16 所示。燃料棒直径约 6mm,长约 2~3m。包壳材料使用不锈钢或铌-钒合金。每根燃料棒的中段为活性段,上段和下段为增殖段,装有贫化二氧化铀芯块。

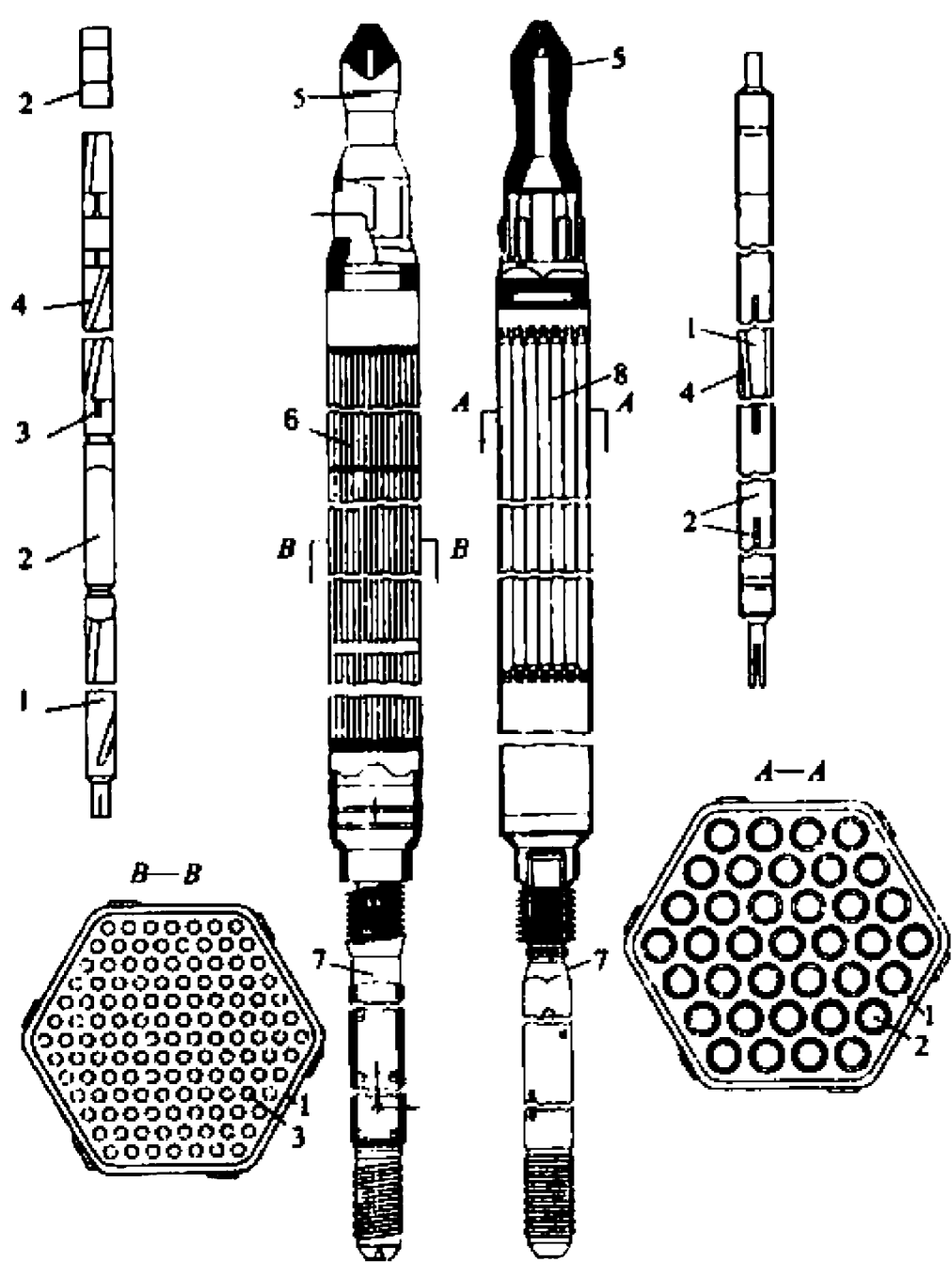


图 1-16 钠冷快中子堆的燃料元件盒

1—细棒包壳;2—增殖材料(贫化铀)芯块;3—燃料芯块;4—定位绕丝;
5—元件盒上端部;6—燃料棒束;7—元件盒下端部;8—增殖材料棒束

在棒的一端还留有一定的空腔,以容纳裂变气体。燃料棒束装到不锈钢制的六角形元件盒内,元件盒对边宽约 100mm,长度 3~4m,每个元件盒装有 200~300 细棒元件。整个堆芯由几百个这样的元件盒排列组成。堆芯四周是增殖区。增殖区的元件棒外径约 15mm,用不锈钢作包壳,内装贫化二氧化铀。

金属型燃料棒的增殖性能比氧化燃料好,所以发展这种燃料元件是很有吸引力的。但是金属燃料辐照肿胀严重,肿胀造成的燃料芯块与包壳之间的机械作用限制了元件的寿命。另外,在高温下,燃料与包壳之间成分相互扩散,产生共晶效应,使包壳的熔点降低,因而限制了冷却剂堆芯出口温度的提高。后来在新型金属燃料设计中,采用 75% 理论密度的低密度燃料,预留大量可容纳肿胀体积的空间,并在元件端部设置裂变气体贮存腔,从而解决了抗辐照性能差的弱点。采用在金属铀、钚中添加锆和降低快堆钠出口温度的方法,抑制了共晶现象。新的 U-Pu-Zr 燃料元件已经通过了高能耗的考验。

钠遇到水会发生剧烈的化学反应。为了防止在蒸汽发生器传热管破裂时钠水反应危及堆芯和防止放射性外逸,通常在一回路与蒸汽动力回路之间设置一个中间钠回路,如图 1-17 所示。

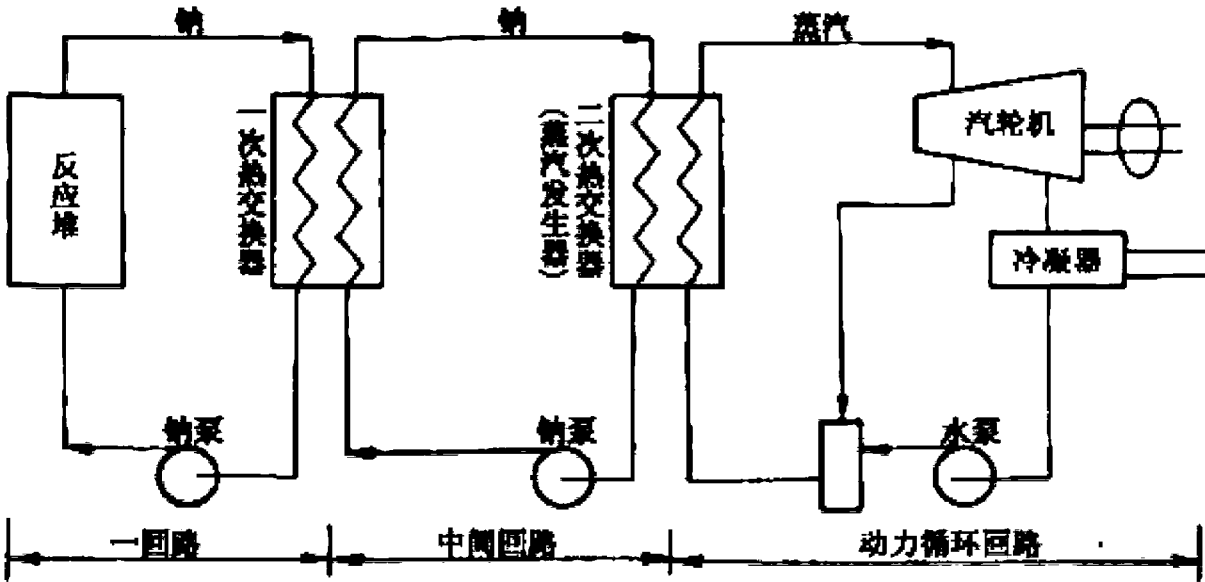


图 1-17 钠冷快堆动力厂流程

目前钠冷快堆有两种结构型式,一种是池式的(图 1-18),另一种是壳式(回路式)的(图 1-19)。在池式结构中,堆芯、钠泵和中间热交换器都放在一个钠池内。池中的钠用泵送到堆芯底部,然后依次流经堆芯和热交换器,最后又返回钠池。这种堆型的优点是一回路系统简单,设备布置紧凑,一回路发生冷却剂丧失事故的可能性非常小;缺点是一回路设备维修困难。壳式结构把堆芯单独放在一个壳体中,钠泵和中间热交换器都放在反应堆壳外面,它们之间由管道连接起来。这种堆维修方便,但是增加了管道破裂、造成冷却剂丧失事故的可能性。

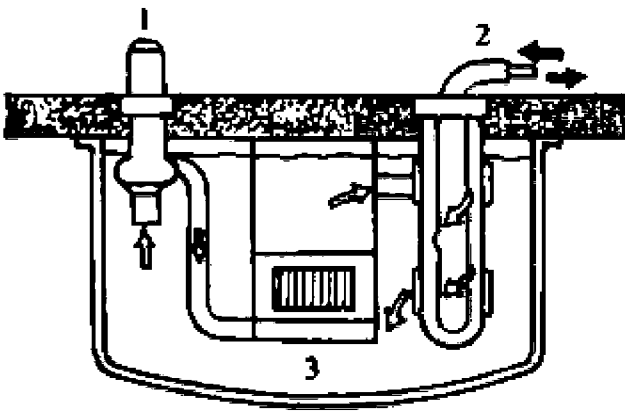


图 1-18 池式钠冷快堆示意图
1—主泵;2—中间热交换器;3—反应堆

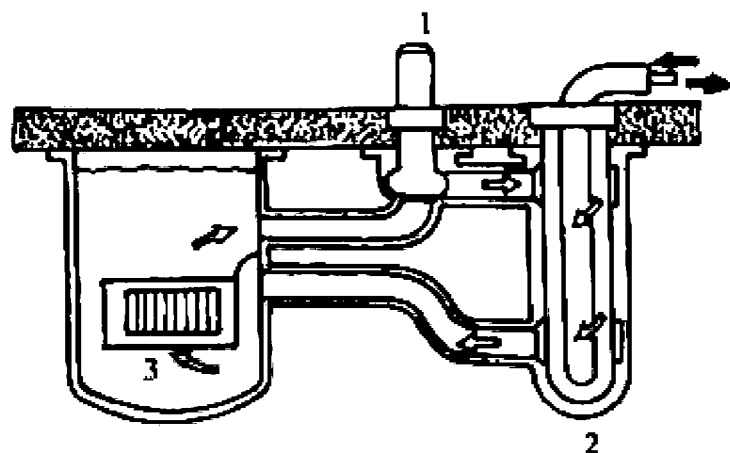


图 1-19 壳式钠冷快堆示意图

1—主泵, 2—中间热交换器, 3—反应堆

1.3 核反应堆热工分析的任务

对于各种用途的反应堆,尤其是对动力堆,最基本的要求是安全。保证反应堆的安全,就是要求在整个寿期内能够长期稳定运行,并能够适应启动、功率调节和停堆等功率变化,要保证在一般事故工况下堆芯不会遭到破坏,甚至在最严重的事故工况下,也要保证堆芯中的放射性物质不扩散到周围环境中去。在确保安全的前提下,还要尽可能提高反应堆的经济性,为此要设法降低造价,减少燃料的装载量,提高冷却剂的温度以提高电厂的热力循环效率等。对于某些特殊用途的反应堆,还有一些特殊的要求。例如对于核潜艇用动力反应堆,就要求反应堆和整套动力装置具备结构紧凑、重量轻、可靠性高等的特点。

反应堆的安全性和经济性是靠反应堆物理、热工、结构、材料、控制、化工等多种学科的合理设计来共同保证的。但是热工设计在其中起着特殊重要的作用。这是因为,反应堆是一种结构紧凑、单位体积释热率高的热源,堆内的结构材料又长期处于强烈的射线辐照下,工作条件非常恶劣。反应堆的设计就是要从各方面保证反应堆处于一种良好的工作状态之中。在设计过程中,热工分析为各方面的设计提供参数和设计依据,而各方面的设计是否合理又要经受热工分析的检验。从设计的全局来说,一个设想的堆芯方案能否实现,反应堆的安全性、经济性以及与各方面设计的协调,也都要在热工设计中体现出来。因此,在整个反应堆设计过程中,热工设计常常起主导作用和桥梁作用。

反应堆热工分析研究的内容主要是分析燃料元件内的温度分布、冷却剂的流动和传热特性、预测在各种运行工况下反应堆的热力参数,以及在各种瞬态和事故工况,压力、温度、流量等热力参数随时间的变化过程。通过对额定功率下的反应堆稳定运行分析(即稳态分析),可以在初步设计阶段对各种方案进行比较,协调各种矛盾,并确定反应堆的结构和运行参数。通过瞬态分析,可以预测反应堆在各种工况下的安全特性,提出各种安全保护系统动作的整定值和动作时间、各种专用安全设施的性能要求、制定合理的运行方式和运行规程,并对反应堆稳态设计提出修正。

反应堆内的热工水力过程是很复杂的。为了分析这些过程,往往需要对它的物理过程建立起一系列的计算分析模型。在反应堆发展初期,由于对堆内的热工水力过程的机理还缺乏了解,理论分析和实验研究都不充分,反应堆的运行经验也少,所以制定的计算分析模型往往比较简单,误差较大。出于安全考虑,在设计中往往留有较大的裕量,因而经济指标也比较低。

从20世纪60年代中期以后,随着核能的发展,对反应堆的安全性和经济性要求越来越高,这种因素推动了热工水力分析技术的发展。为了弄清堆芯内的工况,出现了子通道分析方法。对于事故分析,所考虑的工况越来越全面和深入,分析模型越来越精细。尤其是对于公众关心的冷却剂管道大破口和小破口事故进行了全面的、大量的理论分析和实验研究,建立了许多先进的物理模型和数学模型,并在此基础上编制了一系列通用的瞬态和事故工况分析计算机程序。热工分析的深入还带动了诸如汽液两相流动和传热,以及测试技术等学科的发展,而这些发展又使热工分析的基础更加扎实。另一方面,计算机的快速发展为分析计算工作提供了有力的工具,使人们有可能采用比较完善的理论,编制大型计算机程序,得出更符合实际的计算结果。由于分析精度提高,即可以去掉许多人为的保守因素,使反应堆的经济性得以提高。同时,随着人们对各种事故过程的深入了解,并采取了更有效的安全措施,反应堆的安全性也增加了。

应该特别指出,反应堆热工分析与热工水力实验是密切配合的。在分析中使用的许多原始数据和关系式要靠实验来确定,许多过程的物理模型要靠实验来发展,计算分析结果的正确性,以及所研制的计算机程序的可靠度要靠实验来验证。特别是对一些复杂的工况,由于影响因素非常多,单靠理论分析是无法弄清的。这时必须建造专门的大型实验台架进行综合效应实验。进行这类实验需要耗费巨大的资金,有的还是几国合作进行的。

本书作为教材,将着重介绍反应堆热工分析的基本概念和理论、堆内热工水力过程的基本规律和特点。在此基础上介绍一些分析方法和分析模型。这些方法和模型虽然大多数是解析的、经典的,但是它们有助于弄清物理概念和基本规律。对于近期发展起来的分析模型和计算方法,本书也做了一些简单介绍,以便为深入研究打下基础。反应堆的堆型不同,它们的结构型式、冷却剂特性、运行参数和安全要求等方面也有很大差异。为了便于问题的讨论,并考虑我国选择的发展核能的主堆型,本书将以压水堆作为主要研究对象,但也适当介绍了一些其他堆型的特点。

思考题

- 1-1 试述发展核电事业的重要意义。
- 1-2 比较成熟的动力堆型主要有哪些,它们各有什么特点?
- 1-3 反应堆热工分析主要包括哪些内容?
- 1-4 试述热工水力试验在反应堆热工分析中的地位。

参考文献

- [1] 于平安,朱瑞安,喻真烷,孙启才.核反应堆热工分析.修订版.北京:原子能出版社,1986
- [2] 贾斗南.CANDU堆核电厂热工水力学.西安:西安交通大学核电培训中心,2000
- [3] 上海市能源研究会.能源技术手册(上册).上海:上海科学技术出版社,1989
- [4] 赵兆颐,朱瑞安.反应堆热工流体力学.北京:清华大学出版社,1992

第 2 章 堆的热源及其分布

2.1 核裂变产生的能量及其分布

堆的热源来自核裂变过程中释放出来的能量,每次裂变释放出来的总能量平均值约为 200MeV,若用 E_t 表示这个数值,则 $E_t \approx 200\text{MeV}$ (E_t 已包括缓发中子的能量,它的数值约为总能量的 0.02%,但未计及被中微子带走的能量)。

裂变能的分布与堆的具体设计有关,即与堆的类型、堆芯的形状以及堆内燃料、控制棒、慢化剂、冷却剂、反射层等的布置有关。表 2-1 列出了裂变能的近似分配。

表 2-1 裂变能的近似分配

类 型		来 源	能量/MeV	射 程	释 热 地 点
裂 变	瞬发	裂变碎片的动能	168	极短, $\approx 0.01\text{mm}$	在燃料元件内
		裂变中子的动能	5	中	大部分在慢化剂内
		瞬发 γ 射线的能量	7	长	堆内各处
	缓发	裂变产物衰变的 β 射线能*	7	短	大部分在燃料元件内,
		裂变产物衰变的 γ 射线	6	长	小部分在慢化剂内
					堆内各处
过剩中子引起的 (n, γ) 反应	瞬发和缓发	过剩中子引起的非裂变反应加 (n, γ) 反应产物的 β 衰变和 γ 衰变能	≈ 7	有长有短	堆内各处
总计			≈ 200		

* 伴随着 β 衰变还放出约 10MeV 的中微子能量,但中微子会穿出堆外,因此这部分能量未能得到利用。

裂变碎片的动能约占总能量的 84%,它在铀中的射程很短,约为 0.0127mm,所以可以认为这部分能量是在发生裂变处就地释放出来的,只有很少一部分裂变碎片会穿入包壳内,但不会穿透包壳。在干净的和均匀装载的反应堆内,由裂变碎片动能转换成热能的分布与燃料元件内中子通量的分布基本相同。裂变中子在和慢化剂的头几次碰撞中就失去了大部分的能量,它的射程由几厘米到几十厘米不等。由裂变中子产生的热量的分布取决于它的平均自由程。裂变过程中产生的 γ 射线(包括瞬发 γ 射线和缓发 γ 射线),其穿透能力很强,因此它的能量将分别在堆芯、反射层、热屏蔽和生物屏蔽中转换成热能,也有极少部分 γ 射线穿出堆外。高能 β 粒子在铀内的射程小于 0.254mm,所以高能 β 粒子的能量可认为大部分是在燃料元件内转换成热能的。只有少部分的高能 β 粒子穿出燃料元件进入慢化剂,但它们不会穿到堆芯外边去。

在缺乏精确数据的情况下,对于热堆可以假定 90%以上的总裂变能是在燃料元件内转换成热能的,大约 5%的总裂变能在慢化剂中转换成热能,而余下不足 5%的总裂变能则是在反

射层、热屏蔽等部件中转换成热能的。在压水动力堆的设计中,通常取燃料元件的释热量占堆总释热量的 97.4%,而在沸水堆中取燃料元件的释热量占堆总释热量的 96%。

从以上的分析可以看出,裂变能的绝大部分是在燃料元件内转换为热能的,所以输出燃料元件内所产生的热量的热工水力问题就成为反应堆设计的关键之一。

应该指出,不同核素所释放出来的裂变能量是有差异的(见表 2-2),一般认为取 $E_f \approx 200\text{MeV}$ 已足够准确。

表 2-2 不同核素所释放的裂变能值(在重水堆中)

核 素	E_f/MeV	核 素	E_f/MeV
^{232}Th	196.2 ± 1.1	^{238}U	208.5 ± 1.1
^{233}U	199.0 ± 1.1	^{239}Pu	210.7 ± 1.2
^{235}U	201.7 ± 0.6	^{241}Pu	213.8 ± 1.0

堆的热源及其分布不仅和空间有关,而且还和时间有关。对于刚启动的新堆,因为堆内的裂变产物尚未达到一定的数量,衰变过程尚未达到平衡,由裂变产物产生的能量要比表 2-1 给出的数值低。在经过了短时间的稳定运行之后,裂变能量才能达到上面所讨论的平衡值。此外,在停堆后由于缓发中子释放而产生的裂变和裂变产物的衰变,堆芯内还要继续放出较多的热量。由于裂变过程的物理特征和裂变产物的衰变,一座反应堆在稳定运行较长的时间后停堆,功率不是立即就下降到零,而是降到一个相当低的数值(运行功率的 6%左右),而后便从这个水平继续衰减。在这种情况下的堆内热源分布,和运行时的热源分布就不相同了。例如,停堆一小时后,燃料元件内的释热率只等于运行时的 1%,而反射层和热屏蔽的释热率却等于该处运行时的 10%。这是因为停堆后的释热主要是由吸收裂变产物衰变时放出的 γ 射线而产生的,在堆正常运行时这部分热量虽然只占堆芯热量的一小部分,但却占堆的其他部件(除堆芯外)释热量的相当大的份额。

2.2 堆芯功率的分布及其影响因素

从堆物理计算知道,单位体积的裂变率

$$R = \Sigma_f \phi = N \sigma_f \phi \quad [\text{核反应}/(\text{s} \cdot \text{cm}^3)] \tag{2-1}$$

式中: ϕ 为中子通量[中子/($\text{s} \cdot \text{cm}^2$)]; σ_f 为微观裂变截面积(cm^2); N 为可裂变核子的密度(核/ cm^3); Σ_f 为宏观裂变截面积(cm^{-1})。

则堆芯内单位体积的释热率 q_v 的表达式应为

$$q_v = F_c \cdot E_f N \sigma_f \phi \quad [\text{MeV}/(\text{cm}^3 \cdot \text{s})] \tag{2-2}$$

式中 F_c 是堆芯(主要是元件和慢化剂)的释热量占堆总释热量的份额。如果堆芯的体积为 $V_c(\text{m}^3)$,则整个堆芯释出的热功率 N_c 为

$$N_c = 1.6021 \times 10^{-10} F_c E_f N \sigma_f \bar{\phi} V_c \quad (\text{kW}) \tag{2-3}$$

式中 $\bar{\phi}$ 是整个堆芯体积内的平均中子通量[中子/($\text{cm}^2 \cdot \text{s}$)]。如果计入位于堆芯之外的反射层、热屏蔽等的释热量,则反应堆释出的热功率应为

$$N_t = N_c/F_c = (q_v V_c) 10^6/F_c = 10^6 E_f N \sigma_f \bar{\phi} V_c \quad (\text{MeV/s}) \tag{2-4}$$

或

$$N_1 = 1.0621 \times 10^{-10} E_1 N \sigma_1 \bar{\phi} V_1 \quad (\text{kW})$$

(2-5)

在特定的条件下,式(2-3)和式(2-5)中的 E_1, σ_1, V_1 均为常数;式中的 N 是堆芯中每单位体积内可裂变燃料的核子数,如果裂变物质在堆芯中的分布是均匀的,则也可以认为 N 是常数(实际上在运行中 N 是变化的,为简化起见,在这里认为它是常数)。这样式(2-3)和式(2-5)中就只有一个变量 $\bar{\phi}$ 了,可见堆的热功率和 $\bar{\phi}$ 成正比。此外由式(2-2)可以看到,堆芯内的体积释热率也是和中子通量成正比的,因而堆内热源的分布函数和中子通量的分布函数相同。

2.2.1 堆芯功率的分布

堆芯内的释热率分布是随燃耗寿期而改变的。在对堆芯作较详细的热工分析时,堆芯释热率分布随寿期的变化可由物理计算给出。为了介绍一些基本概念和基本知识,以便能对堆芯进行初步的热工分析,下面所讨论的仅限于一些具有代表性的、在作了简化后得到的释热率分布。

假定燃料在堆芯内的分布是均匀的,富集度也是一样的,对具有不同几何形状的堆芯,近似的中子通量分布可以由堆物理计算得到。表 2-3 中列出了几种不同几何形状堆芯的热中子通量分布函数。对于动力堆中常见的圆柱形堆芯,其中子通量分布如图 2-1 所示,其径向为贝塞尔函数分布,轴向为余弦函数分布。若把坐标的原点取在堆芯的中心,则其数学表达式为:

$$\phi(r, z) = \phi_0 J_0 \left(2.405 \frac{r}{R_c} \right) \cos \frac{\pi z}{L_{Re}}$$

(2-6)

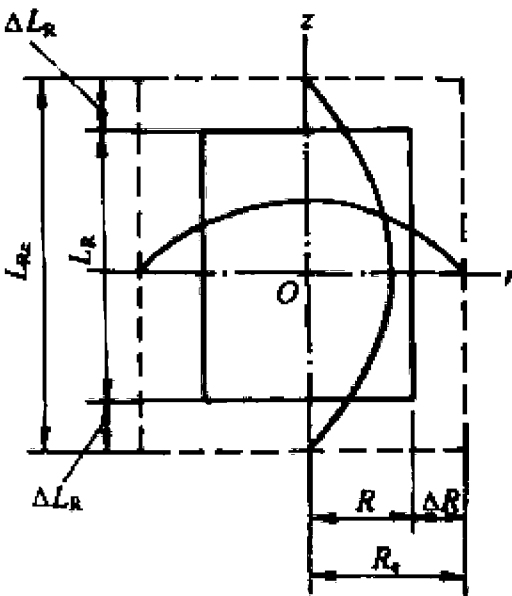

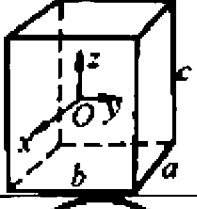

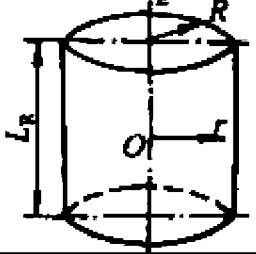


图 2-1 圆柱形堆芯的中子通量分布

表 2-3 均匀裸堆中的热中子通量分布*

几何形状	坐标	分布函数
 无限平板	x	$\cos \left(\frac{\pi x}{a_e} \right)$
 直角长方形	x, y 或 z	$\cos \left(\frac{\pi x}{a_e} \right), \cos \left(\frac{\pi y}{b_e} \right), \cos \left(\frac{\pi z}{c_e} \right)$
 球形	r	$\frac{\sin (\pi r / R_e)}{\pi (r / R_e)}$
 有限圆柱体	r z	$J_0 (2.405 r / R_e)$ $\cos \left(\frac{\pi z}{L_{Re}} \right)$

* 表中 a, b, c, R, L_R 分别为堆芯的几何尺寸,下角标“e”指堆芯的等效尺寸。

式中: R_e 为堆芯的外推半径, $R_e = R + \Delta R$; L_{Re} 为堆芯外推高度, $L_{Re} = L_R + 2\Delta L_R$; R 为堆芯实际半径; L_R 为堆芯实际高度; J_0 为零阶第一类贝塞尔函数; $\phi(r, z)$ 为堆芯内任一位置 (r, z) 上的中子通量; ϕ_0 为堆芯内中子通量的最大值 $\phi(0, 0)$; ΔR 为径向外推长度; ΔL_R 为轴向外推长度。

在反应堆物理分析中已经指出, 裸堆的外推尺寸取决于输运平均自由程 λ_{tr} :

$$R_e = R + \Delta R = R + 0.71\lambda_{tr}$$

$$L_{Re} = L_R + 2\Delta L_R = L_R + 1.42\lambda_{tr}$$

在具有反射层的情况下, 堆芯的外推长度等于外推的反射层节省。对于大型动力堆, 因为 $R \gg \Delta R$ 及 $L_R \gg \Delta L_R$, 在初步计算时可取 $R_e = R$, $L_{Re} = L_R$ 。对于小型水堆和石墨堆, 外推长度与堆芯尺寸可相比拟, 其影响就不能忽略。由式(2-6)可见, 堆芯内的中子通量分布是不均匀的。由于堆芯体积释热率与中子通量成正比, 因而堆芯的释热率分布也是不均匀的。根据式(2-6)可以写出堆芯的释热率分布

$$q_v(r, z) = q_{v, \max} J_0 \left(2.405 \frac{r}{R_e} \right) \cos \frac{\pi z}{L_{Re}} \quad (2-7)$$

式中: $q_v(r, z)$ 为堆芯内任一位置 (r, z) 处的体积释热率; $q_{v, \max}$ 为堆芯最大体积释热率,

$$q_{v, \max} = F_a E_f N \sigma_f \phi_0$$

对于大多数的压水堆来说, 由于燃料的布置、控制棒、水隙、空泡以及燃料燃耗等的影响, 堆芯的释热率分布将偏离上面给出的理论分布。

2.2.2 影响功率分布的因素

1. 燃料布置对功率分布的影响

上面在讨论堆芯的释热率分布时曾经假定燃料在堆芯内的分布是均匀的。实际上, 目前所建造的反应堆基本上是非均匀堆, 即核燃料在堆芯内并非均匀分布, 而是制成一定几何形状的燃料元件, 并以适当的栅距排列成栅阵。如果在堆芯中, 燃料元件的数量很多, 排列又很均匀(大多数动力堆属于这种情况), 在这种情况下, 非均匀堆也可近似地视为均匀的, 仍可采用上面给出的释热率分布表达式, 由此带来的误差并不大。

早期的压水堆大都采用均匀装载方案, 其优点之一就是装卸料方便。但对核电厂来说, 均匀装载也有不利的方面, 从式(2-7)可知, 在这种装载的堆芯内, 中心区域将会出现一个高的功率峰值, 从而限制了反应堆的总功率输出量。此外, 这种堆芯的平均燃耗也比较低。为了克服这些缺点, 目前的核电厂压水堆通常采用分区(比如分三区)装载的方案, 即沿堆芯的径向分三区配置不同富集度的燃料: 具有最高富集度的燃料元件装在最外区, 具有最低富集度的燃料元件放在中心区, 而中间区燃料元件的富集度介于外区和中心区之间。从式(2-3)可知, 堆的热功率近似地与中子通量 ϕ 和可裂变核子的密度 N 的乘积成正比, 这样, 中心区的功率水平降低了而外区的功率水平上升了(相对均匀装载而言)。图 2-2 示出了一个压水堆采用三分区分批装料时的径向功率相对分布的情况。由图可以看出, 功率的分布得到了展平, 这对提高整个反应堆的热功率是有利的。这种分区装载的堆芯, 在换料时只要更换一部分燃料元件就可以了, 即在第一个堆芯的寿期末, 将燃耗最大的中心区燃料元件从堆芯中提出来, 而将中间区的燃料

元件移到中心区的位置上,再将外区的移到中心区的位置上,然后把新的燃料元件装在最外区的空位上。采用了这种倒料方案,显然燃料的平均燃耗提高了。动力堆的燃料装载根据具体的要求可以有不同的方案,比如将堆芯分成两区(点火区与再生区),这也将使功率分布产生变化。

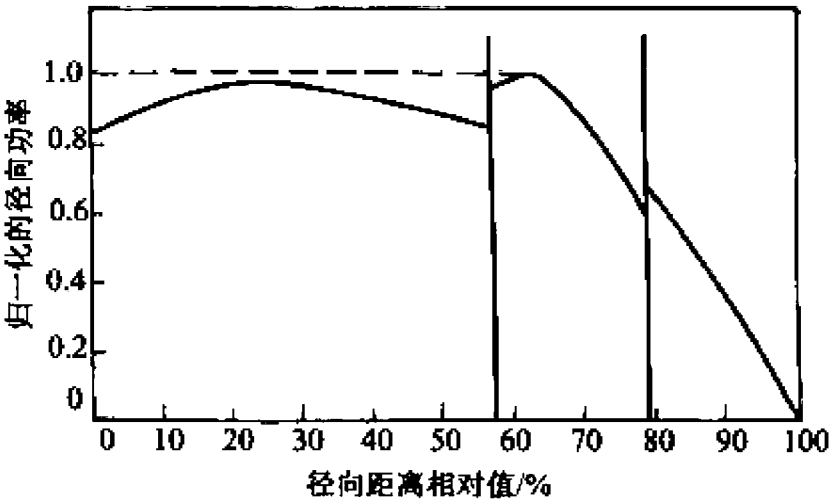


图 2-2 压水堆采用三区分批装料时的归一化的功率分布

2. 控制棒对功率分布的影响

为了堆的安全和运行操作的灵活性,所有的反应堆都必须合理布置一定数量的控制棒。一般是将它们均匀地布置在具有高中子通量的区域,这既有利于提高控制棒的效率,也有利于径向中子通量的展平。如图 2-3 所示,在堆的寿期初,中央部分的某些控制棒的插入,使堆的径向功率分布得到了展平,因为在控制棒的边界与在堆的外推边界处一样,中子通量大幅下降,所以中央部分的中子通量及功率水平降低了,而外区的中子通量及功率水平则提高了。必须说明,中央控制棒插入堆芯,虽使径向功率分布得到了展平,但给轴向功率分布带来了不利的影响。图 2-4 示出了压水堆中常见的情况。控制棒由堆顶部插入,在堆的寿期初,控制棒的插入使中子通量分布歪向堆的底部,而到寿期末,由于控制棒的提出,并且由于堆芯顶部的燃耗较低,中子通量分布就向堆的顶端歪斜,这种分布从热工观点来看,是不利的。这是因为堆芯上部的冷却剂温度比堆芯下部的要高。而且从图 2-4 还可以看到,有控制棒时堆芯功率峰值对平均功率之比可能高于未受扰动的堆芯的这个比值。

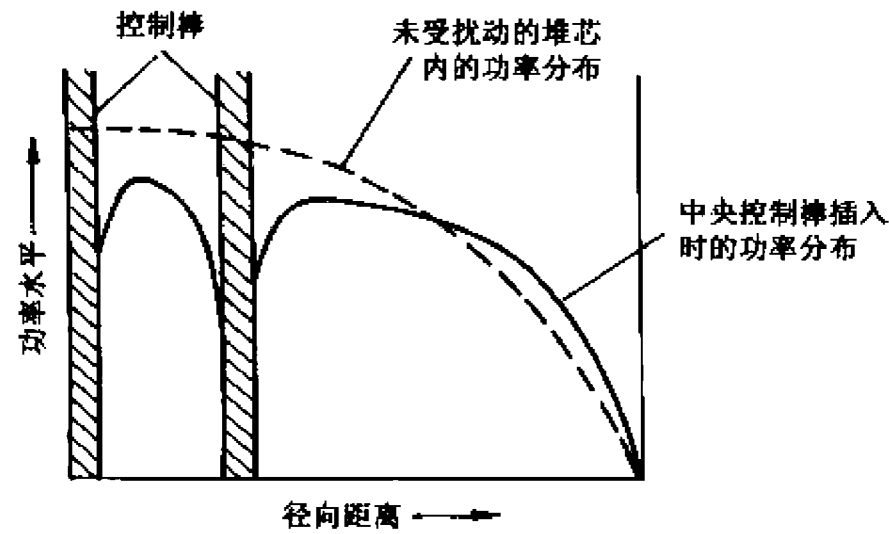


图 2-3 圆柱形反应堆带与不带控制棒时的功率分布

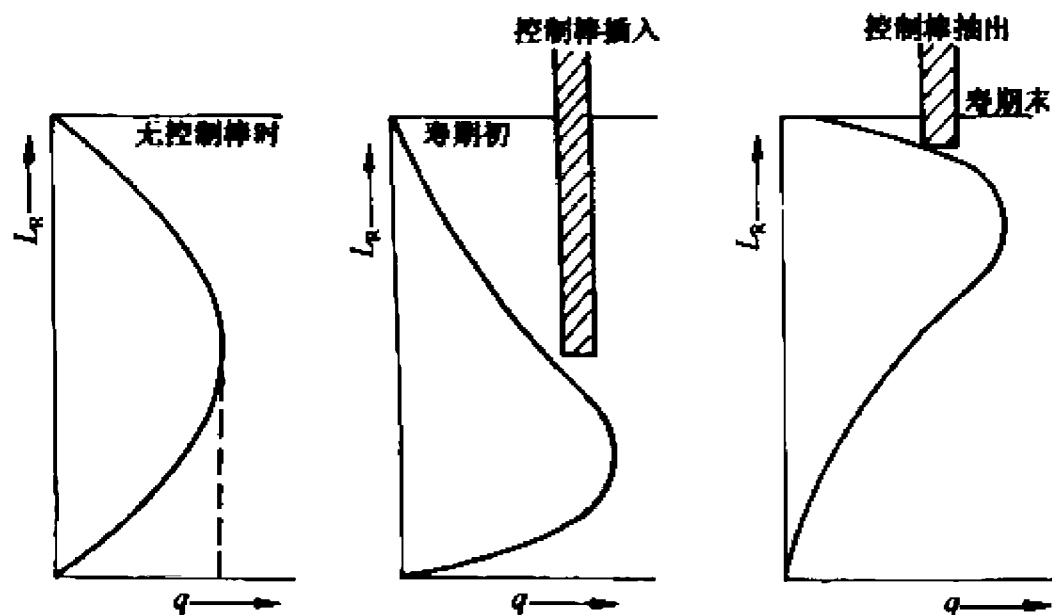


图 2-4 控制棒对轴向功率分布的影响

3. 水隙及空泡对功率分布的影响

在以轻水作为慢化剂的堆芯中,还必须考虑由附加的水隙所引起的局部功率峰值。附加的水隙包括燃料元件盒之间存在的水隙以及栅距的变化和控制棒提起时所留下的水隙。这些水隙引起的附加慢化作用,使该处的中子通量上升,因而使水隙周围元件的功率升高,从而增大了功率分布的不均匀程度。在一个具有低富集度铀和用不锈钢作燃料元件包壳的堆芯内,圆形水孔的影响示于图 2-5。由图可见,为了使堆的功率分布均匀,应尽量避免水隙或减小它的影响,早期的水堆采用的是“十”字形或“Y”形控制棒,在控制棒的下端装有一段用中子吸收截面低的材料制成的“挤水棒”,这样,在控制棒上提时挤水棒可挤去水腔中的水。近代压水堆多采用棒束型控制棒组件,在这种情况下,控制棒的数量多而且细(直径小),控制棒上提后留下的水隙较小,由此引起的通量峰值并不明显,因而往往可以省掉挤水棒;这样做不仅可以缩小压力壳的高度,而且也有利于堆芯结构设计。

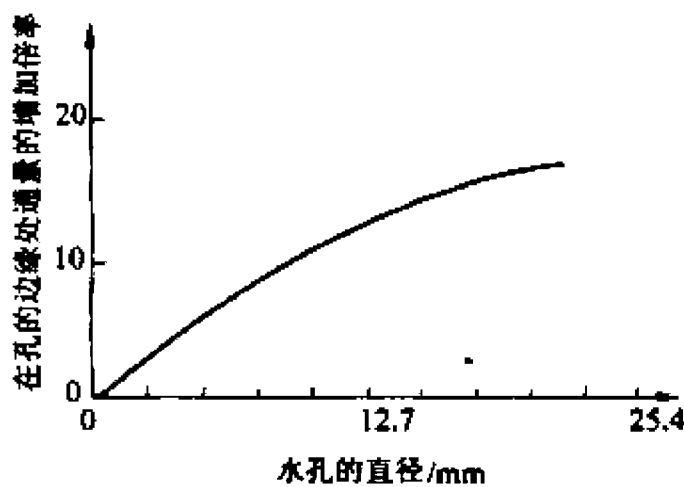


图 2-5 在一个圆形水孔边缘上的通量峰值

近年来设计的压水堆已取消在热管出口不允许产生饱和沸腾的限制,这样在堆芯的某些区域就会有蒸汽产生。蒸汽的密度相对水而言要小得多,所以往往把汽泡称之为空泡。空泡的存在将会导致堆芯反应性下降。这种效应在事故工况下尤为显著,因而空泡的存在能够减轻某些事故的严重性。

在沸水堆中,堆芯上部的含汽量大于堆芯下部的含汽量,所以堆芯下部的中子通量较高,这和压水堆是不同的。由于存在这一特殊情况,沸水堆的控制棒一般从堆的底部向上插入堆芯,以利于通量的展平和提高控制棒的效率。

2.2.3 燃料元件内的功率分布

式(2-6)给出的圆柱形堆芯的热中子通量分布表达式是对均匀堆而言的,但对燃料元件数

量很多的非均匀圆柱形的堆芯,即对于大多数的动力堆仍然可以应用。因为这两种情况的通量分布的总趋势是一样的(如图 2-6 所示)。

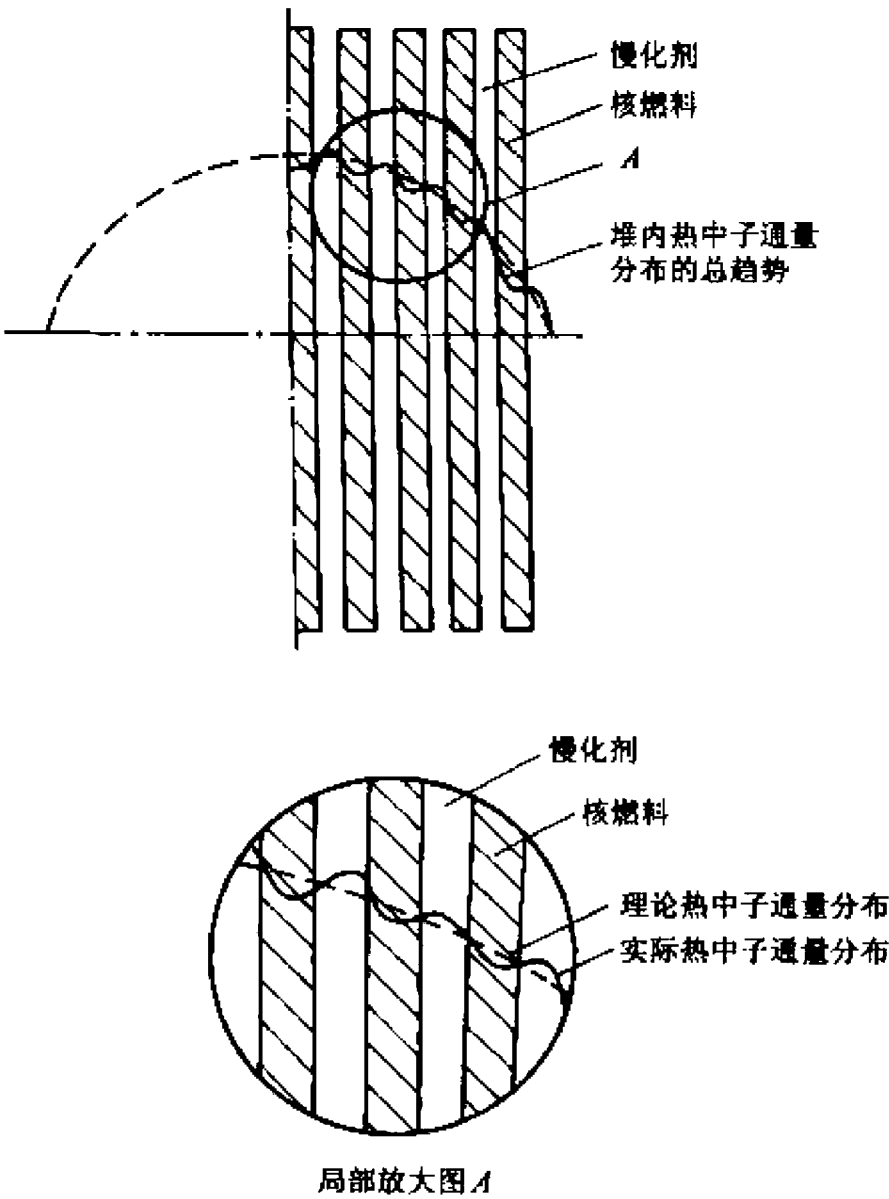


图 2-6 非均匀堆的热中子通量分布示意图

但是应该注意到,在非均匀堆中,由于燃料元件的自屏效应,燃料元件内的中子通量分布与它周围慢化剂内的中子通量分布会有较大的差异(见图 2-6)。在反应堆计算中,通常假设沿燃料元件径向的释热率是常数,但这个假设不够精确,因为热中子是在燃料元件外围的慢化剂中产生的,而燃料元件的外圈要吸收热中子,所以燃料元件中心的热中子通量要比外表面的低。下面来看一下非均匀堆栅阵内半径为 R_0 的棒状燃料元件内的功率分布(图 2-7)。若用半径为 R_1 的具有等效截面的圆来代替原来的正方形栅元,并假设热中子仅在整个慢化剂内均匀地产生,应用扩散理论,则可得到简化后的燃料元件内热中子通量分布的表达式:

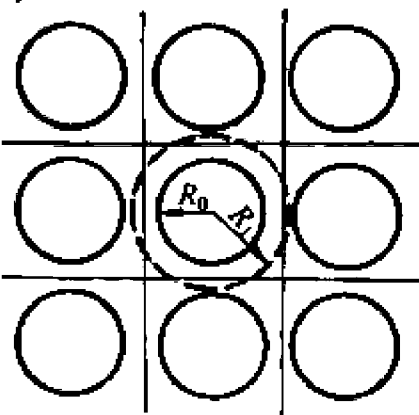


图 2-7 非均匀堆栅阵内的单元

$$\phi = A I_0(K_0 r) \tag{2-8}$$

式中: ϕ 是燃料棒中半径为 r 处的热中子通量; I_0 是零阶第一类修正的贝塞尔函数; $K_0^2 = \Sigma_a / D$, Σ_a 是宏观吸收截面积, D 是扩散系数; A 值可由边界条件确定。若燃料棒表面处的热中子通量为 ϕ_s ,则在 $r=R_0$ 处, $\phi=\phi_s$,这样,式(2-8)可改写为

$$\phi = \phi_s \frac{I_0(K_0 r)}{I_0(K_0 R_0)} \quad (2-9)$$

在一般情况下, ϕ_s 是已知数, 若定义燃料元件自屏因子 F 为

$$F = \frac{\phi_s}{\bar{\phi}_s}$$

式中 $\bar{\phi}_s$ 是燃料棒内部的平均热中子通量。根据前面的假设, 对于棒状燃料元件可以证明:

$$F = \frac{K_0 R_0}{2} \cdot \frac{I_0(K_0 R_0)}{I_1(K_0 R_0)} \quad (2-10)$$

其中 I_1 是一阶第一类修正的贝塞尔函数。在采用富集铀并且燃料棒的尺寸比较细(直径小于 12.7mm)的情况下, F 值的范围是 1.0~1.1。由于 F 值变化不大, 为了简化计算, 可以认为在燃料元件内某一给定位置上所产生的功率正比于该位置上不考虑自屏效应时的宏观热中子通量, 这样做所造成的误差并不大。更精确的 F 值要根据逃脱几率的方法进行详细计算。

2.3 控制棒、慢化剂和结构材料中热量的产生和分布

1. 控制棒中的热源及其分布

控制棒吸收 γ 射线和吸收中子的 (n, α) , (n, γ) 反应将释出一定热量, 也必须对它进行有效的冷却。控制棒内产生的功率及其分布与堆型以及所用控制材料的性质和控制棒的形状(型式)有着直接的关系。可以作为控制棒的材料有硼(B)、镉(Cd)、铪(Hf)等。压水动力堆一般采用银-铟-镉合金或碳化硼作为控制棒材料。通常把控制棒做成类似燃料元件那样的细棒, 且在控制材料做成的芯棒表面用包壳覆盖, 以提高其强度、刚度和耐腐蚀性能。通常用不锈钢作为包壳材料。为了改善控制棒的工艺性能和传热性能, 常常在芯棒和包壳之间充以某种气体(如氦气)。控制棒的热源来自以下两方面: 吸收堆芯的 γ 辐射以及控制棒本身吸收中子的 (n, α) 或 (n, γ) 反应。因吸收 γ 射线而释热这一项热源, 与堆芯的结构、控制棒本身的结构、控制棒材料的性质以及控制棒在堆芯所处的位置有关。可以用屏蔽设计的方法来进行计算。要计算因 (n, α) 或 (n, γ) 反应而释热这一项热源, 首先必须算出控制棒在单位时间内俘获的中子数 n (中子/s)。控制棒每秒俘获的中子数可用下式估算:

$$n = 3.121 \times 10^{13} N_t \Delta k_t \quad (\text{中子/s}) \quad (2-11)$$

式中, 3.121×10^{13} 是释放出 1kJ 能量的裂变数; N_t 的单位是 kW; Δk_t 是控制棒对中子的吸收系数, 即每次裂变被控制棒吸收的中子数(中子/裂变)。

控制棒俘获中子所产生的反应究竟是 (n, α) 还是 (n, γ) , 取决于控制棒所用的材料。如果是 (n, α) 反应, 则可假设放出的 α 粒子的能量为 $E_\alpha \approx 2\text{MeV}$ 。由于 α 粒子的射程短, 其能量主要为控制棒本身所吸收, 因而所产生的功率

$$\begin{aligned} N_s &= nE_\alpha = 6.242 \times 10^{13} N_t \Delta k_t \quad (\text{MeV/s}) \\ &= 0.01 \times N_t \Delta k_t \quad (\text{kW}) \end{aligned} \quad (2-12)$$

如果控制棒吸收中子产生 (n, γ) 反应, 因放出的 γ 射线的能谱有一个范围。如果取其能谱的平均值为 E_γ , 产生的 γ 量子数为 $\nu(E_\gamma)$, 自吸收系数为 a (由于 γ 的穿透能力强, 控制棒本身只能吸收 γ 射线的一部分能量), 则这一部分功率可用下式表示:

$$\begin{aligned} N_\gamma &= 3.121 \times 10^{13} N_1 \Delta k_e E_\gamma v(E_\gamma) a \quad (\text{MeV/s}) \\ &= 5.0 \times 10^{-3} N_1 \Delta k_e E_\gamma v(E_\gamma) a \quad (\text{kW}) \end{aligned} \quad (2-13)$$

若控制棒是由 m 种不同的吸收材料组成的,且每种材料吸收中子所产生的反应类型和放出的能量不同,则控制棒因吸收中子所产生的总释热量 N_m 应为

$$\begin{aligned} N_m &= \sum_{i=1}^m 3.121 \times 10^{13} N_1 \Delta k_e \xi_i E_i a_i \quad (\text{MeV/s}) \\ &= \sum_{i=1}^m 5.0 \times 10^{-3} N_1 \Delta k_e \xi_i E_i a_i \quad (\text{kW}) \end{aligned} \quad (2-14)$$

式中: ξ_i 为第 i 种材料所吸收的中子数占控制棒吸收中子总数的份额; E_i 为第 i 种材料每吸收一个中子所产生的能量(MeV); a_i 为第 i 种材料的自吸收系数,视吸收中子后所产生的反应而定,若为 (n, α) 反应,则 a_i 可取为 1。式中其余符号的意义同式(2-12)和式(2-13)。

如上所述,在控制棒中的总释热量应该是两项释热量的总和,即吸收堆芯 γ 辐射以及吸收控制棒本身因 (n, α) 或 (n, γ) 反应所产生的热量的全部或一部分。在求得插入堆芯的控制棒的释热量以后,就不难用具有内热源的热传导方程算出其温度分布(或者是中心最高温度)。控制棒最高中心温度应小于特定条件下的允许温度。

2. 慢化剂中的热源及其分布

慢化剂中所产生的热量主要是裂变中子的慢化、吸收裂变产物放出的 β 粒子的一部分能量、吸收各种 γ 射线的能量。因为裂变中子的大部分动能都在初始几次的碰撞中失去,因此由它产生的热源的分布将取决于快中子的平均自由程。如果反应堆内快中子的平均自由程很短,例如在以轻水作为慢化剂的反应堆内,慢化剂中热源的分布大致与中子通量的分布相同;如果平均自由程长,则其热源的分布就接近于均匀分布。慢化剂中的体积释热率可近似地用下式表示:

$$q_{v,m} = 0.10 q_v \frac{\bar{\rho}_m}{\bar{\rho}} + (1.602 \times 10^{-13}) \Sigma_s \phi_1 (\Delta E) \quad (2-15)$$

式中: $q_{v,m}$ 是慢化剂中的体积释热率(W/cm^3); q_v 是均匀化处理后堆芯某一位置上的体积释热率(W/cm^3); $\bar{\rho}_m$ 是慢化剂的平均密度(g/cm^3); $\bar{\rho}$ 是堆芯材料的平均密度; Σ_s 是快中子宏观弹性散射截面(cm^{-1}); ϕ_1 是快中子通量[中子/($\text{cm}^2 \cdot \text{s}$)]; ΔE 是每次碰撞的平均能量损失(MeV),由下式给出:

$$\Delta E = \frac{E_0 - E_1}{n}$$

式中: E_0 是快中子的能量(MeV); E_1 是热中子的能量(MeV); n 是快中子慢化成熟中子所需的平均碰撞次数, $n = \ln(E_0/E_1)/\xi$, ξ 是平均对数能量缩减。

应当指出,如果冷却剂和慢化剂是同一种材料,例如水-水堆,则慢化剂的冷却问题就可以合并元件的冷却问题中一起考虑;如果冷却剂是液体而慢化剂是固体,例如水-石墨堆,则慢化剂的冷却必须专门考虑。

3. 结构材料中的热源及其分布

在堆芯内,由于结构方面的需要还存在着诸如包壳、元件盒、定位架、控制棒导向管等结构

材料。这些材料中热量的来源几乎完全是由于吸收来自堆芯的各种 γ 辐射。若认为对 γ 射线的吸收正比于材料的质量，则可近似地用下式估算体积释热率：

$$q_{v,\gamma} = 0.10q_v \frac{\bar{\rho}}{\rho}$$

(2-16)

式中： $q_{v,\gamma}$ 是堆芯某一位置上的单位体积结构材料吸收 γ 射线所释出的热量，即体积释热率 (W/m^3)； q_v 是在均匀化处理后堆芯某一位置上的体积释热率 (W/m^3)， ρ 是结构材料的密度 (g/cm^3)， $\bar{\rho}$ 是堆芯材料的平均密度 (g/cm^3)。此外，由结构材料与中子的相互作用而产生的热量，一般认为不大于由吸收 γ 而产生的总热量的 10%，所以用式(2-16)估算 $q_{v,\gamma}$ 不会带来太大的误差。显然结构材料中的热源还与结构材料本身的具体形状和所处的部位有密切关系，例如，水堆中的燃料元件的包壳，由于它很薄(通常小于 1mm)，对 γ 的减弱很少，就可以忽略减弱 γ 射线所产生的热量。

2.4 停堆后的功率

在反应堆停堆后，其功率并不是立刻降为零，而是按照一个负的周期迅速地衰减，周期的长短最终取决于寿命最长的放射缓发中子的裂变核群的半衰期。当反应堆由于事故或正常停堆后，堆内自持的链式裂变反应虽然随即终止，但还是有热量不断地从芯块通过包壳传入冷却剂中。这些热量的一部分来自燃料棒内储存的显热，热量的另外两个来源是剩余中子引起的裂变和裂变产物的衰变及中子俘获产物的衰变。因此，在反应堆停堆后，还必须采取一定的措施对堆芯继续进行冷却，以便排出这些热量防止损坏燃料元件。通常反应堆都设有专门的余热导出系统或停堆冷却系统。上述三个热源随时间变化的特性各不相同，铀棒内的显热和剩余中子裂变热大约在半分钟之内传出，其后的冷却要求完全取决于衰变热。假定反应堆在运行了一段很长时间后停堆，这意味着裂变产物已达到平衡，这时衰变热一开始约为停堆前功率的 6%，而后迅速衰减，表 2-4 给出了压水堆经过长期运行后停堆，其衰变热随时间的变化。

表 2-4 压水堆的衰变热

停 堆 时 间	停堆前稳态功率的百分值/%
1s	6.5
10s	5.1
100s	3.2
1000s	1.9
1h	1.4
10h	0.74
100h=4.17d	0.33
1000h=41.7d	0.11
8760h=1a	0.023

2.4.1 剩余裂变功率的衰减

停堆后热量的来源之一是由于剩余中子裂变而释放的热量，称之为剩余裂变功率。当反

应堆稳态运行时,有效增殖系数 k_{eff} 必须是 1,否则堆功率就会有变化。堆启动时 k_{eff} 必须大于 1,而停堆时 k_{eff} 必须小于 1。通常用反应性 ρ 来表示 k_{eff} 的大小,其定义是:

$$\rho = \frac{k_{eff} - 1}{k_{eff}}$$

显然,反应堆处于稳态时, $\rho=0$ 。停堆时,由于大量控制棒插入堆芯,等于引入一个负的 ρ 。对于热中子裸堆,在停堆后非常短的时间内,如在停堆后 0.1s 时间内,这时剩余裂变功率主要是瞬发中子裂变的贡献。这时若设改变反应性前的中子通量为 $\phi(0)$,则停堆后 τ 秒的中子通量为 $\phi(\tau)$,有:

$$\phi(\tau) = \phi(0) \exp \left[\frac{(k_{eff} - 1)\tau}{l} \right]$$

式中 l 为瞬发中子的平均寿命,量级为 10^{-5} s。

若是停堆的时间较长,就必须考虑缓发中子对剩余裂变功率的影响。若 ρ 的变化小,可近似用单群来表示所有的缓发中子,即取单群的衰变常数 λ 等于六群缓发中子先驱核(见表 2-5)衰变常数的权重平均值:

$$\lambda = \beta \left(\sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{\lambda_i} \right)^{-1}$$

表 2-5 铀-235 裂变时缓发中子份额和衰变常数

i 组	中子平均寿命/s	衰变常数 λ_i/s^{-1}	份额 β_i
1	80.2	0.0124	0.0002
2	32.8	0.0305	0.0014
3	9.01	0.111	0.0013
4	3.32	0.301	0.0025
5	0.885	1.13	0.0007
6	0.333	3.0	0.0003

这时可用下式求停堆后 τ 时刻的中子通量:

$$\phi(\tau) = \phi(0) \left[\frac{\beta}{\beta - \rho} \exp \frac{\lambda \rho \tau}{\beta - \rho} - \frac{\rho}{\beta - \rho} \exp \left(- \frac{(\beta - \rho)\tau}{l} \right) \right] \tag{2-17}$$

式中 β 为缓发中子的总份额, β_i 和 λ_i 分别为第 i 群缓发中子的份额和衰变常数。应当指出,式(2-17)仅当 $(\beta - \rho)$ 为正时才能成立,因为 l 的量级为 10^{-5} s, λ 近似为 $0.08s^{-1}$ 。在停堆时,瞬发中子引起通量变化的部分,即式中右端的第二项,其随时间下降比式中右端第一项快得多。在停堆时间较长后,堆功率的大小主要由第一项缓发中子决定,而且衰减缓慢。

若停堆的时间 τ 较长且反应性的变化较大,则要分别考虑六群缓发中子的影响。这时中子通量的近似解为

$$\phi(\tau) = \phi(0) [A_1 \exp(-\lambda_1 \tau) + \cdots + A_6 \exp(-\lambda_6 \tau) + A_0 \exp(-\tau/l)] \tag{2-18}$$

若负反应性大于一个 β ,堆功率下降的速度将由衰变最慢的一群缓发中子先驱核的寿命来决定。此时,堆功率稳定下降的周期约为 80s。由式(2-18)可见剩余裂变功率的变化规律先是瞬发跃变,而后就缓慢地按指数规律衰减。

对于恒定功率下运行了很长时间的轻水慢化堆,在停堆时如果引入的负反应性的绝对值大于 4%,则在裂变功率起重要作用的时间内,可用下式来估算其相对功率的变化:

$$N(\tau)/N(0) = 0.15 \exp(-0.1\tau) \tag{2-19}$$

式中的 τ 以秒计。

由于缓发中子寿命基本上是由反应堆的慢化剂决定的,故上式只适用于轻水堆,对于用重水慢化的反应堆,衰变常数应该以 0.06 代替 0.1。还应指出的是,式(2-19)只适用于用 U-235 作燃料的反应堆,不适用于以钚为燃料的反应堆。由于 Pu-239 的缓发中子份额只有 0.21% 左右,因此,剩余裂变功率将是 U-235 燃料的三分之一左右。

2.4.2 衰变功率的衰减

停堆后,除了剩余裂变功率外,还有两个主要热源,即裂变产物的放射性衰变和中子俘获产物的放射性衰变所产生的能量,也即所谓衰变功率。通常把由裂变产物衰变所产生的能量称为裂变产物衰变功率 $N_{f1}(\tau)$;把中子俘获产物衰变所产生的能量称中子俘获产物的衰变功率 $N_{f2}(\tau)$ 。衰变功率的大小及其随时间的变化对于停堆冷却系统的设计以及对乏燃料元件在贮存时和它在运输过程中如何进行冷却都是至关重要的。

1. 裂变产物的衰变功率

目前计算裂变产物衰变功率的方法有两种,一是根据裂变产物的种类及其所产生的射线的能谱编制的计算机程序来计算裂变产物的衰变热,但这种方法比较复杂,这里不作介绍,可参考相关文献资料。另一种方法是把裂变产物作为一个整体来处理,根据实际测量得到的结果,整理成半经验公式,本方法较简单易于计算,也是常用的一种方法。通常用于计算裂变产物衰变功率的半经验公式为^[1]

$$N_{f1}(\tau)/N(0) = \frac{A}{200} [(\tau)^{-a} - (\tau + \tau_0)^{-a}] \tag{2-20}$$

式中; $N_{f1}(\tau)$ 为停堆后 τ 秒时的裂变产物衰变功率; $N(0)$ 为停堆前连续运行 τ_0 秒的堆功率; A 及 a 为系数,见表 2-6。

表 2-6 公式(2-20)的系数表

时间范围/s	A	a	最大正误差/%	最大负误差/%
$10^{-1} \leq \tau < 10$	12.05	0.0639	4(在 10s 下)	3(在 10s 下)
$10 \leq \tau \leq 1.5 \times 10^2$	15.31	0.1807	3(在 1.5×10^2 s 下)	1(在 30s 下)
$1.5 \times 10^2 \leq \tau < 4 \times 10^4$	26.02	0.2834	5(在 1.5×10^2 s 下)	5(在 3×30 s 下)
$4 \times 10^4 \leq \tau < 2 \times 10^6$	53.18	0.3350	8(在 4×10^4 s 下)	9(在 2×10^6 s 下)

2. 中子俘获产物衰变功率 $N_{f2}(\tau)$

若是用天然铀或低富集度铀作为反应堆的燃料,则由于 U-238 在堆芯中吸收中子后转换成 U-239(半衰期为 23.5min)并放出 γ 射线,而 U-239 产生的 β 负衰变转换成 Np-239(半衰期 2.35d),这时放出的 β, γ 射线对衰变功率的贡献称中子俘获产物衰变功率 $N_{f2}(\tau)$,当 $\tau_0 \rightarrow \infty$,可用下式来进行计算^[2]:

$$\begin{aligned} \frac{N_{f2}(\tau)}{N(0)} = & 2.28 \times 10^{-3} c(1 + a) \exp(-4.91 \times 10^{-4} \tau) \\ & + 2.19 \times 10^{-3} c(1 + a) \exp(-3.41 \times 10^{-6} \tau) \end{aligned} \tag{2-21}$$

式中: c 是转换比; α 为 U-235 的辐射俘获与裂变数之比。如果是用低富集度铀作燃料的压水堆, 可取 $c=0.6$, $\alpha=0.2$ 。因为式(2-21)中忽略了其他俘获产物对 $N_2(\tau)$ 的贡献, 所以通常把式(2-21)算得的数值再乘以系数 1.1。

思考题

- 2-1 试述堆的热源的由来及其分布。
- 2-2 影响堆功率分布的因素有哪些? 试以压水堆为例, 简述它们各自对堆的功率分布的影响。
- 2-3 如何计算控制棒、慢化剂和结构材料中的释热率?
- 2-4 核反应堆在停堆后为什么还要继续进行冷却? 停堆后的热源由哪几部分组成, 它们各自的特点和规律是怎么样的?
- 2-5 试以压水堆为例, 说明停堆后的功率约占停堆前堆功率的百分数。大约在停堆后多久剩余裂变可以忽略, 这时剩余裂变功率占堆总功率的份额是多少?
- 2-6 如何计算停堆后的功率, 以大亚湾核电站为例, 试问仅依靠自然循环能否带走剩余热功率?
- 2-7 压水堆换料时, 从堆中取出的乏燃料元件一般应如何处置, 该乏燃料元件在运输过程中是否需要冷却, 为什么?

习题

- 2-1 试计算堆芯内中子通量为 10^{13} 中子/($\text{cm}^2 \cdot \text{s}$) 处燃料元件内的体积释热率。堆芯内所含燃料为富集度 3% 的 UO_2 , 慢化剂为 D_2O , 其温度为 260°C , 假设中子是全部热能化的, 在整个中子能谱范围内都适用 $1/v$ 定律。
- 2-2 试导出半径为 R 、高度为 H , 包含 n 根垂直燃料元件的圆柱形堆芯的总释热功率 Q_t 的方程。
- 2-3 某圆柱形非均匀热中子堆(燃料是富集度为 3% 的 UO_2 , 慢化剂为 D_2O), 堆芯内装有 10000 根燃料元件。最大的热中子通量 $\Phi_{\max}=10^{13}$ 中子/($\text{cm}^2 \cdot \text{s}$), 慢化剂的平均温度为 260°C , 燃料芯块的直径为 15mm, 堆芯高度为 6.1m, 试计算堆芯的总释热功率。
- 2-4 某压水堆, 燃料用 UO_2 , 其中二氧化铀、水和铁的体积份额分别为 0.32, 0.58 和 0.10, 试确定在堆芯中每次裂变释放的总能量 $E_f=?$ (二氧化铀的密度为 $10.2 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$), 二氧化铀中的 U-235 平均富集度为 0.28%, 冷却水的平均密度为 $0.69 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ 。铀、水和铁中每俘获一个中子释放的能量可以分别取 6.8, 2.2 和 6.0(MeV)。
- 2-5 某压力壳型轻水堆, 在热功率 2700MW 下稳定运行一年以上, (1) 然后引进一个大的负反应性(负反应性 > 0.04) 停堆, 求停堆后的功率随时间的变化。(2) 如果引进的负反应性的绝对值 < 0.04 , 试计算其停堆后的功率随时间的变化(燃料材料为 U-235, 要求计算的停堆后的时间为 1s, 10s, 100s, 1000s, 1h, 10h, 100h, 1000h, 1a)。

参考文献

第 5 章 数据库系统

- [1] K. Shure, WAPD-BT-24, 1961.
- [2] 杨焯盛, J. 韦斯曼著. 压水反应堆热工分析. 袁乃驹等译. 北京: 原子能出版社, 1983.

年。一、二、三、四、五、六、七、八、九、十、十一、十二、十三、十四、十五、十六、十七、十八、十九、二十、二十一、二十二、二十三、二十四、二十五、二十六、二十七、二十八、二十九、三十、三十一、三十二、三十三、三十四、三十五、三十六、三十七、三十八、三十九、四十、四十一、四十二、四十三、四十四、四十五、四十六、四十七、四十八、四十九、五十、五十一、五十二、五十三、五十四、五十五、五十六、五十七、五十八、五十九、六十、六十一、六十二、六十三、六十四、六十五、六十六、六十七、六十八、六十九、七十、七十一、七十二、七十三、七十四、七十五、七十六、七十七、七十八、七十九、八十、八十一、八十二、八十三、八十四、八十五、八十六、八十七、八十八、八十九、九十、九十一、九十二、九十三、九十四、九十五、九十六、九十七、九十八、九十九、一百。

١ - ٤

第 6 章 数据库系统

1951年10月10日，中国科学院图书馆成立。

1. 1990年，中国进出口贸易总额为1457.6亿美元，比上年增长13.2%。其中，出口贸易总额为737.5亿美元，比上年增长14.5%；进口贸易总额为720.1亿美元，比上年增长11.9%。

● 1997年12月1日，在“九七”香港回归前夕，香港各界人士纷纷发表文章，为香港的前途忧心忡忡。

[illegible]

五里市成成國中尋常科第一學期

[illegible]

第 3 章 堆的传热过程

为了提高核动力的经济性,在保证反应堆安全的前提下,应尽可能提高堆芯单位体积的热功率、冷却剂的温度等,而它们又都与堆芯热量的输出能力密切相关,所以研究堆芯的输热能力(即堆芯的冷却问题)在反应堆热工分析中占有非常重要的地位。热量从堆芯输出依次经过导热、对流换热和输热三个过程。

3.1 导热

燃料元件的导热是指依靠热传导把燃料元件中由于核裂变产生的热量,从温度较高的燃料芯块内部传递到温度较低的包壳外表面的这样一个过程。

3.1.1 热传导微分方程

从研究导热的规律,可得到用于计算燃料元件温度场的导热微分方程:

$$\nabla^2 t + \frac{q_v}{\kappa} = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{\partial t}{\partial \tau}$$

(3-1)

式中; ∇^2 为拉普拉斯(Laplace)算子; t 为温度($^{\circ}\text{C}$); q_v 为体积释热率(W/m^3); κ 为热导率 [$\text{W}/(\text{m}^2 \cdot ^{\circ}\text{C})$]; α 为热扩散率 (m^2/s), $\alpha = \kappa/(\rho \cdot c_p)$, ρ 为密度 (kg/m^3); c_p 为比定压热容 [$\text{J}/(\text{kg} \cdot ^{\circ}\text{C})$]; τ 为时间。

对于稳态,因 $\frac{\partial t}{\partial \tau}=0$,则式(3-1)变成泊松(Poisson)方程:

$$\nabla^2 t + \frac{q_v}{\kappa} = 0$$

(3-2)

对不同情况描述热传导方程的形式是不同的(见表 3-1),方程中的拉普拉斯算子在不同的坐标下表示形式也各不相同(见表 3-2)。

表 3-1 热传导中的微分方程式

名 称	传导方式	方 程
通用传导方程	有内热源的瞬态	$\nabla^2 t + \frac{q_v}{\kappa} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial t}{\partial \tau}$
泊松方程	有内热源的稳态	$\nabla^2 t + \frac{q_v}{\kappa} = 0$
傅里叶方程	无内热源的瞬态	$\nabla^2 t = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial t}{\partial \tau}$
拉普拉斯方程	无内热源的稳态	$\nabla^2 t = 0$

表 3-2 不同坐标下∇²t 的表示形式

坐 标	三 维	一 维
直角坐标	$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2}$	$\frac{d^2 t}{dx^2}$
圆柱坐标	$\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 t}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2}$	$\frac{d^2 t}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dt}{dr}$
球坐标	$\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \tan \psi \frac{\partial t}{\partial \psi} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 t}{\partial \psi^2} + \frac{1}{r^2 \sin^2 \psi} \frac{\partial^2 t}{\partial \varphi^2}$	$\frac{d^2 t}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dt}{dr}$

注：其中 φ 和 ψ 所表示的角度见图 3-1 和图 3-2。

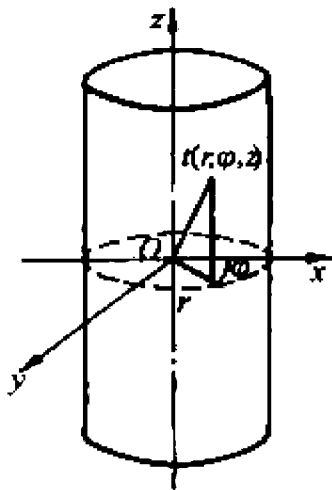


图 3-1 圆柱坐标

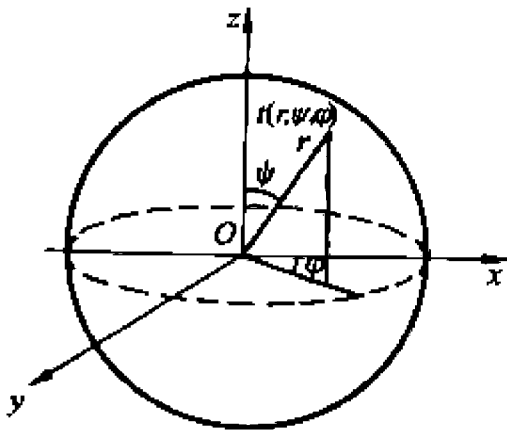


图 3-2 球坐标

对于燃料元件的芯块、包壳和堆内的其他部件，可以根据给定的结构、物性参数、边界条件等，用相应的热传导方程解出它们各自的温度场。本章将着重讨论堆内在稳态工况下的导热，所采用的方程是泊松方程和拉普拉斯方程。

3.1.2 有内热源的芯块的温度场

求解燃料元件芯块的温度场，实际上是求解具有特定边界条件的泊松方程。

1. 圆柱形燃料元件芯块的温度场(见图 3-3)

如果忽略轴向导热，则式(3-2)可以写成：

$$\frac{d^2 t}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dt}{dr} + \frac{q_v}{\kappa_u} = 0$$

(3-3)

当内热源为均匀分布且体积释热率、热导率为常数时，解以上方程就得到圆柱形燃料元件芯块的中心和表面之间的温度差为

$$t_o - t_u = q_v \frac{r_u^2}{4\kappa_u}$$

(3-4)

或

$$t_o - t_u = q \frac{r_u}{2\kappa_u}$$

(3-5)

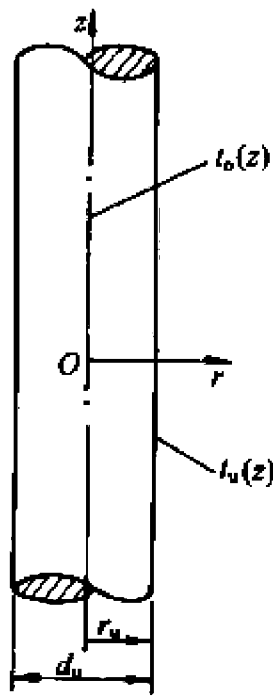


图 3-3 圆柱形
(3-5) 燃料芯块示意图

$$t_o - t_u = q_1 \frac{1}{4\pi\kappa_u} \quad (3-6)$$

式中: t_o 为燃料芯块的中心温度($^{\circ}\text{C}$); t_u 为燃料芯块的表面温度($^{\circ}\text{C}$); r_u 为燃料芯块的半径(m); q_1 为燃料芯块的线功率(W/m); q 为燃料芯块的表面热流密度(W/m^2); q_v 为燃料芯块的体积释热率(W/m^3); κ_u 为燃料芯块的热导率 [$\text{W}/(\text{m} \cdot ^{\circ}\text{C})$].

q_1 , q 和 q_v 之间的关系是

$$q_1 = 2\pi r_u q = \pi r_u^2 q_v \quad (3-7)$$

2. 平板形燃料芯块的温度场(见图 3-4)

若忽略掉轴向导热, 则式(3-2)可以写成

$$\frac{d^2 t}{dx^2} = -\frac{q_v}{\kappa_u} \quad (3-8)$$

同样, 当内热源为均匀分布且体积释热率、热导率为常数时, 解式(3-8)就得到平板形燃料芯块的中心和表面之间的温度差为

$$t_o - t_u = q_v \frac{\delta_u^2}{2\kappa_u} = q \frac{\delta_u}{2\kappa_u} \quad (3-9)$$

式中: t_o 为平板形燃料芯块的中心温度($^{\circ}\text{C}$); t_u 为平板形燃料芯块的表面温度($^{\circ}\text{C}$); q 为平板形燃料芯块的表面热流密度(W/m^2); q_v 为平板形燃料芯块的体积释热率(W/m^3); $q_v = \frac{q}{\delta_u}$; δ_u 为平板形燃料芯块的半厚度(m).

上面所讨论的是对释热率为常数而且 κ 也为常数的燃料芯块而言的, 对于燃料芯块内功率倾斜分布时的释热和温度场的计算可参看文献[1]、[2].

3. 1. 3 无内热源的包壳的温度场

由于燃料元件的包壳很薄, 因吸收 γ 射线、 β 射线等产生的热量与从芯块传递给包壳的热量相比可以忽略不计。因此可把包壳作为无内热源的热处理。

1. 平板形包壳(见图 3-5)

由傅里叶定律给出

$$q = -\kappa_c \frac{dt}{dx}$$

对此式进行积分可得平板形包壳内外表面之间的温差为

$$t_{\alpha} - t_{\beta} = \frac{q \delta_c}{\kappa_c} \quad (3-10)$$

式中: q 为包壳表面热流密度(W/m^2); δ_c 为包壳厚度(m); κ_c 为包壳的热导率 [$\text{W}/(\text{m} \cdot ^{\circ}\text{C})$]; t_{α} 为包壳内表面温度($^{\circ}\text{C}$); t_{β} 为包壳外表面温度($^{\circ}\text{C}$).

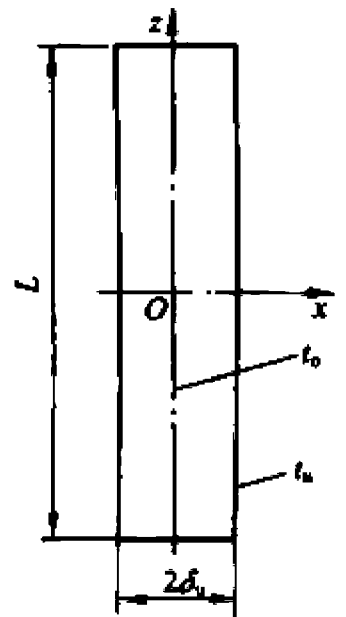


图 3-4 平板形燃料芯块示意图

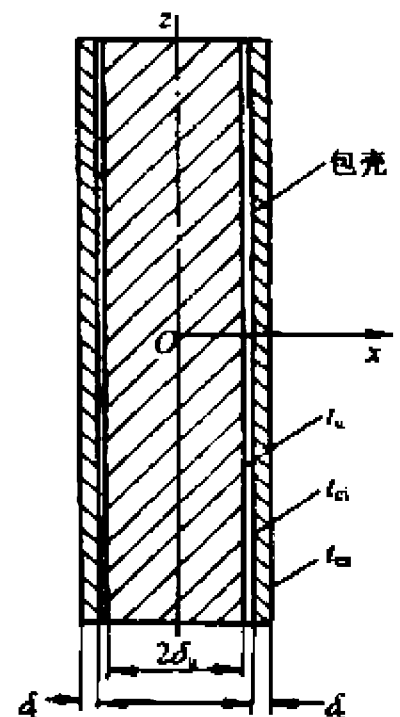


图 3-5 板状燃料元件示意图

2. 对于圆筒壁形包壳(见图 3-6)

由傅里叶定律给出

$$Q = -\kappa_c F \frac{dt}{dr}$$

解此方程可得圆筒壁形包壳内外表面之间的温差为

$$t_{ci} - t_{co} = \frac{Q}{2\pi\kappa_c L} \ln \frac{r_{co}}{r_{ci}} = \frac{q_l}{2\pi\kappa_c} \ln \frac{r_{co}}{r_{ci}} = \frac{q_l}{2\pi\kappa_c} \ln \frac{d_{co}}{d_{ci}} \tag{3-11}$$

式中： Q 为通过圆筒壁形包壳外表面的总热功率(W)， q_l 为线功率(W/m)， $q_l = Q/L$ ， κ_c 为包壳的热导率[W/(m·℃)]， F 为垂直于导热方向的面积(m²)； r_{ci} ， r_{co} ， d_{ci} ， d_{co} 分别表示包壳的内半径，包壳的外半径、包壳的内直径和包壳的外直径(m)。

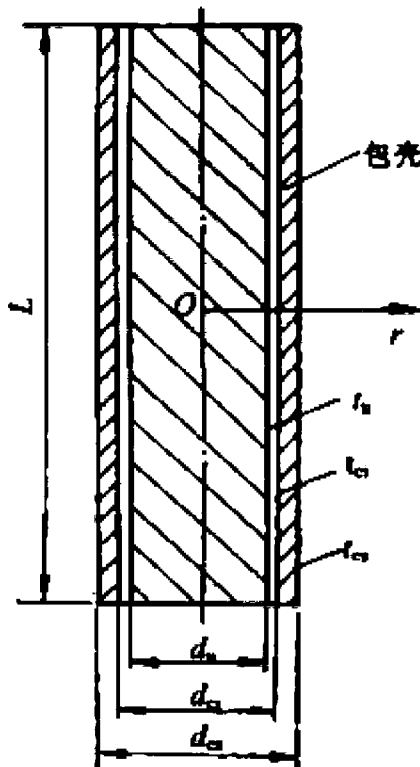


图 3-6 棒状燃料元件示意图

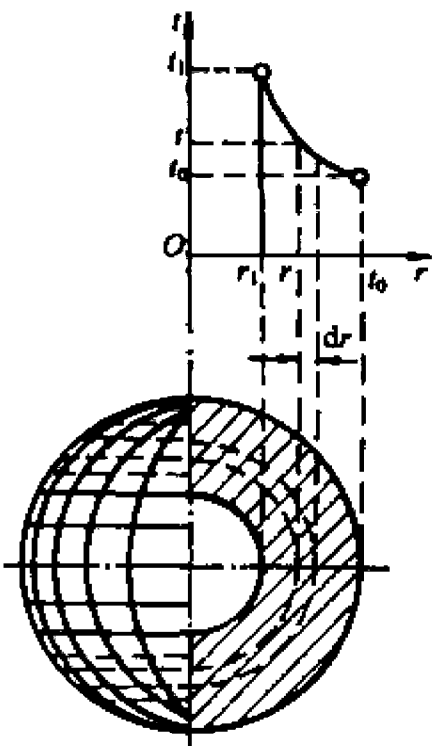


图 3-7 颗粒燃料涂层示意图

3. 颗粒燃料涂层的温度场

可把颗粒燃料涂层看成一个无内热源的球壳(如图 3-7 所示)，其传热方程为

$$\frac{d^2 t}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dt}{dr} = 0$$

应用边界条件：

$$\begin{aligned} r = r_0 \quad t &= t_0 \\ r = r_1 \quad t &= t_1 \end{aligned}$$

可解得

$$t = t_1 - \frac{t_1 - t_0}{r_0 - r_1} r_0 \left(1 - \frac{r_1}{r} \right) \tag{3-12}$$

式中： r_1 ， r_0 分别为涂层的内半径和外半径(m)； t_1 ， t_0 分别为涂层的内表面温度和外表面温度(℃)。

3.2 单相对流换热

换热过程是燃料元件包壳外表面与冷却剂之间直接接触时的热交换,即热量由包壳的外表面传递给冷却剂的过程。对流换热(见图 3-8)所传递的热量可用牛顿冷却定律求得,即

$$Q = hF \cdot \Delta\theta_l \quad (3-13)$$

式中: Q 为包壳外表面传递给冷却剂的热功率(W); h 为对流换热系数[W/(m²·℃)]; F 为传热表面积(m²); $\Delta\theta_l$ 为膜温差(℃)。

在位置 z 处, $\Delta\theta_l(z) = t_{cs}(z) - t_l(z)$, 这里 $t_l(z)$ 是在位置 z 处的冷却剂的温度(℃), $t_{cs}(z)$ 是在位置 z 处的包壳外表面的温度(℃)。对单位长度的燃料元件而言,式(3-13)可改写为

$$q_l(z) = h(z)F_l[t_{cs}(z) - t_l(z)]$$

所以

$$t_{cs}(z) - t_l(z) = \frac{q_l(z)}{h(z)F_l} \quad (3-14)$$

式中: $q_l(z)$ 为位置 z 处单位长度燃料元件的线功率(W/m); F_l 为单位长度燃料元件的外表面积(m); $h(z)$ 为位置 z 处包壳与冷却剂间的换热系数[W/(m²·℃)]。

用式(3-14)求包壳的外表面温度 $t_{cs}(z)$ 时,关键在于求出 h ,当 h 被确定之后, $t_{cs}(z)$ 即可求得。对不同性质的冷却剂以及不同的工况,计算 h 的关系式是不同的。

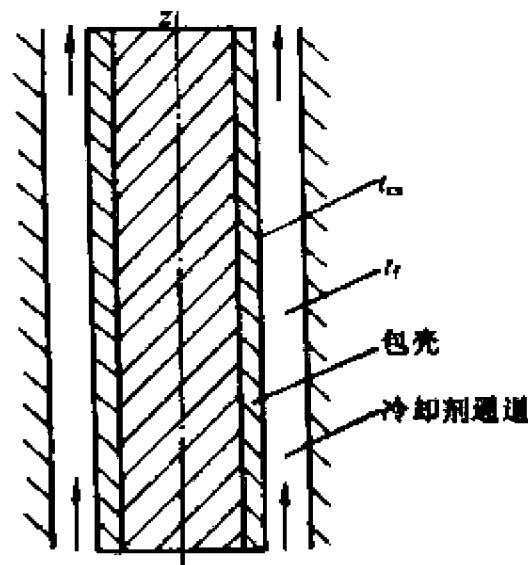


图 3-8 燃料元件换热过程示意图

3.2.1 强迫对流换热

1. 流体在圆形通道内强迫对流时的换热系数

计算这种情况下的换热系数 h 的经验表达式较多,其中形式较简单且应用最广的是 Dittus-Boelter 关系式:

$$Nu = 0.023Re^{0.8}Pr^n \quad (3-15)$$

式中采用流体平均温度 t_f 为定性温度,取管内径 d 为特征长度,加热流体时 $n=0.4$,冷却流体时 $n=0.3$ 。上式的适用范围是: $10^4 < Re \leq 1.2 \times 10^5$, $0.6 \leq Pr \leq 120$, L/d (管长/内径) ≥ 50 , 流体与壁面具有中等以下膜温差(对于气体不超过 50℃;对水不超过 20~30℃;油类不超过 10℃)。

对具有较大膜温差的情况,可采用 Sieder-Tate 公式:

$$Nu = 0.027Re^{0.8}Pr^{1/3} \left(\frac{\mu_l}{\mu_w} \right)^{0.14} \quad (3-16)$$

式中: μ_l 是按流体主流温度取值的流体的粘性系数(Pa·s);而 μ_w 是按壁面温度取值的流体的粘性系数(Pa·s);其余物性均以流体主流温度作为定性温度取值。式(3-16)的适用范围为: $Re \geq 10^4$, $Pr=0.7$, $L/d \geq 60$ 。

如果通道的横截面不是圆形的,则在应用式(3-15)及(3-16)时,其中的特征尺寸要用当量

直径代替。

2. 水纵向流过平行棒束时的换热系数

在采用棒束燃料组件的水冷堆中遇到的情况,就是水纵向流过平行棒束时的对流换热问题。对这一特定情况,Weisman 推荐了下列关系式:

$$Nu = CRe^{0.8}Pr^{1/3} \quad (3-17)$$

式中 C 是一个常数,它取决于栅格的排列形式,由下式给出:

$$\text{对于正方形栅格 当 } 1.1 \leq \frac{P}{d} \leq 1.3, C = 0.042 \frac{P}{d} - 0.024$$

$$\text{对于三角形栅格 当 } 1.1 \leq \frac{P}{d} \leq 1.5, C = 0.026 \frac{P}{d} - 0.006$$

上式中 P 是栅距(m), d 是棒径(m)。从上式不难看出较稀疏的栅格给出较高的换热系数。

3.2.2 自然对流换热

流体的自然对流或自由对流是指由流体内部密度梯度所引起的流体的运动,而密度梯度通常是由流体本身的温度场所引起的。它取决于流体内部是否存在温度梯度,因而其运动的强度也就取决于温度梯度的大小。

在反应堆工程中,自然对流换热对堆的冷却及事故的分析,都具有重要意义。例如自然循环沸水堆在正常工况下的传热计算以及游泳池式堆、压水堆及钠冷快堆的事故分析都要用到自然对流换热的知识。

自然对流换热同强迫对流换热一样,也用牛顿冷却定律式(3-13)来计算换热量。但自然对流既然是由温度梯度引起的,则在运动微分方程中必须考虑由温度梯度引起的浮升力和流体本身的重力。自然对流换热准则关系式一般形式是:

$$Nu = f(Gr \cdot Pr) = C(Gr \cdot Pr)_m^n \quad (3-18)$$

式中: Gr 为格拉晓夫准则数;系数 C 和幂指数 n 取决于物体的几何形状、放置方式以及热流方向和 $Gr \cdot Pr$ 的范围等。而 m 是指取 $t_m = \frac{t_f + t_w}{2}$ 作为定性温度。其中 t_w 表示壁面温度、 t_f 表示流体主流温度。

自然对流的换热极其复杂,通道的几何形状影响比较大,迄今尚无一个像强迫对流那样能够适用于各种几何形状通道的普遍公式,一般只能从实验得到在某些特定条件下的经验关系式。

1. 竖壁

当壁面的热流密度 $q = \text{常数}$ 时, Hoffmann 推荐用以下公式计算竖壁的自然对流换热(实验介质为水):

当 $10^5 < Gr_s^* < 10^{11}$ (层流时),

$$Nu_{s,m} = \frac{h_s}{\kappa_m} = 0.60(Gr_s^* \cdot Pr)_m^{1/5} \quad (3-19)$$

当 $2 \times 10^{13} < Gr_s^* < 10^{18}$ (紊流时),

$$Nu_{s,m} = 0.17(Gr_s^* \cdot Pr)_m^{1/4} \quad (3-20)$$

式中 Gr_x^* 为修正的格拉晓夫准则数,其表达式为

$$Gr_x^* = Gr_x \cdot Nu_x = g \cdot \beta \cdot q \cdot x^4 / (\kappa \nu^2)$$

式中: g 为重力加速度 (m/s^2); β 为水的容积膨胀系数 ($1/^\circ C$); q 为表面热流密度 (W/m^2); x 为特征长度,从换热起始点算起的竖直距离 (m); κ 和 ν 分别为热导率 [$W/(m \cdot ^\circ C)$] 和运动粘度 (m^2/s)。

米海耶夫根据实验数据(实验介质为水等)得到了下列公式,用于计算 q 为常数时的竖壁自然对流换热:

当 $10^3 < (Gr_x \cdot Pr)_f < 10^9$,

$$Nu_{x,f} = 0.60 (Gr_x \cdot Pr)_f^{0.25} (Pr_f/Pr_w)^{0.25} \quad (3-21)$$

当 $(Gr_x \cdot Pr)_f > 6 \times 10^{10}$,

$$Nu_{x,f} = 0.15 (Gr_x \cdot Pr)_f^{1/3} (Pr_f/Pr_w)^{0.25} \quad (3-22)$$

$$Gr_x = g \cdot \beta \cdot \Delta\theta \cdot x^3 / \nu^2$$

$$\Delta\theta = t_w - t_f$$

式中: x 为特征长度,从换热起始点算起的竖直距离;下标 f 表示水, w 表示壁面。

2. 横管

横管的自然对流平均换热系数,对于水等可用米海耶夫公式计算:

$$Nu_{d,f} = 0.50 (Gr_d \cdot Pr)_f^{0.25} (Pr_f/Pr_w)^{0.25} \quad (3-23)$$

式中下标 d 表示取横管的直径作为特征长度,上式适用范围是 $(Gr_d \cdot Pr)_f \leq 10^8$ 。

此外,对游泳池式堆的棒束自然对流换热进行实测的结果发现大空间的自然对流换热公式与某种棒束实测得到的自然对流换热公式基本上是一致的,棒束的换热系数比大空间的换热系数约高 20%~40%。由此看来,在缺乏精确数据的情况下,作为粗略近似,可用大空间自然对流的公式来计算棒束或管内的自然对流换热。

水平放置的圆柱体对液态金属的换热可用下式计算:

$$Nu_d = 0.53 (Gr_d \cdot Pr^2)^{1/4} \quad (3-24)$$

式中下标 d 表示取圆柱体的直径作为特征长度。

3.3 流动沸腾传热

为了计算燃料元件的传热,首先必须判定冷却剂的传热工况。众所周知,存在着两种基本的沸腾型式即大容积沸腾(或池式沸腾)和流动沸腾。大容积沸腾是指由浸没在具有自由表面原来静止的大容积液体内的受热面所产生的沸腾。当液体处于饱和温度以下所产生的沸腾称为过冷大容积沸腾;而液体处于饱和温度时,则称为饱和大容积沸腾。大容积沸腾的特点是液体的流速很低,自然对流换热起主导作用。在压水堆中发生冷却剂丧失事故的末期经过紧急注水后,堆芯中的燃料元件又重新浸没在水中,这种情况下产生的沸腾就属于大容积沸腾。

流动沸腾也称为对流沸腾,通常是指流体流经加热通道时发生的沸腾。流动沸腾通常发生在强迫对流工况下,沸水堆中发生的就是流动沸腾工况,压水堆正常工况下也会发生这种工况,事故工况下更是如此。当回路处于自然循环工况下,如在由于冷却剂循环泵故障而引起的瞬态过程中,也会出现流动沸腾。

3.3.1 沸腾曲线^[3]

壁面过热度($t_w - t_s = \Delta t_{\text{sat}}$)和热流密度 q 的关系曲线通常称为沸腾曲线,如图 3-9 所示。图中右下方为大容积沸腾,左上方为管内流动沸腾。图中还示出了两类沸腾曲线间的相互关系,即充分发展的流动沸腾曲线正好位于大容积充分发展沸腾曲线的延长线上。对于大容积沸腾,图中 B 点前为不沸腾的自然对流区, B 点开始产生汽泡,所以称 B 点为沸腾起始点(ONB)。这时,由于在壁面上生成汽泡和汽泡脱离壁面的强烈扰动,使对流换热系数大大增加,因此从 B 点起热流密度开始迅速上升,但壁温增加不大,到 C 点达到最大值。一般称 C 点的热流密度为临界热流密度(CHF),也有称之为烧毁热流密度的。 BC 区称为核态沸腾(或称泡核沸腾)区。此后由于部分受热面为联成一片的蒸汽膜所覆盖,热阻上升,热流密度开始下降, CD 称过渡沸腾区, DE 是稳定的膜态沸腾区, D 点以后由于辐射传热作用增强,热流密度又重新上升。上面所提到的是控制壁温时受热面所经历的过程。如果是逐步提高热流密度(例如电加热的情况),这时壁面温度随热流密度的增加而增加,当热流密度达到 C 点后若想再增加热流密度,则壁面温度将会从 C 点直接跃迁到 E 点,如此高的壁温跃升有可能导致设备的烧毁。所以 C 点又称为烧毁点。在烧毁点附近(比 C 点略低),有个表现为 q 上升缓慢的核态沸腾的转折点 H ,称为 DNB(即偏离核态沸腾规律)点。

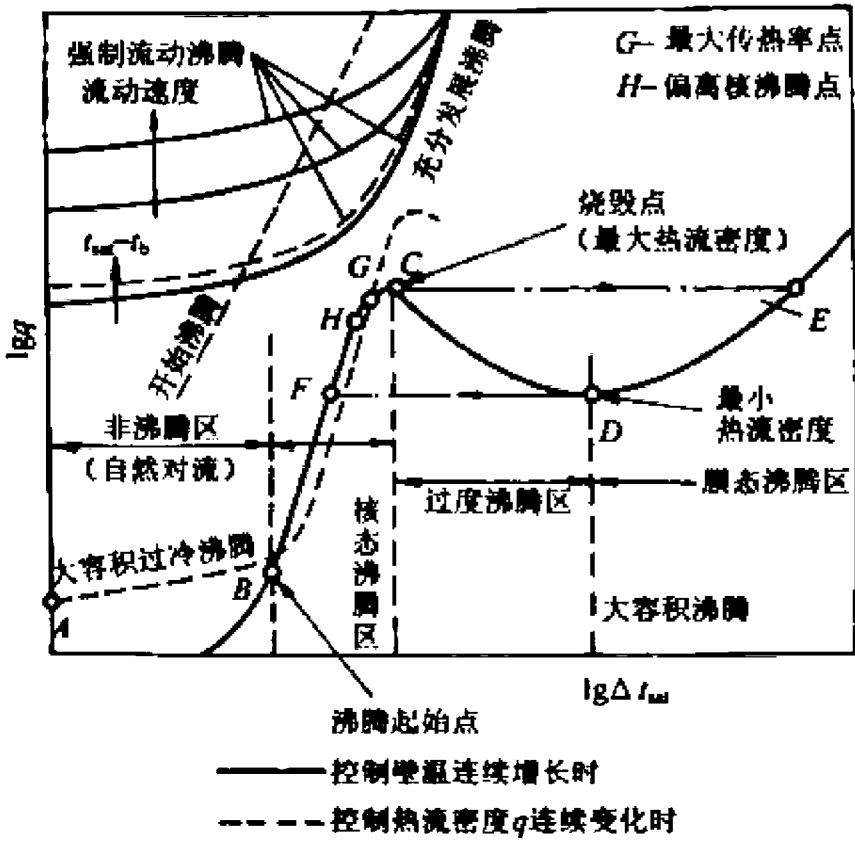


图 3-9 大容积沸腾和流动沸腾曲线与传热区域示意图

对于流动沸腾,也存在着类似于上面提到的各种工况,流动沸腾与大容积沸腾的区别,在于前者是在流动系统中产生的沸腾,流体的流动可以是自然循环,或者靠泵的驱动而产生的强迫循环。图 3-10 表示一垂直放置的均匀加热通道,过冷液体自通道的底部进入向上流动,流经通道的液体流量控制在沿通道全长能全部蒸发完。图中示出了系统内所遇到的流型和相应的传热区域,在图的左侧给出了管壁和流体的温度沿通道全长的变化。

无论是大容积沸腾还是流动沸腾,对实际应用来说,最有意义的区段是 BC 段(图 3-9),它

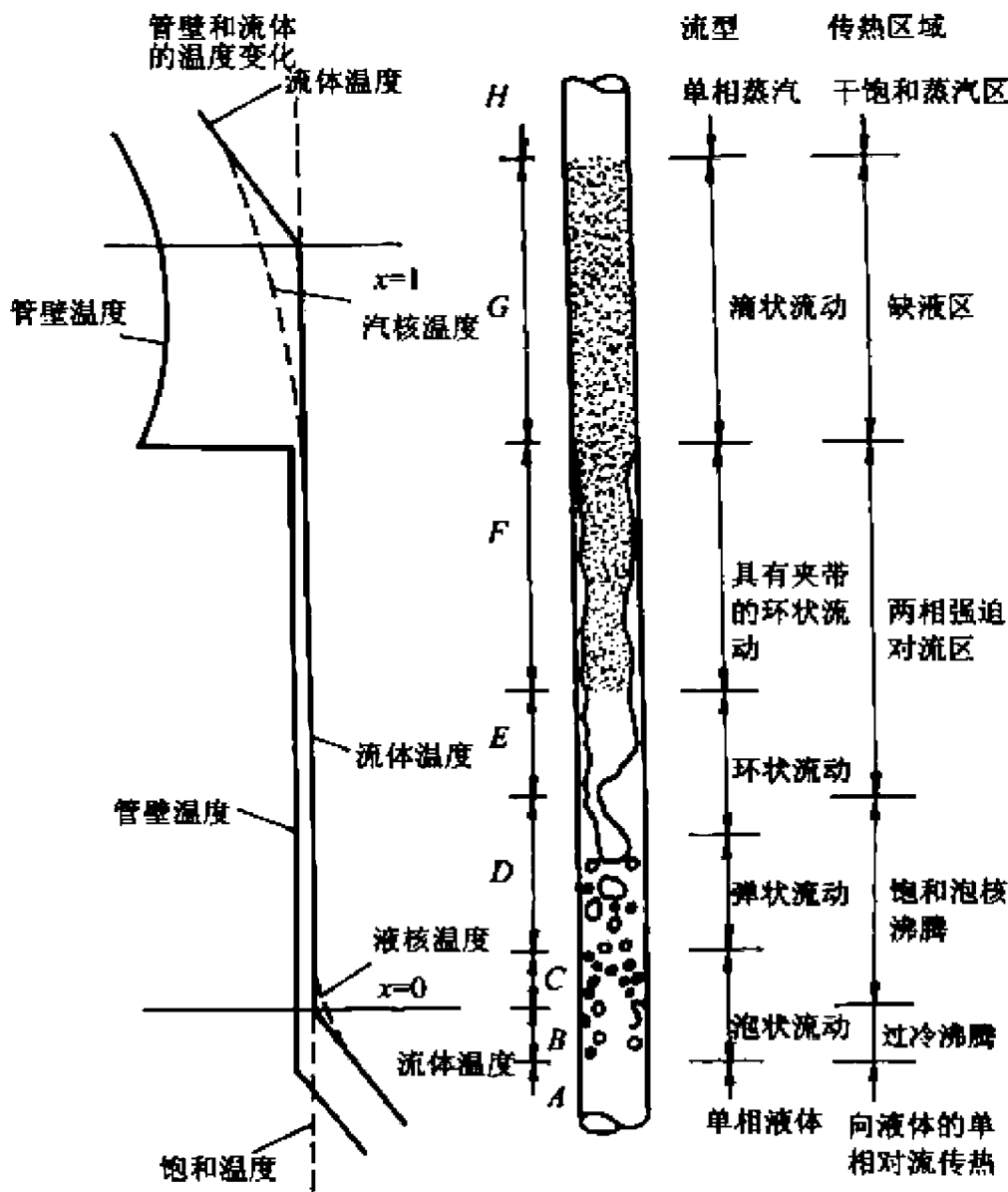


图 3-10 流动沸腾的传热区域^[4]

是在热力设备中经常遇到的工况,该区段由沸腾起始点(ONB)一直延伸到发生沸腾临界的 C 点(CHF),在这一区内在较低的壁面温度下,可获得很高的热流密度。

3.3.2 核态沸腾传热

当液体的温度远小于它的饱和温度时(图 3-11),在沸腾起始点上没有明显可见的汽泡,只有热的液体从过热边界层流到冷的液体中去(图 3-11a)。随着热流密度增加或者大容积液体温度的升高,于是在加热面上便产生汽泡,但由于这时还没有足够的能量使汽泡长大,所以在它们跃离壁面之前就被冷凝了,这个过程只在热边界层引起微量的对流(图 3-11b)。当液体温度接近饱和温度时,汽泡便开始在加热面上长大并继而跃离壁面,此时只有在它们升向自由表面的过程中,才被冷的液体所冷凝(图 3-11c)。当液体达到饱和温度时,汽泡将不再在液体中凝结,而是上升到自由表面。

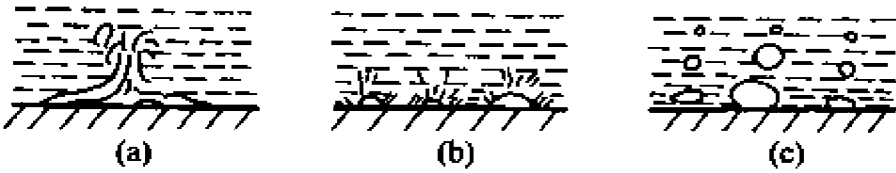


图 3-11 过冷核态沸腾工况

(a) 过冷核态沸腾开始时 (b) 中等热流密度和中等过冷度时 (c) 低过冷度时

沸腾起始点(ONB)的判别:图 3-12 示出了过冷沸腾壁面温度和流体温度的分布。从图中可以看出,当加热面的温度小于流体在该特定位置的饱和温度时,即当 $t_w < t_s$ 时,是会产生沸腾的,显然产生沸腾的下限为

$$t_s \leq t_w \quad t_s \leq \left[t_f(z) + \left(\frac{q}{h} \right) \right] \quad (3-25)$$

或

$$t_s \leq t_w \quad t_s \leq \left\{ q \left[\frac{4z}{Gc_p D} + \frac{1}{h} \right] + t_{f,in} \right\} \quad (3-26)$$

式中: t_s 为流体的饱和温度($^{\circ}\text{C}$); t_w 为通道内壁温度($^{\circ}\text{C}$); $t_f(z)$ 为坐标 z 处的流体温度($^{\circ}\text{C}$); q 为表面热流密度(W/m^2); D 为通道内径(m); $t_{f,in}$ 为流体的进口温度($^{\circ}\text{C}$); c_p 为比定压热容 [$\text{J}/(\text{kg} \cdot ^{\circ}\text{C})$]; h 为单相水的换热系数 [$\text{W}/(\text{m}^2 \cdot ^{\circ}\text{C})$]; z 为坐标,从通道进口算起的垂直距离(m); G 为质量流密度 [$\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$].

令 $t_s - t_{f,in} = (\Delta t_{sub})_m$, $t_s - t_f(z) = \Delta t_s(z)$, 则得

$$\Delta t_s(z) \leq q/h \quad (3-27)$$

和

$$(\Delta t_{sub})_m \leq q \left[\frac{4z}{Gc_p D} + \frac{1}{h} \right] \quad (3-28)$$

凡满足不等式(3-28)的都落入表面热流密度 q 与进口欠热度 $(\Delta t_{sub})_m$ 关系图(图 3-13)内界于横坐标和一根倾角线之间的区域,倾角线斜率表达式为 $[4z/(Gc_p D) + 1/h]^{-1}$, 在这个区域内任何汽泡都不会发生。

由图可见,随着距离 z 的增加,斜率减小;而当质量流密度 G 、通道内径 D 或液体的换热系数 h 增加,斜率则增大。通常 q 、 $(\Delta t_{sub})_m$ 、 G 是给定的,因而很容易算出通道壁面温度超过液体饱和温度的起始点。

必须注意,当壁面温度超过饱和温度时,不会立即就形成稳定的过冷沸腾,在液体的单相对流区与充分发展的过冷沸腾区之间存在一个“部分沸腾”区,这个区由较少的汽泡发源点构成,在该区中大部分热量是通过单相对流方式由汽泡间的壁面向流体进行传递的,因此有时将它并入液体的单相对流区。

当入口欠热度和质量流密度为给定时,在坐标 z 处的通道内壁面温度随热流密度稳定增加时的变化如图 3-14 所示。

当欠热度不变时,随着 q 的增加, t_w 与 q 之间的关系遵循 ABD' 线的规律,直至第一批汽泡生成为止。在 q 为给定的情况下,开始产生沸腾所需的过热度比曲线

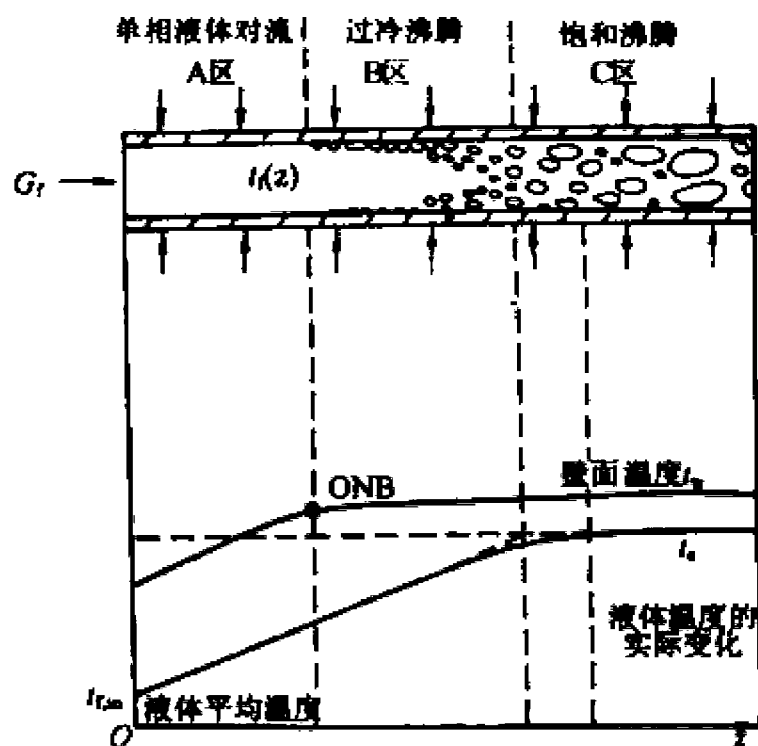


图 3-12 过冷沸腾中壁面温度和流体温度的分布

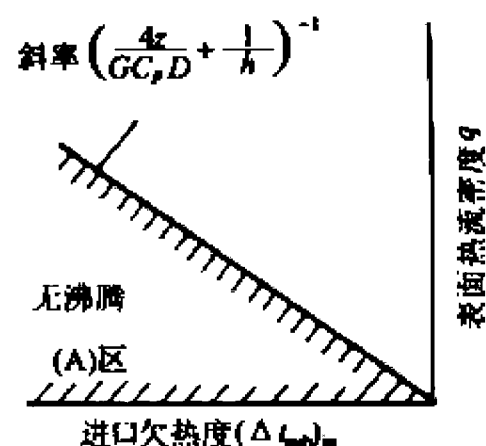


图 3-13 进口欠热度与表面热流密度关系曲线

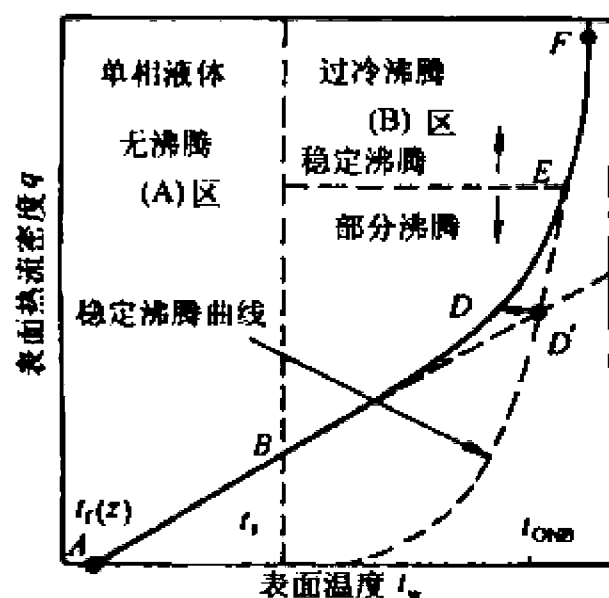


图 3-14 坐标 z 处通道壁面温度随 q 的变化

ABDE 所示的要高一些,当沸腾开始时壁面温度由 D' 下降到 D ,而后随着 q 的增加,壁面温度将按曲线 DEF 的趋势而变化。

Bergles 和 Rohsenow 根据数种工业光滑管取得的实验数据,得出了过冷沸腾起始点的判据,对 0.1~13.8MPa 的水为

$$q_{\text{ONB}} = 1.798 \times 10^{-3} p^{1.156} \left[\frac{9}{5} (t_w - t_s) \right]^{1.828/p^{0.0234}} \quad (3-29)$$

式中 q_{ONB} (W/m^2) 为在壁面过热度 $(t_w - t_s)$ ($^{\circ}\text{C}$) 和系统压力 p (Pa) 时开始产生沸腾所需的热流密度。上式与单相强迫对流传热方程 $q = h[t_w - t_s + (t_s - t_f(z))]$ 联立求解,就可得到在一定流体温度 $t_f(z)$ 下的沸腾起始点的 q 和 $(t_w - t_s)$ 。

确定过冷沸腾起始点的位置的更为普遍的方法是把 Jens-Lottes 沸腾传热方程与单相强迫对流方程联合求解,得到如下的关系式:

$$t_{f,\text{ONB}} = t_s + \Delta\theta_1 - \frac{q}{h} \quad (3-30)$$

式中: $t_{f,\text{ONB}}$ 是沸腾起始点的流体温度; $\Delta\theta_1$ 是按 Jens-Lottes 方程求得的壁面过热度,即

$$\Delta\theta_1 = t_w - t_s = 25 \left(\frac{q}{10^4} \right)^{0.25} \exp\left(\frac{-p}{6.2}\right) \quad (3-31)$$

这里的 q (W/m^2) 为热流密度; p (MPa) 为压力; t_w ($^{\circ}\text{C}$) 和 t_s ($^{\circ}\text{C}$) 分别为壁面温度和流体的饱和温度。

3.3.3 沸腾临界

沸腾临界的特点是由于沸腾机理的变化引起的换热系数的陡降,导致受热面的温度骤升。达到沸腾临界时的热流密度称为临界热流密度。

沸腾临界一般和发生沸腾临界时的流型有着密切的关系,根据流动工况的不同通常把沸腾临界区分为两类,即过冷或低含汽量下的沸腾临界和高含汽量下的沸腾临界。

图 3-9 中 C 点的工况,即为过冷或低含汽量下的沸腾临界,由于受热面上逸出的气泡数量太多,以至阻碍了液体的补充,于是在加热面上形成一个蒸汽隔热层,从而使传热性能恶化,加热面的温度骤升。所产生的这一物理现象就称为沸腾临界。图 3-9 中的曲线是在加热面的温度可严格地加以控制的情况下得到的。而在反应堆中, q 是自变量,此时 AB 和 BC 沸腾曲线基本不变,若将热流密度值提高到超过 C 点,则与 C 点相应的温度会跃升到下一个稳定的膜态沸腾区 E 点所对应的温度,通常这个温度阶跃可达到近千摄氏度,这样大的温度阶跃,足以致导致加热面迅速“烧毁”,所以这种沸腾临界有时也称为快速烧毁。

在高含汽量下,当冷却剂的流型为环状流时,如果由于沸腾而产生过分强烈的汽化,液体层就会被破坏,从而导致沸腾临界,这种沸腾临界有时也称为“烧干”(或干涸)。高含汽量下的临界热流密度,主要取决于流型参数,而与近壁面参数的关系很小。发生沸腾临界时,加热面温度虽然上升,但由于环状流工况具有快速流动的蒸汽核心,因而它具有较大的换热系数,所以这种沸腾临界壁温升高的速率比低含汽量下沸腾临界要慢,一般尚不会使金属材料立即烧损。然而,当燃料元件包壳表面干湿交替变化时,也可导致元件包壳的损坏。因此,这种沸腾临界又称慢速烧毁。

快速烧毁或偏离核态沸腾(DNB)多发生在压水堆的堆芯通道中,这是因为压水堆中冷却剂基本上处于过冷区或低含汽量区。偏离核态沸腾的发生,除了因为堆芯中的热流密度过高

以外,还与堆芯中的其他参数,诸如系统压力、冷却剂流量、冷却剂的含汽量以及冷却剂流过堆芯时的焓升等因素有关。而慢速烧毁则多发生在沸水堆的堆芯通道中,这是因为冷却剂的含汽量高且处于饱和状态的缘故。

3.3.4 过渡沸腾传热

过渡沸腾是加热表面上任意位置随机存在的一种不稳定膜态沸腾和不稳定核态沸腾的结合,是一种中间传热方式,壁面温度高到不能维持稳定的核态沸腾,而又低得不足以维持稳定的膜态沸腾,传热率随温度而变化,其大小取决于该位置每种沸腾型式存在的时间份额。

在水冷核反应堆的堆芯结构、安全保护系统和安全壳的设计中,通常是以冷却剂丧失事故(LOCA)为基准事故的。在这种假想的故事中,主冷却剂系统迅速卸压,一回路的冷却剂大量流失,堆芯发生大部分干涸,加热壁面被汽膜覆盖,得不到液体的充分冷却,传热工况严重恶化。当这一现象发生时,会引起燃料元件表面温度的骤升,严重威胁着反应堆的安全运行。投入应急堆芯冷却系统(ECCS)后,水注入堆芯并发生再淹没,燃料元件表面迅速出现过冷或低含汽量下的沸腾临界之后,依靠过渡沸腾和膜态沸腾的传热而得以冷却。

由于过渡沸腾这种固有的不稳定性,对它进行研究有一定的困难,所以至今得到的有关该区域的一些传热关系式不仅适用范围窄而且关系式之间符合得也不好。

过渡沸腾传热关系式大致包括以下三种型式,一种是包含沸腾和对流成分的关系式,例如 Rohsenow(1952)关系式^[4]、Tong(1970、1972)关系式^[1]、Ramu & Weisman(1974)关系式^[5]等都属于这个型式;另一种是现象表达式(半经验关系式),例如 Tong & Young(1974)关系式^[6]、Ragheb & Cheng(1984)关系式^[7]等都属于这一种;还有一种是经验关系式,例如 Ellion(1954)关系式^[8]、Berenson 关系式^[9]等均属于这一种。

1. Ellion 关系式

$$q = 3.5111 \times 10^{11} t_{\text{sat}}^{-2.4} \quad (3-32)$$

实验范围: $p = (1.1032 \sim 4.1369) \times 10^5 \text{ Pa}$;

$G = 325.5 \sim 1491.9 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$;

$\Delta t_{\text{sub}} = 10.0 \sim 37.8^\circ \text{C}$;

环管 $D_s = 57.2 \text{ mm}$ 。

2. Tong(1972)关系式

$$h_{\text{TB}} = 5054 + 95736 \exp(-0.018 \Delta t_{\text{sat}}) \quad (3-33)$$

式中 h_{TB} 为过渡沸腾换热系数,其实验范围:

$p = 137.9 \times 10^5 \text{ Pa}$;

$G = 1193.5 \sim 3390.8 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$;

$t_s = 347.8 \sim 593.8^\circ \text{C}$ 。

3. S. C. Cheng(1978)关系式^[10]

$$q_{\text{TB}} = 2.483 \times 10^5 (\Delta t_{\text{sat}})^{-1.496} \exp(0.005G + 0.0188 \Delta t_{\text{sub}}) \quad (3-34)$$

式中 q_{TB} 为过渡沸腾传热的热流密度,其实验范围:

p 为常压;
 $G=68\sim203\text{kg}/(\text{m}^2\cdot\text{s})$;
 $\Delta t_{\text{sub}}=0\sim27^\circ\text{C}$ 。

3.3.5 膜态沸腾传热

如图 3-9 所示,区段 DE 指加热面上形成稳定的蒸汽膜层, q 随 Δt 增加而增大,本区段称为稳定的膜态沸腾。在该传热区内,加热表面通过辐射和强迫对流向蒸汽传热,也通过液体与壁面之间的相互作用向液体传热。

就流动沸腾来说,膜态沸腾又可分为反环状流和弥散流两种不同的流型,在高热流密度下,当进口为低过冷或接近饱和水时会经偏离核态沸腾点进入反环状流区域,如图 3-15(a)所示,当流体沿流道被继续加热时,则经历块状流(加热面仍为汽膜包围)、弥散流,最终演变为单相蒸汽流动区。当进口为两相混合物,且含汽率较高时,在较高的热流密度下,则经干涸点直接转变为弥散流膜态沸腾,最后演变为单相蒸汽流动,如图 3-15(b)所示。按照 Groeneveld 的区分流型准则,在膜态沸腾区内,当空泡率份额小于 30% 时为反环状流区,大于 80% 时为弥散流区,处于两者之间为块状流过渡区。

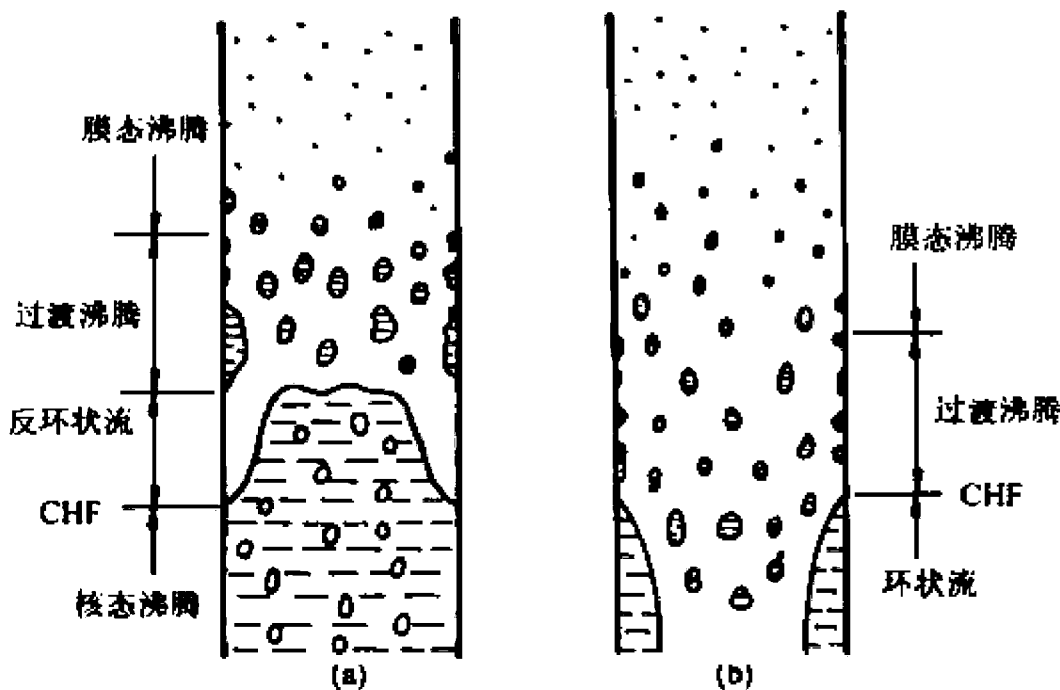


图 3-15 膜态沸腾

(a) 低含汽率 (b) 高含汽率

膜态沸腾换热系数比核态沸腾换热系数小得多,在高热流密度下,燃料元件的包壳温度势必升得很高,甚至达到包壳材料的熔点,因此,反应堆在正常运行时是不允许发生膜态沸腾的。

用于计算膜态沸腾传热的经验关系式主要是以对蒸汽强迫对流的假定为基础的。所以,整理出来的方程多数是一些经过修正的强迫对流关系式,其修正的目的在于计及蒸汽流量和物性的影响。

1. 修正的 Dittus-Boelter 关系式

$$h_{MDU} = 0.023 \frac{\kappa_s}{D_e} \left(\frac{GD_e}{\mu_s} \cdot \frac{x}{a_{film}} \right)^{0.8} Pr_s^{0.4} \tag{3-35}$$

式中 α_{dfm} 为漂移流密度模型的空泡份额,

$$\alpha_{\text{dfm}} = j_s [(j_l + j_s) C_0 + V_{\text{sl}}]^{-1}$$

式中: $j_s = Gx\rho_s^{-1}$; $j_l = G(1-x)\rho_l^{-1}$; C_0 为汽泡浓集度参数; V_{sl} 为漂移速度。

式(3-35)的适用范围是: 压力 $p < 1.38\text{MPa}$, 含汽率 $x < 0.3$ 。

2. Groeneveld 公式^[11]

$$Nu = 3.27 \times 10^{-3} Pr^{1.32} \left\{ Re \left[x + \frac{\rho_l}{\rho_s} (1-x) \right] \right\}^{0.901} Y^{-1.5} \quad (3-36)$$

其中

$$Y = 1 - 0.1(1-x)^{0.4} \left(\frac{\rho_l}{\rho_s} - 1 \right)$$

式中的 Nu 、 Re 和 Pr 均按汽相的性质计算。式(3-36)可以用于介质为水的垂直或水平放置的圆管或环形套管, 质量流密度 $G \geq 800\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 。

3.4 燃料元件的型式、结构及设计要求^{[12][13]}

3.4.1 燃料元件的型式及其冷却方式

燃料元件的型式与反应堆的类型和用途有关, 例如高温气冷堆 (HTGR) 采用全陶瓷型的热解碳涂层颗粒燃料。这种型式的燃料是由可裂变燃料铀的氧化物或碳化物芯粒, 或由再生燃料钍的氧化物或碳化物芯粒, 外面涂敷若干层石墨涂层做成的。把大量涂层颗粒燃料弥散在具有高热导率的石墨基体中, 形成弥散体, 再经压制、烧结等工艺过程做成球状或棒状燃料

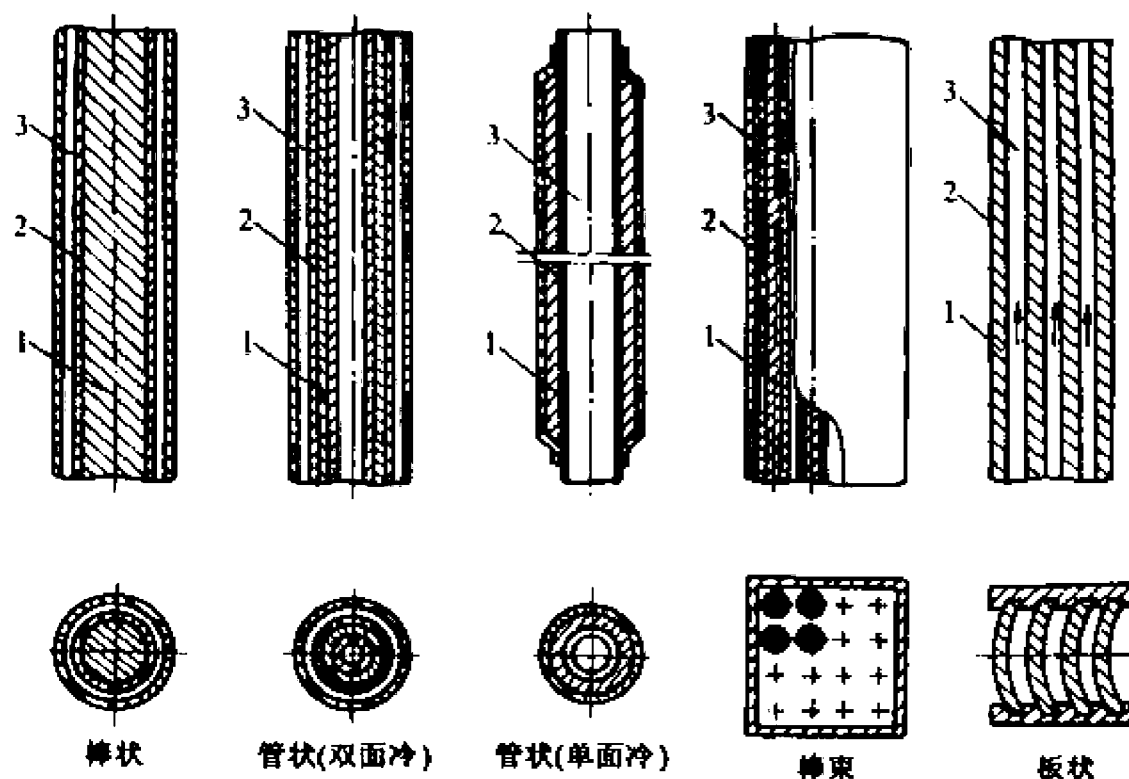


图 3-16 燃料元件和燃料组件示意图

1—燃料芯块; 2—包壳; 3—冷却剂通道

块,然后把燃料块装在球状或管状石墨外壳内组成燃料元件。钠冷快堆则多采用不锈钢做包壳,内装混合二氧化物(典型的燃料是 80%~85% 二氧化铀和 15%~20% 二氧化钚混合物)陶瓷芯块的棒状燃料元件。压水堆可采用的燃料元件的型式大致有下面几种:棒状、管状和板状(见图 3-16),而其中主要的是棒状和管状。

这几种燃料元件,从冷却方式来看,可分为单面冷却和双面冷却的两种;从冷却剂的注入(流入)方式来看又可分为:从端部注入,从中间注入以及回流式三种(见图 3-17)。目前大多数反应堆都采用从端部注入的方式,回流式一般用于管承压的石墨水冷堆(高通量水冷实验堆也有用多层回流管型元件的),而从中间注入的方式由于结构复杂极少采用。

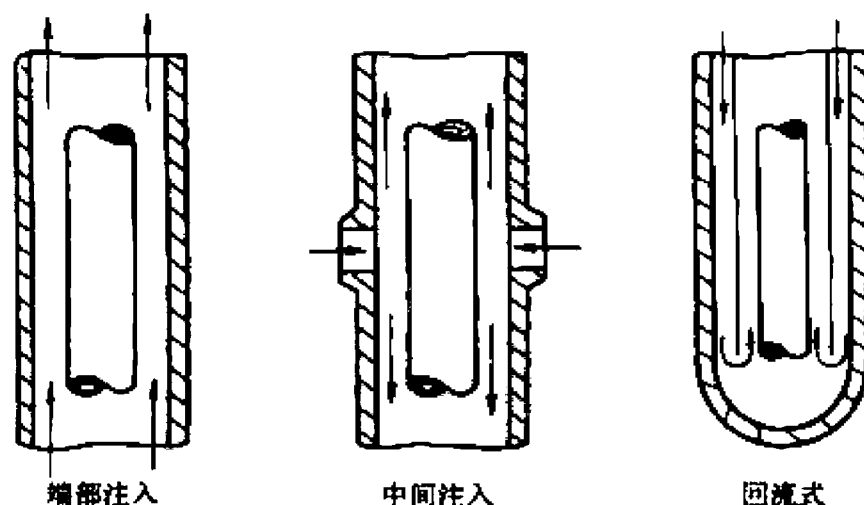


图 3-17 燃料元件的冷却剂注入方式示意图

3.4.2 燃料元件的热工设计要求

对燃料元件的设计要求,除服从于动力堆的总体设计要求外,还有它自身的一些特点:

(1) 燃料元件的包壳作为核反应堆三大安全屏障的第一道安全屏障,保证它在堆整个寿命内的完整性是至关重要的。这可以通过选取合适的燃料材料和包壳材料,并限制元件芯块中心温度低于燃料的熔点,包壳表面热流密度低于临界热流密度来实现。

(2) 棒径的选择除满足物理设计中的水铀比的要求外,还必须满足热工传热的要求。根据经验和经济上的考虑,普遍采用的 H/U 原子比大约为 3.9,与这一比值相对应的 H_2O/UO_2 体积比大约为 1.9。在满足上述比值的前提下,燃料元件必须具有足够的传热面积,以便安全地导出堆内所产生的热量。

(3) 在整个寿命期内不产生不良的物理化学作用。它通常是通过限制包壳外表面的最大温度和限制芯块一包壳交界面处的最大温度值来实现的。

(4) 满足结构方面的要求并易于加工,工艺性能好。

(5) 经济性好,价廉。

3.5 燃料元件材料的热物性

3.5.1 核燃料

只有三种核素,铀-235($^{235}_{92}\text{U}$)、铀-233($^{233}_{92}\text{U}$)和钚-239($^{239}_{94}\text{Pu}$),它们具有足够的稳定性,而

且它们的半衰期很长,因而能够长期储藏。这三种核素可以由任何能量的中子引起裂变,故称之为易裂变核素,只有这三种核素可以用作核反应堆的燃料,目前在核反应堆中使用的裂变燃料主要是铀-235。而这三种核素中只有铀-235是天然存在的,它占天然铀中的比例为0.714%。其他两种易裂变核素铀-233和钚-239是用人工的方法分别从钍-232和铀-238转换而获得的。

钍-232和铀-238在快中子的轰击下能引起裂变,为了与能在任何能量下引起裂变的易裂变核素区别起见,通常把这两种核素称之为可裂变核素。如前所述,由于钍-232和铀-238可以分别转化为易裂变核素铀-233和钚-239,所以它们又被称之为可转换核素。

根据在反应堆中不同的使用形式,可以把核燃料分为两类,一类是固体核燃料,另一类是液体核燃料。固体核燃料按其物理化学形态的不同又可分为金属型(包括合金)、陶瓷型和弥散体型。液体核燃料是核燃料与某种液体载体的均匀混合物,可以采用的液体载体有水溶液、低熔点的熔盐,以及液态金属,它们与核燃料混合后就组成不同成分的液体核燃料。

与固体核燃料相比,使用液体核燃料有系统简单,能够连续操作,以及具有由较大的负温度系数而带来的固有安全性等许多独特的优点。但是,液体核燃料还有许多技术问题,诸如对结构材料的腐蚀、液体载体的辐照稳定性以及材料的后处理工艺等问题,需要进一步解决,因此它还没有达到工业应用的程度。当前实际应用的核燃料,主要是固体核燃料。

对固体核燃料来说,除了能产生核裂变外,还必须满足下列要求:

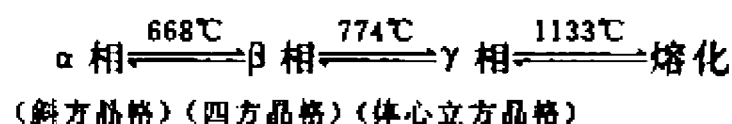
- (1) 具有良好的辐照稳定性,保证燃料元件在经受深度燃耗后,尺寸与形状的变化能保持在允许的范围之内。
- (2) 具有良好的热物性(熔点高,热导率大,热膨胀系数小),使反应堆能达到高的功率密度。
- (3) 在高温下与包壳的相容性好。
- (4) 与冷却剂接触不产生强烈的化学腐蚀。
- (5) 工艺性能好,制造成本低,便于后处理。

早期的动力堆采用金属铀及其合金作为核燃料,但由于它们的高温稳定性不好,高燃耗下尺寸稳定性差,现已被陶瓷材料及弥散体燃料所代替。

1. 金属铀及铀合金

金属铀的优点是:密度高($>18.6\text{g/cm}^3$);热导率大;工艺性能良好。缺点是高温下稳定性不好,高燃耗下尺寸稳定性差,腐蚀率高。

金属铀在熔点以下具有三种同素异形体,分别称为 α 相、 β 相和 γ 相铀,各具有不同的晶格构造。这三种同素异形体发生相变的温度是:



从一个相转变为另一个相,铀的若干性质,特别是密度,要发生急剧的变化,而这在堆内是不允许的。因此 668°C 已成为金属铀燃料使用温度的上限。即使工作温度低于 668°C ,金属铀在中子辐照下也会发生“长大”和“肿胀”的现象。“长大”多发生在低于“ 350°C ”的环境下,它会使燃料芯块变形,表面粗糙化,强度降低,以至破坏。金属铀的工作温度超过大约 400°C 时,还会产生另一种变化,叫做“肿胀”。它是由裂变气体氦和氙在晶格中形成小气泡引起的。随着燃耗的增加,气泡的压力也随之增加,结果就使得金属铀块肿胀起来。

由上述可知,金属铀不适宜用作现代动力堆的燃料,但当反应堆用于生产钚和生产动力双重用途时,用金属铀作燃料则是允许的,原因是为了限制生产过多的同位素而把燃料在堆内的辐照时间设计得比较短,这时金属铀有足够的辐照稳定性,冷却剂的温度也比较低,即使燃料元件发生破损,后果也不会太严重。普通金属铀若要用于工作温度高达 $400\sim 500^{\circ}\text{C}$ 的气冷堆中,须经过特殊的热处理,否则容易发生辐照变形。

在铀中添加少量的 Mo, Zr, Nb+Zr 或 Si,可提高铀的辐照稳定性,同时能显著改善铀的抗水腐蚀性。但由于性能更加良好的陶瓷型二氧化铀获得较快的发展,因而铀合金在动力堆中没有被广泛采用。附录 I 中表 I-1 列出了铀和几种重要铀合金的一些热物性。

2. 陶瓷燃料

陶瓷体的核燃料化合物主要有三种:氧化物、碳化物和氮化物。

虽然存在着许多铀的化合物,但不是所有铀的化合物都适于作核燃料。目前动力堆中广泛使用的核燃料是 UO_2 陶瓷燃料,它的特点是熔点高;高温和高辐照下几何形状比较稳定;在高温水和液态钠中具有良好的耐腐蚀性能;与包壳材料锆合金、不锈钢的相容性好。二氧化铀的缺点是导热性能差、和在热梯度下的脆性。

至于碳化物和氮化物,它们的热导率都比 UO_2 大,熔点也较高,辐照下稳定性都比较好。但由于它们与水易发生反应,故在压水堆中没有被采用,只能考虑在气冷堆或钠冷堆中使用。以下主要讨论 UO_2 的热物性。

UO_2 的主要热物性综合在附录 I 的表 I-2 中。

(1) 熔点。二氧化铀的熔点,一般认为是 2800°C ,从已发表的文献来看,熔点的数值不尽相同。由于二氧化铀理论上的分子式为 UO_2 ,即氧化铀的原子比(O/U)为 2。实际上,在制备过程中化学成分往往不能严格保持这个比值,O/U 的比值不同,熔点也不同。再则燃耗对 UO_2 的熔点影响很大,二氧化铀含有杂质,也会导致熔点的变化。

(2) 密度。二氧化铀的理论密度是 $10.98\text{g}/\text{cm}^3$,但实际制造出的二氧化铀,由于存在孔隙,还达不到这个数值。加工方法不同,所得到的二氧化铀制品的密度也就不一样。例如,振动密实的二氧化铀粉末,其密度可达理论密度的 $82\%\sim 91\%$;烧结的二氧化铀燃料块的密度要高一些,可达理论密度的 $88\%\sim 98\%$ 。

(3) 热导率。二氧化铀的热导率在燃料元件的传热计算中具有特别重要的意义。因为导热性能的好坏将直接影响二氧化铀芯块内整体温度的分布,而温度则是决定二氧化铀的物理性能、力学性能的主要参数,也是支配二氧化铀中裂变气体释放、晶粒长大等动力学过程的主要参数。曾经对二氧化铀的热导率作了大量的实验研究工作。研究结果表明,除温度外,燃料的密度、燃耗以及氧铀比等对热导率也都有明显的影响。

图 3-18 示出了一些研究人员所提供的未经辐照的二氧化铀的热导率。从各条曲线的变化趋势来看,可以粗略地认为,温度在 1600°C 以下,二氧化铀的热导率随温度的升高而减少;超过 1600°C ,二氧化铀的热导率则随着温度的升高而又有某种程度的增大。

密度为 95%理论值的冷压烧结二氧化铀,其热导率通常用下述公式计算:

$$\kappa_{95} = \frac{38.24}{t + 402.55} + 4.788 \times 10^{-13} (t + 273.15)^3 \quad (3-37)$$

式中: κ_{95} 为密度相当于 95%理论值的二氧化铀的热导率 [$\text{W}/(\text{cm} \cdot ^{\circ}\text{C})$]; t 为温度 ($^{\circ}\text{C}$)。式

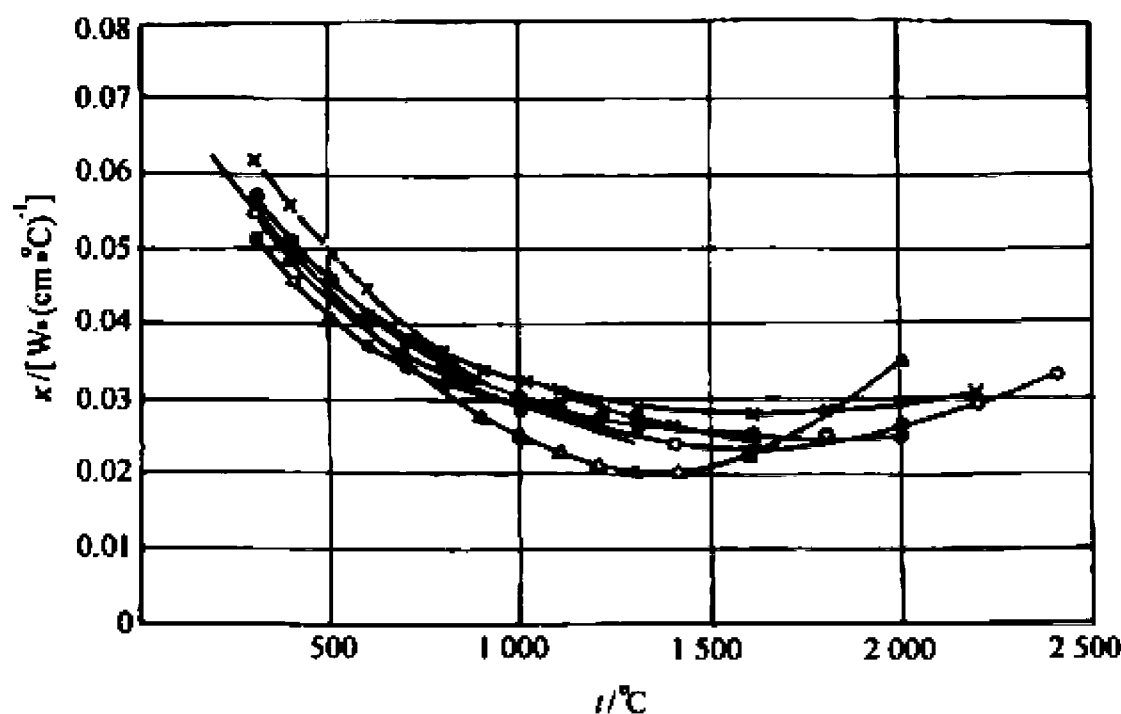


图 3-18 未照射的二氧化铀的热导率随温度的变化

(3-37)的适用范围是：温度从 0 到 2450℃；燃耗从 0 到 $10^4 \text{ MW} \cdot \text{d/t(U)}$ 。

其他密度下的烧结二氧化铀的热导率可用 Maxwell-Eucken 方程计算，该式为

$$\kappa_p = \frac{1 - \epsilon}{1 + \beta \epsilon} \kappa_{100} \quad (3-38)$$

式中： κ_p 为带孔隙的二氧化铀的热导率 [$\text{W}/(\text{cm} \cdot ^\circ\text{C})$]； κ_{100} 为理论密度的二氧化铀的热导率 [$\text{W}/(\text{cm} \cdot ^\circ\text{C})$]； ϵ 为燃料的孔隙率，即燃料芯块中孔隙占燃料芯块体积的份额； β 为取决于材料的常数，由实验确定。对于大于和等于 90% 理论密度（即 $\epsilon \leq 0.10$ ）的二氧化铀，取 $\beta = 0.5$ ；其他密度的二氧化铀取 $\beta = 0.7$ 。

在缺少 κ_{100} 数据的情况下，可利用式 (3-38) 导出以 κ_{95} 作计算依据的求解 κ_p 的关系式：

$$\kappa_p = \frac{(1 - \epsilon)(1 + 0.05\beta)}{0.95(1 + \beta\epsilon)} \kappa_{95} \quad (3-39)$$

式中各个符号的物理含义与式 (3-38) 中的相同。

辐照对二氧化铀热导率的影响将在“辐照对燃料元件性能的影响”中叙述。

(4) 比定压热容。二氧化铀的比定压热容可以表示成温度的函数，它随温度的变化由下列公式给出：

在 $25^\circ\text{C} < t < 1226^\circ\text{C}$ 的情况下，

$$c_p = 304.38 + 2.51 \times 10^{-2}t - 6 \times 10^6 / (t + 273.15)^2 \quad (3-40)$$

在 $1226^\circ\text{C} < t < 2800^\circ\text{C}$ 的情况下，

$$c_p = -712.25 + 2.789t - 2.71 \times 10^{-3}t^2 + 1.12 \times 10^{-6}t^3 - 1.59 \times 10^{-10}t^4 \quad (3-41)$$

在上面两式中， c_p 的单位是 $\text{J}/(\text{kg} \cdot ^\circ\text{C})$ ， t 的单位是 $^\circ\text{C}$ 。

3. 弥散体燃料

弥散体燃料是用机械方法把燃料弥散在热导率高、高温稳定性好的基体金属中制成的材料。所采用的基体材料，可以是金属，如铝、不锈钢、锆合金，也可以是非金属，如石墨。在压水堆中得到运用的金属基体是锆合金和不锈钢。

用粉末冶金法制备的，以金属为基体的弥散体叫金属陶瓷。在弥散体燃料中，陶瓷燃料颗

粒的尺寸一般都大于裂变产物射程,因此,由裂变产物对基体所造成的辐射损伤仅仅局限于燃料颗粒本身及其附近的小范围内,这样就提高了燃料的抗辐照性能,使燃料可以达到很深的燃耗。弥散体的各种性质基本上与基体材料相同,它通常具有耐辐照,耐冷却剂腐蚀,导热性能好和较能承受热应力等优点。其缺点是基体材料所占百分比大,必须采用富集铀。

弥散体的比热容是通过把弥散体各个成分的比热容与弥散体各个成分所占的比例按线性关系组合求得的。密度可以用同样方法求得。热导率可以用 Jakob 推荐的方法进行计算,该方程为

$$\kappa_d = \kappa_s \frac{1 - (1 - a\kappa_{dp}/\kappa_s)b}{1 + (a - 1)b} \quad (3-42)$$

式中: κ_d 为弥散体的热导率[W/(m·℃)]; κ_s 为基体的热导率[W/(m·℃)]; κ_{dp} 为弥散颗粒的热导率[W/(m·℃)]; $a = 3\kappa_s/(2\kappa_s + \kappa_{dp})$; $b = V_{dp}/(V_s + V_{dp})$; V_s 为基体的总体积(m³); V_{dp} 为弥散颗粒总体积(m³)。

式(3-42)用于 $b \leq 0.25$, 对 $0.25 \leq b \leq 0.5$ 准确性较差。若弥散颗粒明显呈串排列,颗粒间相互接触, κ_d 会变成各向异性,式(3-42)也就不成立了。

3.5.2 包壳材料

包壳的作用主要是:包覆核燃料使之不受冷却剂的化学腐蚀与机械侵蚀;作为放射性裂变产物的第一道安全屏障包容裂变气体和其他裂变产物,防止它们扩散到冷却剂中去。包壳既是核燃料的封装器,又是规定燃料元件几何形状的支承结构。为了保持燃料元件的完整性使它能够可靠地工作,就必须为不同类型的反应堆选择合适的包壳材料。选择包壳材料,必须综合考虑下列因素:

(1) 具有良好的核性能,除了具有低的中子吸收截面积外,感生放射性要弱。

(2) 与核材料的相容性要好,能耐较高的温度,即在燃料元件的工作状态下,包壳与燃料的界面处不会发生使燃料元件性能变坏的物理作用和化学反应。

(3) 具有较好的导热性能。

(4) 具有良好的力学性能,即能够提供合适的力学强度和韧性,使得在燃耗较深的条件下,仍能保持燃料元件的结构完整。

(5) 应有良好的抗腐蚀能力,包壳对冷却剂应是惰性的。

(6) 具有良好的辐照稳定性。

(7) 容易加工成形,成本价廉,便于后处理。

综合考虑上述要求,可用作燃料包壳的材料为:铝、镁、锆、不锈钢、镍基合金、石墨。其他可用材料有铌、铍等。

研究性堆曾用铝合金作为包壳。石墨慢化、二氧化碳冷却的动力堆曾用美诺克斯合金(含有少量铝、铍和锰的镁合金)作为包壳。水冷动力堆多用锆合金作为包壳。

附录Ⅱ列出了一些包壳材料的热物性。

1. 锆合金

锆在高温下具有良好的抗水腐蚀性。添加少量的锡和铁可以显著改善强度。例如锆-2

和锆-4 合金,两者的力学性能和抗腐蚀性能都远远优于锆。锆合金中所含的微量元素如表 3-3所示。

表 3-3 锆合金中的微量元素(%)

微量元素 锆合金	Sn	Fe	Cr	Ni
锆-2	1.5	0.15	0.10	0.05
锆-4	1.5	0.20	0.10	0.007

锆及其合金在高温下会与水蒸气发生下列反应：

$$\text{Zr} + 2\text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{ZrO}_2 + 2\text{H}_2 + 6.51 \text{ (MJ/kg)} \tag{3-43}$$

这种反应,在水堆正常运行时并没有什么问题,但在事故工况下,包壳处在高温状态下运行时就必须考虑由这种反应所释放出的能量。此外,锆-2 和锆-4 合金在水堆应用中会产生氢脆现象,锆与水反应缓慢生成氧化锆与氢,生成的氢有一部分会穿过氧化层扩散到金属中去,当燃料包壳(例如锆-4 合金材料)内氢的含量达到一定限度后会使包壳的力学性能明显恶化,发生所谓的吸氢脆化现象。锆-2 和锆-4 合金的性能差异不大,基本相似,但锆-4 的氢脆现象比锆-2 的要好得多,所以现代压水堆核电站优先选用锆-4 合金作为包壳材料,而沸水堆多选用锆-2 合金,也有用锆-4 合金的。

(1) 热导率。锆-2 合金和锆-4 合金的热导率列于表 3-4。由该表可以看出,锆-2 合金和锆-4 合金的热导率基本上是相同的。锆-2 合金和锆-4 合金的热导率也可以分别用下式进行计算：

表 3-4 锆-2 合金和锆-4 合金的热导率
(试样在 750℃下经 20h 真空退火)

$t/^\circ\text{C}$		100	200	300	400	500	600	700	800	850
$\kappa/[\text{W} \cdot (\text{cm} \cdot ^\circ\text{C})^{-1}]$	锆-2	0.134	0.145	0.156	0.170	0.184	0.199	0.215	0.231	0.231
	锆-4	0.136	0.143	0.152	0.164	0.180	0.201	0.225	0.252	0.266

锆-4 合金的热导率

$$\kappa_c = 7.73 \times 10^{-2} + 3.15 \times 10^{-4}t - 2.87 \times 10^{-7}t^2 + 1.552 \times 10^{-10}t^3 \tag{3-44}$$

式中： κ_c 为锆-4 合金的热导率[W/(cm·℃)]； t 为温度(℃)。

锆-2 合金的热导率

$$\kappa_c = 0.95 \times (0.170 + 1.04 \times 10^{-4}t + 1.08 \times 10^{-7}t^2) \tag{3-45}$$

式中： κ_c 为锆-2 合金的热导率[W/(cm·℃)]； t 为温度(℃)。

或者统一采用下式计算(适用的温度范围 21~760℃)：

$$\kappa_c = 0.00547 \times (1.8t + 32) + 13.8 \tag{3-46}$$

式中： κ_c 为锆合金的热导率[W/(cm·℃)]； t 为温度(℃)。

(2) 比定压热容。锆-2 合金的比定压热容随温度变化的函数关系式为
当 $t=0\sim633^\circ\text{C}$ 时，

$$c_p = 285 + 9994.7 \times 10^{-5} \times (1.8t + 32) \tag{3-47}$$

当 $t=633\sim813^\circ\text{C}$ 时，

$$c_p = 359.6 + 9994.7 \times 10^{-5} \times (1.8t + 32)$$

(3-48)

当 $t=972\sim1050^{\circ}\text{C}$ 时,

$$c_p = 357.9 + 9994.7 \times 10^{-5} \times (1.8t + 32)$$

(3-49)

而锆-4 合金的比定压热容随温度变化的关系式为

当 $0<t<750^{\circ}\text{C}$ 时,

$$c_p = 286.5 + 0.1t$$

(3-50)

当 $t>750^{\circ}\text{C}$ 时,取

$$c_p = 360$$

以上各式中 c_p 的单位是 $[\text{J}/(\text{kg} \cdot ^{\circ}\text{C})]$; 温度 t 的单位是 $^{\circ}\text{C}$ 。

2. 不锈钢和镍基合金

由于不锈钢具有良好的抗腐蚀性能和抗辐照性能,早期也曾用作水冷动力堆的包壳材料,缺点是中子吸收截面积较大,当高温水中含有氧或卤素时易产生应力腐蚀。后由于锆合金的发展,水堆已不用不锈钢作为包壳而改用锆合金。

在快堆中,所用材料对中子吸收截面的要求不像热堆内那样严格,且快堆内易裂变材料与结构材料数量之比,较热堆的比例大得多,中子利用率较好,有些在热堆内无法使用的材料可以用在快堆内。快堆对材料的要求是:熔点高;在快中子辐照下能保持满意的物理与力学性能和低的肿胀率;抗腐蚀性能好,尤其能抗液钠的腐蚀,因为快堆目前均是以液态钠作冷却剂的。能满足上述要求的金属材料是很多的,但目前快堆多采用奥氏体不锈钢作为包壳材料,也有用镍基合金的。在应用得较多的合金中,属于铁基合金的有:18/9 铬镍钢,16/13 铬镍钢,15/15 铬镍钢,20/25 铬镍钢和 20/30 铬镍钢[即因科洛依(Incoloy)800];属于镍基合金的有因科镍(inconel,约含 15%Cr,70%Fe 及少量其他元素)和哈斯特洛依合金(Hastelloy,含 15%Mo,加上 Cr,Fe 等)等。

3.5.3 辐照对燃料元件性能的影响^{[1][6][12]}

燃料元件在堆内工作时,要受到强烈的辐照,因而会导致燃料元件的性能产生变化。堆内的辐射主要包括 α 及 β 粒子、 γ 射线、中子以及裂变产物。虽然严格来说,裂变产物并非核辐射,但它们的行为十分类似 α 粒子,只不过其质量与能量比 α 粒子的要大得多。

1. 辐照及燃耗对二氧化铀热物性及力学特性的影响

(1) 熔点。二氧化铀在堆内辐照下熔点将有所下降,燃耗越深,熔点下降越大。燃耗每增加 $10\,000\text{MW} \cdot \text{d}/\text{tU}$,熔点约下降 32°C 。不同燃耗下 UO_2 的熔点见表 3-5。目前压水堆核电站的燃耗达 $30\,000\text{MW} \cdot \text{d}/\text{tU}$ 左右。

表 3-5 不同燃耗下二氧化铀的熔点

燃耗/ $[\text{MW} \cdot \text{d}(\text{tU})^{-1}]$	0	2 000	9 500	13 100	18 000	27 500	52 000
熔点/ $^{\circ}\text{C}$	2 800	2 780	2 760	2 760	2 720	2 680	2 640

(2) 热导率。辐照对二氧化铀热导率的影响,从已经发表的一些数据来看,总的趋势是:

热导率随着燃耗的增加而减小。应该指出,辐照对二氧化铀热导率的影响与辐照时的温度有很大关系。大体上说,温度低于 500℃,辐照对热导率的影响比较显著,热导率随着燃耗的增加而有明显的下降(见图 3-19);大于 500℃,特别是在 1600℃ 以上,辐照的影响就变得不明显了。

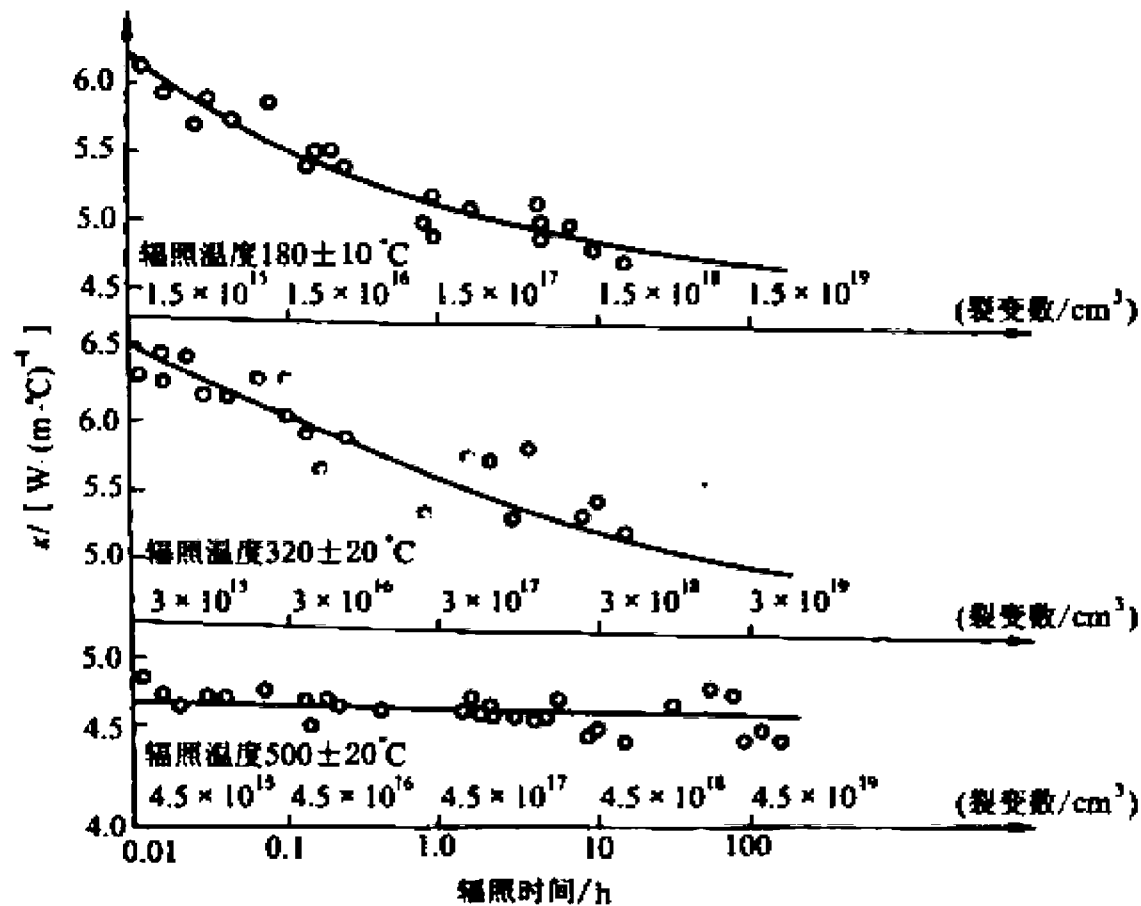


图 3-19 燃耗对二氧化铀热导率的影响(温度低于 500℃)

(3) 力学特性。当温度低于 1000℃ 左右时, UO_2 是一种脆性材料。在脆性延性转变温度以下,断裂应力小于屈服应力,发生脆性断裂。因此,在比较低的热应力下, UO_2 芯块就会发生龟裂。通常在燃料第一次提升功率之后,这种龟裂就会发生。在 1400℃ 以上, UO_2 转变成塑性材料,在断裂之前会产生相当大的变形。在应变速率比较快时,转变成塑性的温度要高达 1800℃。在脆性转变点和塑性转变点之间是一个过渡区。

在高温下, UO_2 呈现出显著的热蠕变性。然而,在还没有发生热蠕变的那些温度下,裂变氧化物燃料表现出塑性的明显强化,产生裂变诱导蠕变。

2. 二氧化铀燃料的密实化和结构变化

由于“热静效应”,即在高温下对二氧化铀施加静压力,二氧化铀的塑性流动,会造成燃料芯块的密实化,密实化的结果会使二氧化铀的孔隙消失,芯块体积变小。当肿胀使燃料芯块与包壳接触发生挤压时,便会产生作用于二氧化铀芯块上的静压力。如果芯块在某个高度上被卡死,妨碍了芯块的轴向自由膨胀,也会产生作用于芯块上的静压力。热静效应是导致二氧化铀芯块堆内密实化的一个原因,辐照引起的芯块孔隙消失是造成芯块密实化和体积变小的另一原因。密实化的后果是使燃料芯块收缩,发热不均匀,在芯块与包壳之间出现间隙,并会使包壳在外压的作用下,在间隙部位塌陷进去。通过限制芯块初始孔隙率,提高烧结温度和延长烧结时间会使密实化大大减轻。

辐照下,烧结二氧化铀燃料芯块的结构可能发生显著变化,有时称“结构再造”。这主要是

由于燃料芯块内部温度很高,温度梯度很大,热应力引起了沿径向的裂纹;同时,晶粒的结构也发生改变。对于多孔的二氧化铀燃料,在高温流密度和辐照作用下,会在燃料芯块的中央形成空洞,在空洞周围分布着沿径向呈放射形排列的柱状晶粒,它的外面是无序排列的小晶粒区。上述结构再造过程随比功率与燃耗加大而加剧。

3. 燃料芯块的肿胀和裂变气体的释放

肿胀是指材料因受辐照而发生体积增大的现象。燃料芯块受辐照后会发生肿胀,实验数据表明燃料的肿胀率是温度的函数(见表 3-6),表中给出了三个温度范围内的近似肿胀率和有效孔隙率,有效孔隙率是指对容纳燃料体积胀大有效的那部分孔隙占总孔隙的份额。

表 3-6 近似肿胀率和有效孔隙率

温度范围	每 $10^4 \text{ MW} \cdot \text{d/t}$ 的燃料肿胀率/%	有效孔隙率/%
$<1300^\circ\text{C}$	1.6	30
$1300\sim1700^\circ\text{C}$	1.7	50
$>1700^\circ\text{C}$	0.7	80

产生肿胀的原因,是由于燃料受辐照后,核裂变过程中产生的裂变气体和固体裂变产物的体积要比裂变材料本身的体积大所造成的。固体裂变产物所引起的肿胀率为 $0.5\%\sim1\%$,固体裂变产物对肿胀的作用在低温时是重要的。而在高温时,气体裂变产物是造成燃料肿胀的主要原因。肿胀的初始阶段,裂变产物多容纳在芯块的孔隙中,因此膨胀量比较小,随着燃耗的加深,有效孔隙减少,则芯块外形尺寸就会随着燃耗的加深而明显增大。

要使燃料元件的燃耗深,需要采用较大的孔隙率,以便能容纳较多的裂变产物。具有一定孔隙率的燃料可能达到的最深燃耗称极限燃耗。对用于压水堆的燃料元件,孔隙率为 3% 时,极限燃耗约为 $17000 \text{ MW} \cdot \text{d/tU}$;孔隙率为 6% 时,极限燃耗约为 $42000 \text{ MW} \cdot \text{d/tU}$ 。

由上可见,净膨胀应是辐照导致密实化和辐照引起肿胀的代数和,因此,少量的燃料密实化并非有害,因为它可以部分地抵消肿胀的影响。

核裂变过程中气体裂变产物 Kr 和 Xe 从芯块中的释出,可使芯块与包壳间的气体热导率发生变化。为了确定这种变化,首先要求出在芯块与包壳内壁的间隙中裂变气体的含量。为此,不但要知道在裂变过程中生成的裂变气体,还应知道生成的裂变气体有多少释放到了芯块的外表面。

若设每毫升芯块释放出的裂变气体量为 N_i ,则

$$N_i = \frac{FaR_i}{6.02 \times 10^{23}} \quad (\text{mol/cm}^3)$$

(3-51)

式中: F 为燃耗[裂变核数/ $\text{mL}(\text{UO}_2)$]; a 为每发生一次裂变生成的裂变气体分子数; R_i 为释放到芯块外的裂变气体占生成裂变气体的份额; 6.02×10^{23} 是阿佛加得罗常数。

R_i 值的大小与芯块温度有关^[1]。当温度超过 1450°C 时,气体释放率才显著起来。熔化燃料的气体释放率接近 100% 。释放率还与燃耗深度有关,当燃耗低于 $15000 \text{ MW} \cdot \text{d/t(U)}$ 时,燃耗对气体的释放没有明显影响。大于这个燃耗特别是大于 $30000 \text{ MW} \cdot \text{d/t(U)}$ 时,释放量明显加快。

3.6 燃料元件的温度分布

为了利用堆芯所产生的热量,预示堆内燃料元件的运行状态,需要了解冷却剂的焓场以及稳态和瞬态时的燃料元件的温度分布。

3.6.1 棒状燃料元件

图 3-20 所示,为棒状燃料元件的示意图。假设在已知燃料元件的释热率分布、几何尺寸以及冷却剂的流量、进口温度、进口焓等条件下,求沿冷却剂通道的冷却剂焓场 $H_1(z)$ 和温度场 $t_1(z)$ 、包壳外表面的温度分布 $t_w(z)$ 以及燃料芯块的中心温度分布 $t_0(z)$ 。

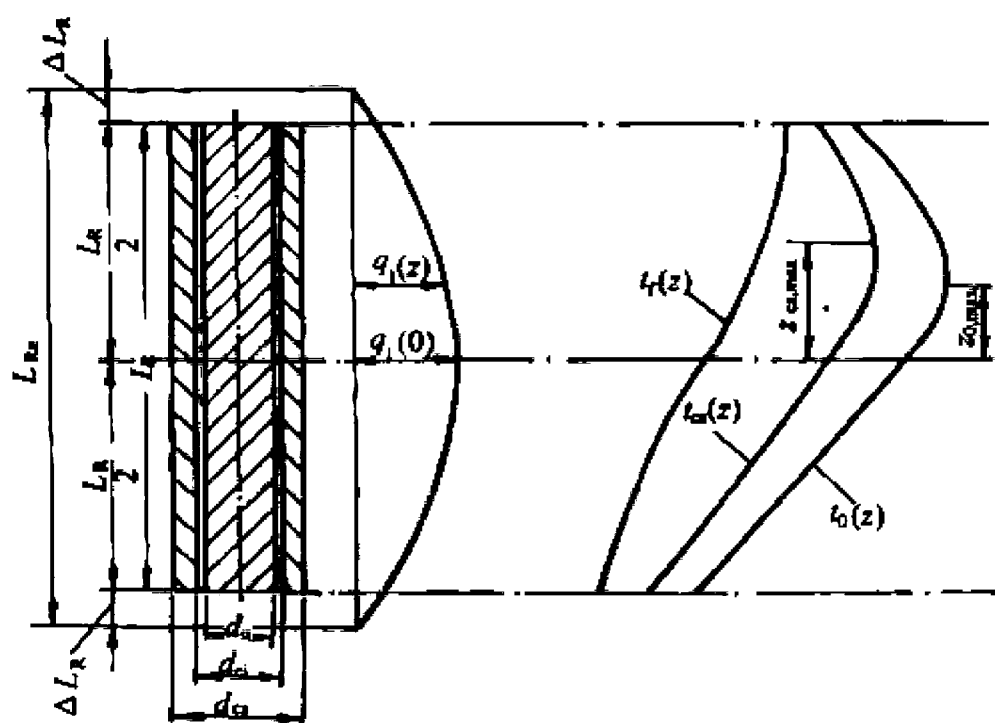


图 3-20 棒状燃料元件的释热率分布和温度分布示意图

1. 沿燃料元件轴向的冷却剂的焓场和温度场

当冷却剂流经元件包壳外表面时被加热,焓值不断增大,温度不断升高。若把坐标 z 处的冷却剂的比焓用 $h_1(z)$ 表示,温度用 $t_1(z)$ 表示,则根据堆内的输热过程可以得到沿燃料元件的冷却剂的焓场和温度场。

输热过程指的是,当冷却剂流过堆芯时,将堆内裂变过程中所释放的热量带出堆外的这样一个过程。冷却剂从堆芯进口到位置 z 处的输热量为:

$$Q(z) = Wc_p\Delta t_1(z) = A_1V\rho c_p\Delta t_1(z) = W\Delta h_1(z) \quad (3-52)$$

式中: $Q(z)$ 为从冷却剂通道进口至堆芯位置 z 处所传出的热量(W); W 为冷却剂质量流量(kg/s); c_p 为冷却剂的比定压热容[J/(kg·°C)]; ρ 为冷却剂的密度(kg/m³); V 为冷却剂的流速(m/s); A_1 为冷却剂的流通面积(m²); $\Delta h_1(z)$ 为从冷却剂通道进口至位置 z 处冷却剂的焓升(J/kg); $\Delta t_1(z)$ 为从冷却剂通道进口至堆芯位置 z 处冷却剂的温度(°C)。

由式(3-52)得

$$h_1(z) = \frac{Q(z)}{W} + h_{1.in} \quad (3-53)$$

$$t_f(z) = \frac{Q(z)}{Wc_p} + t_{f, \text{in}} \quad (3-54)$$

从图 3-20 可知

$$Q(z) = \int_{-\frac{L_R}{2}}^z q_l(z) dz \quad (3-55)$$

其中 $q_l(z)$ 是燃料元件在 z 处的线功率。式(3-53)、(3-54)即为冷却剂焓场和温度场的表达式。冷却剂的温度也可以不用式(3-54)计算,而由相对应的焓值,应用焓温转换关系计算得到,或从水和水蒸气热力性质图表中查得。

如果燃料元件沿轴向的释热率按余弦分布,则

$$q_l(z) = q_l(0) \cos \frac{\pi z}{L_{Re}} \quad (3-56)$$

式中 $q_l(0)$ 是燃料元件在坐标原点处的线功率。将式(3-56)代入式(3-55)得

$$Q(z) = \int_{-\frac{L_R}{2}}^z q_l(0) \cos \frac{\pi z}{L_{Re}} dz = \frac{q_l(0)L_{Re}}{\pi} \left(\sin \frac{\pi z}{L_{Re}} + \sin \frac{\pi L_R}{2L_{Re}} \right) \quad (3-57)$$

将上式代入式(3-54)则得

$$t_f(z) = t_{f, \text{in}} + \frac{q_l(0)}{\pi} \frac{L_{Re}}{Wc_p} \left(\sin \frac{\pi z}{L_{Re}} + \sin \frac{\pi L_R}{2L_{Re}} \right) \quad (3-58)$$

以 $z = \frac{L_R}{2}$ 代入上式,则得冷却剂的出口温度 $t_{f, \text{ex}}$,

$$t_{f, \text{ex}} = t_f\left(\frac{L_R}{2}\right) = t_{f, \text{in}} + \frac{2q_l(0)}{\pi} \cdot \frac{L_{Re}}{Wc_p} \sin \frac{\pi L_R}{2L_{Re}} \quad (3-59)$$

移项得

$$\Delta t_f = t_{f, \text{ex}} - t_{f, \text{in}} = \frac{2q_l(0)}{\pi} \cdot \frac{L_{Re}}{Wc_p} \sin \frac{\pi L_R}{2L_{Re}}$$

则

$$\frac{\Delta t_f}{2} = \frac{q_l(0)}{\pi} \frac{L_{Re}}{Wc_p} \sin \frac{\pi L_R}{2L_{Re}} \quad (3-60)$$

将上式代入式(3-58)得

$$t_f(z) = t_{f, \text{in}} + \frac{\Delta t_f}{2} + \frac{q_l(0)}{\pi} \cdot \frac{L_{Re}}{Wc_p} \sin \frac{\pi z}{L_{Re}} \quad (3-61)$$

用不同的 z 值代入上式,就可得到不同位置 z 处的冷却剂温度,由式(3-61)得到的温度分布示于图 3-20。对于这种情况,由图 3-20 可以看出,在临近冷却剂通道的进、出口段,冷却剂温度上升得较慢,中间段上升得较快,在出口处冷却剂温度达到最大值。

2. 包壳外表面温度 $t_w(z)$ 的计算

在求得 $t_f(z)$ 以后,可以根据对流换热方程求得 $t_w(z)$ 。根据式(3-14)有

$$t_w(z) - t_f(z) = \frac{q_l(z)}{\pi d_w h(z)} \quad (3-62)$$

由此可得

$$t_w(z) = t_f(z) + \frac{q_l(z)}{\pi d_w h(z)} \quad (3-63)$$

若释热率按余弦分布,则有

$$t_{cs}(z) = t_f(z) + \frac{q_1(0)}{\pi d_{cs} h(z)} \cos \frac{\pi z}{L_{Re}} \quad (3-64)$$

式中 d_{cs} 是包壳的外径。上式中除了 $h(z)$ 以外, 其他参数都是已知量, 所以只要确定了 $h(z)$, 就可以求得 $t_{cs}(z)$ 。

假如对流换热系数沿冷却剂通道的高度变化不大, 通常就把它作为常数处理, 并采用冷却剂进出口温度的算术平均值作为计算平均换热系数 h 的定性温度。当 $z=0$ 时, 由式(3-64)可得

$$t_{cs}(0) - t_f(0) = \Delta\theta_f(0) = \frac{q_1(0)}{\pi d_{cs} h} \quad (3-65)$$

合并式(3-64)和式(3-65), 得

$$\Delta\theta_f(z) = t_{cs}(z) - t_f(z) = \Delta\theta_f(0) \cos \frac{\pi z}{L_{Re}} \quad (3-66)$$

移项得

$$t_{cs}(z) = t_f(z) + \Delta\theta_f(0) \cos \frac{\pi z}{L_{Re}} \quad (3-67)$$

再将式(3-61)代入上式, 得

$$t_{cs}(z) = t_{f, in} + \frac{\Delta t_f}{2} + \frac{q_1(0)}{\pi} \cdot \frac{L_{Re}}{W_{c,p}} \sin \frac{\pi z}{L_{Re}} + \Delta\theta_f(0) \cos \frac{\pi z}{L_{Re}} \quad (3-68)$$

由式(3-68)可知, $t_{cs}(z)$ 沿高度方向是变化的。显然, 在某一高度 z 处, $t_{cs}(z)$ 将出现最大值。包壳外表面的最高温度 $t_{cs, max}$ 是一个很有用的量, 它除了校核燃料包壳是否达到熔化温度外, 还是估算材料的强度和判断包壳耐腐蚀程度的一个重要参数。例如, 在压水堆中, 用锆合金制造的包壳, 其外表面的工作温度一般不得超过 350°C , 否则将会加速包壳的腐蚀。将式(3-68)对 z 求导数并令其等于零, 就可求出当包壳外表面温度达到最大值时的位置 $z_{cs, max}$ 。然后, 将 $z_{cs, max}$ 代入式(3-68)即可以求出包壳外表面的最高温度 $t_{cs, max}$ 。求解过程如下:

$$\frac{dt_{cs}(z)}{dz} = \frac{q_1(0)}{\pi} \cdot \frac{L_{Re}}{W_{c,p}} \cdot \frac{\pi}{L_{Re}} \cos \frac{\pi z_{cs, max}}{L_{Re}} + \Delta\theta_f(0) \left(-\frac{\pi}{L_{Re}} \sin \frac{\pi z_{cs, max}}{L_{Re}} \right) = 0$$

化简整理后可得

$$\tan \left(\frac{\pi z_{cs, max}}{L_{Re}} \right) = \frac{q_1(0)}{\pi} \cdot \frac{L_{Re}}{W_{c,p}} \cdot \frac{1}{\Delta\theta_f(0)} \quad (3-69)$$

所以

$$z_{cs, max} = \frac{L_{Re}}{\pi} \arctan \left[\frac{q_1(0)}{\pi} \cdot \frac{L_{Re}}{W_{c,p}} \cdot \frac{1}{\Delta\theta_f(0)} \right] \quad (3-70)$$

将式(3-68)中的 z 用 $z_{cs, max}$ 来代替, 则可得

$$t_{cs, max} = t_{f, in} + \frac{\Delta t_f}{2} + \frac{q_1(0)}{\pi} \cdot \frac{L_{Re}}{W_{c,p}} \sin \frac{\pi z_{cs, max}}{L_{Re}} + \Delta\theta_f(0) \cos \frac{\pi z_{cs, max}}{L_{Re}} \quad (3-71)$$

利用三角函数变换公式并把式(3-69)代入式(3-71)经简化整理后得

$$t_{cs, max} = t_{f, in} + \frac{\Delta t_f}{2} + \Delta\theta_f(0) \sqrt{1 + \tan^2 \left(\frac{\pi z_{cs, max}}{L_{Re}} \right)} \quad (3-72)$$

再利用式(3-69)及式(3-60)化简上式, 则得包壳外表面最高温度表达式为

$$t_{cs, max} = t_{f, in} + \frac{\Delta t_f}{2} + \Delta\theta_f(0) \sqrt{1 + \left[\frac{\Delta t_f}{2} \frac{1}{\Delta\theta_f(0)} \right]^2 \csc^2 \left(\frac{\pi L_{Re}}{2L_{Re}} \right)} \quad (3-73)$$

对于大型压水堆,外推尺寸相对堆芯的高度来说是很小的。故取 $L_R = L_{Re}$, 又因为 $\csc^2\left(\frac{\pi}{2}\right) = 1$, 则式(3-73)可简化为

$$t_{ca, max} = t_{i, in} + \frac{\Delta t_i}{2} + \Delta\theta_i(0) \sqrt{1 + \left(\frac{\Delta t_i}{2} \frac{1}{\Delta\theta_i(0)}\right)^2} \quad (3-74)$$

$t_{ca}(z)$ 的分布如图 3-20 所示,其最大值出现在冷却剂通道的中点和出口之间。这是因为它要受两个变量的制约:一是冷却剂的温度,它沿轴向的变化与释热量分布有关,越接近通道出口,升高越慢;二是膜温差,它和线功率 $q_l(z)$ 成正比,也是沿冷却剂通道中间大,上下两端小。这两个变量的综合作用,就使包壳外表面最高温度发生在冷却剂通道的中点和出口之间。

3. 包壳内表面温度 $t_{ci}(z)$ 的计算

包壳一般很薄,若忽略吸收 γ, β 以及极少量裂变碎片动能所产生的热量,则可以认为包壳内表面温度 $t_{ci}(z)$ 的计算是无内热源的导热问题。由式(3-11)有

$$t_{ci}(z) - t_{ca}(z) = \frac{q_l(z)}{2\pi\kappa_c} \ln \frac{d_{co}}{d_{ci}} \quad (3-75)$$

式中: d_{co}, d_{ci} 分别表示包壳的外径和内径(m); κ_c 为包壳的热导率[W/(m·℃)]; t_{ci} 为包壳内表面温度(℃)。

将式(3-56)代入上式得

$$t_{ci}(z) - t_{ca}(z) = \frac{q_l(0)}{2\pi\kappa_c} \ln \frac{d_{co}}{d_{ci}} \cos \frac{\pi z}{L_{Re}} = \Delta\theta_c(0) \cos \frac{\pi z}{L_{Re}}$$

其中

$$\Delta\theta_c(0) = \frac{q_l(0)}{2\pi\kappa_c} \ln \frac{d_{co}}{d_{ci}}$$

所以

$$t_{ci}(z) = t_{ca}(z) + \Delta\theta_c(0) \cos \frac{\pi z}{L_{Re}} \quad (3-76)$$

包壳的热导率 κ_c 是包壳温度的函数,为简化计算起见,通常按包壳内外表面的算术平均温度来取值,并作为常数处理。但在计算时包壳内表面温度是未知量,故只能用迭代法求解,即先假设一个包壳的内表面温度,并根据已知的外表面温度,先求出包壳的热导率,然后再利用上述公式求包壳的内表面温度,直至求得的内表面温度与假设的包壳内表面温度之差在允许的范围以内时为止。一般应满足下述条件,即

$$\left| \frac{t'_{ci}(z) - t_{ci}(z)}{t_{ci}(z)} \right| < 0.005$$

这里 $t'_{ci}(z)$ 是求得的包壳内表面温度, $t_{ci}(z)$ 是假设的包壳内表面温度。

4. 燃料芯块表面温度 $t_s(z)$ 的计算

动力堆的燃料元件,在包壳内表面与燃料芯块之间往往充有一薄层气体(例如压水堆燃料元件一般在芯块与包壳之间充有氦气),这个气隙虽然很薄,但它引起的燃料芯块表面与包壳内表面之间的温度降落却是可观的,一般可以达到几十乃至几百摄氏度。

燃料芯块表面温度可用下式计算:

$$t_u(z) = t_a(z) + \frac{q_1(0)}{2\pi\kappa_g} \ln \frac{d_{ci}}{d_u} = t_a(z) + \Delta\theta_g(0) \cos \frac{\pi z}{L_{Re}} \quad (3-77)$$

其中

$$\Delta\theta_g(0) = \frac{q_1(0)}{2\pi\kappa_g} \ln \frac{d_{ci}}{d_u} \quad (3-78)$$

式中 κ_g 为环形气隙中气体的热导率。

5. 燃料芯块中心温度 $t_o(z)$ 的计算

若忽略轴向导热,则在求得燃料芯块的表面温度 $t_u(z)$ 以后,可根据式(3-6)求得 $t_o(z)$,即

$$t_o(z) = t_u(z) + \Delta\theta_u(0) \cos \frac{\pi z}{L_{Re}} \quad (3-79)$$

而

$$\Delta\theta_u(0) = \frac{q_1(0)}{4\pi\kappa_u} \quad (3-80)$$

式中 κ_u 为燃料芯块的热导率。

将式(3-77)、式(3-76)、式(3-67)及式(3-61)代入式(3-79)得

$$t_o(z) = t_{i,m} + \frac{\Delta t_f}{2} + \frac{q_1(0)}{\pi} \frac{L_{Re}}{W_{c,p}} \sin \frac{\pi z}{L_{Re}} + \left[\sum \Delta\theta(0) \right] \cos \frac{\pi z}{L_{Re}} \quad (3-81)$$

式中

$$\sum \Delta\theta(0) = \Delta\theta_f(0) + \Delta\theta_c(0) + \Delta\theta_g(0) + \Delta\theta_u(0)$$

将式(3-81)与式(3-68)相对比,可以看出它们在形式上是一样的,唯一不同的是等式右边最后一项,式(3-68)是 $\Delta\theta_f(0)$,而式(3-81)是 $\left[\sum \Delta\theta(0) \right]$ 。于是采用与求 $t_{o,max}$ 相同的方法可以导出燃料芯块中心最高温度 $t_{o,max}$ 及其所在的轴向位置 $z_{o,max}$ 。

$$t_{o,max} = t_{i,m} + \frac{\Delta t_f}{2} + \sum \Delta\theta(0) \sqrt{1 + \left[\frac{\Delta t_f}{2} \frac{1}{\sum \Delta\theta(0)} \right]^2 \csc^2 \left(\frac{\pi L_R}{2L_{Re}} \right)} \quad (3-82)$$

和

$$z_{o,max} = \frac{L_{Re}}{\pi} \arctan \left[\frac{q_1(0)}{\pi} \frac{L_{Re}}{W_{c,p}} \frac{1}{\sum \Delta\theta(0)} \right] \quad (3-83)$$

取 $L_R = L_{Re}$, 又因为 $\csc^2 \left(\frac{\pi}{2} \right) = 1$, 所以得

$$t_{o,max} = t_{i,m} + \frac{\Delta t_f}{2} + \sum \Delta\theta(0) \sqrt{1 + \left[\frac{\Delta t_f}{2} \frac{1}{\sum \Delta\theta(0)} \right]^2} \quad (3-84)$$

$t_o(z)$ 的分布曲线如图 3-20 所示。由图可见, $t_o(z)$ 的最大值所在的位置比 $t_a(z)$ 的最大值所在的位置更接近于燃料元件轴向的中点位置,即 $z_{o,max} < z_{a,max}$ 。这是因为燃料芯块中心温度的数值受温差数值的影响更大,也就是 $\sum \Delta\theta(0) > \Delta\theta_f(0)$ 之故。

为了便于分析计算燃料元件、固体慢化剂的温度场,本书附录Ⅲ、附录Ⅳ还分别列出了一些冷却剂和固体慢化剂的热物性。

[例题 3-1] 某压力壳型轻水堆的棒束燃料组件为纵向流过的水所冷却。若在燃料元件某高度 z 处的冷却剂水的温度为 $t_1 = 300^\circ\text{C}$, 流速 $V = 4\text{m/s}$, 燃料元件外表面热流密度 $q =$

$1.43 \times 10^6 \text{ W/m}^2$ 。反应堆的工作压力 $p=14.7 \text{ MPa}$ ，其栅格为正方形排列(如图 3-21 所示)，棒径 $d=10 \text{ mm}$ ，栅距 $P=13 \text{ mm}$ 。求在该处的换热系数及元件外表面的温度。

解：因为是正方形栅格，根据已知的棒径和栅距有 $P/d=13/10=1.3$ ，此值在式(3-17)的适用范围内，因而 $C=0.042 \frac{P}{d}-0.024=0.0306$ ，从而得

$$Nu = 0.0306 Re^{0.8} \cdot Pr^{1/3}$$

对于水，根据压力 $p=14.7 \text{ MPa}$ ， $t_f=300^\circ\text{C}$ ，得到其热物性为

$$\kappa_f = 0.565 \text{ W/(m} \cdot ^\circ\text{C)}$$

$$\nu_f = \mu_f \nu_f = 88.88 \times 10^{-6} \times 0.001379 = 0.1226 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$$

$$Pr = 0.864$$

$$D_e = \frac{4 \left(P^2 - \frac{\pi d^2}{4} \right)}{\pi d} = \frac{4 \times \left(13^2 - \frac{1}{4} \times 3.14 \times 10^2 \right)}{3.14 \times 10} \times 10^{-3} = 11.5 \times 10^{-3} \text{ m}$$

$$Re = \frac{VD_e}{\nu_f} = \frac{4 \times 11.5 \times 10^{-3}}{0.1226 \times 10^{-6}} = 3.752 \times 10^5$$

$$Nu = 0.0306 Re^{0.8} \cdot Pr^{1/3} = 0.0306 \times (3.752 \times 10^5)^{0.8} \times (0.864)^{1/3} = 839.4$$

$$h = \frac{Nu \kappa_f}{D_e} = \frac{839.4 \times 0.565}{11.5 \times 10^{-3}} = 41.24 \times 10^3 \text{ W/(m}^2 \cdot ^\circ\text{C)}$$

$$q = h(t_{cs} - t_f)$$

所以

$$t_{cs} = t_f + \frac{q}{h} = 300 + \frac{1.43 \times 10^6}{41.24 \times 10^3} = 334.7^\circ\text{C}$$

6. 积分热导率的概念

燃料芯块的热导率 κ_u 一般都与温度有关，对于热导率大的金属材料，采用算术平均温度下的 κ_u 来计算燃料芯块的温度场，由此引起的误差不会太大，这在初步估算燃料芯块的温度场时是允许的。但对 κ_u 小的燃料，例如压水堆常用的 UO_2 燃料，不仅 κ_u 小且其随燃料的温度变化较大，如果采用算术平均温度下的 κ_u 值计算燃料芯块的中心温度，将会带来较大的误差，因而必须考虑 κ_u 值随燃料温度的变化。但是 κ_u 随温度的变化往往不是线性关系，要直接用它进行计算仍然比较麻烦，因而往往把 κ_u 对温度 t 的积分作为一个整体看待，而不直接做积分运算，这样既可以简化设计计算，又可以减小计算结果的误差。我们把 $\int \kappa_u(t) dt$ 称为积分热导率。

图 3-22 表示一无包壳的棒状燃料元件芯块的横截面。该燃料芯块的半径为 r_u ，高度为 L ，体积释热率为 q_v 。假设热量只沿半径方向导出，且在所有的方向上都相等，同时，由于棒径小，可假设 q_v 是常量，则由图可见，以 r 为半径的圆柱面是一个等温面。若单位时间内从这个等温面导出的热量为 Q ，则有

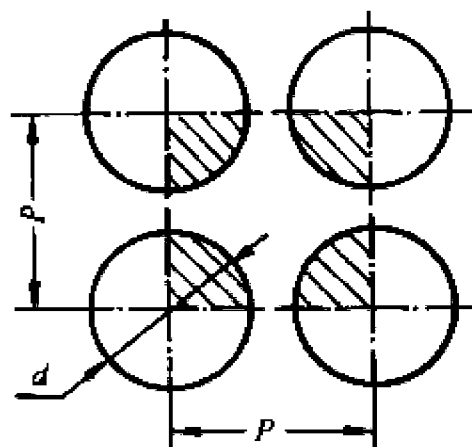


图 3-21 正方形栅格示意图

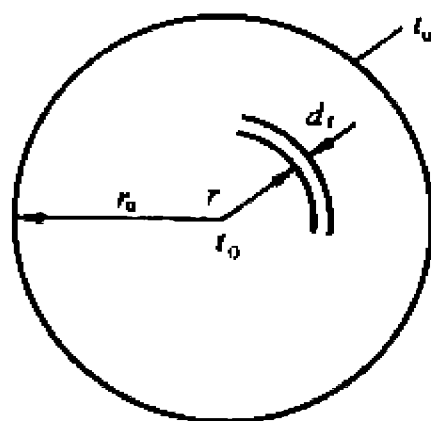


图 3-22 棒状元件燃料芯块的横截面

$$Q = -\kappa_u(t) F \frac{dt}{dr} = -\kappa_u(t) \cdot 2\pi r L \frac{dt}{dr} \quad (3-85)$$

上式中 $\kappa_u(t)$ 是燃料芯块的热导率。在以 r 为半径的圆柱形芯块单位时间内的总释热量以 Q' 来表示, 则

$$Q' = \pi r^2 L q_v \quad (3-86)$$

在稳态工况下, 显然通过半径为 r 的等温面导出的热量应该等于半径为 r 的圆柱形芯块内释出的总热量, 于是得到

$$-\kappa_u(t) \cdot 2\pi r L \frac{dt}{dr} = \pi r^2 L q_v$$

将上式化简整理得

$$-\kappa_u(t) dt = \frac{q_v}{2} r dr$$

积分得

$$-\int_{t_0}^t \kappa_u(t) dt = \frac{q_v}{4} r^2$$

或

$$\int_t^{t_0} \kappa_u(t) dt = \frac{q_v}{4} r^2 \quad (3-87)$$

式中 t 是半径为 r 处的温度。当 $r=r_u, t=t_u$, 故有

$$\int_{t_u}^{t_0} \kappa_u(t) dt = \frac{q_v}{4} r_u^2 \quad (3-88)$$

式中: t_u 是棒状元件燃料芯块表面的温度; t_0 是棒状元件燃料芯块的中心温度; q_v 是棒状元件芯块的体积释热率; r_u 是棒状元件燃料芯块的半径; $\int_{t_u}^{t_0} \kappa_u(t) dt$ 为温度 t_u 和 t_0 间的积分热导率。通常积分热导率的数据是以 $\int_0^{t_0} \kappa_u(t) dt$ 的形式给出的, 因而 $\int_{t_u}^{t_0} \kappa_u(t) dt$ 应写成如下形式:

$$\int_{t_u}^{t_0} \kappa_u(t) dt = \int_0^{t_0} \kappa_u(t) dt - \int_0^{t_u} \kappa_u(t) dt \quad (3-89)$$

因为

$$q_l = \pi r_u^2 q_v$$

式中 q_l 是燃料芯块的线功率, 于是式(3-88)可改写成

$$q_l = 4\pi \int_{t_u}^{t_0} \kappa_u(t) dt \quad (3-90)$$

显而易见, 如果 $\kappa_u(t)$ 是常数, 则式(3-90)变成式(3-6)。从式(3-90)可以看出, 棒状元件燃料芯块的线功率 q_l 与积分热导率成正比, 故只要知道积分热导率的数值, 就可确定在某个给定的中心温度下所允许达到的功率水平。

同理, 对于板状燃料芯块(图 3-23)可以得到

$$\int_{t_u}^{t_0} \kappa_u(t) dt = \frac{\delta_u^2}{2} q_v \quad (3-91)$$

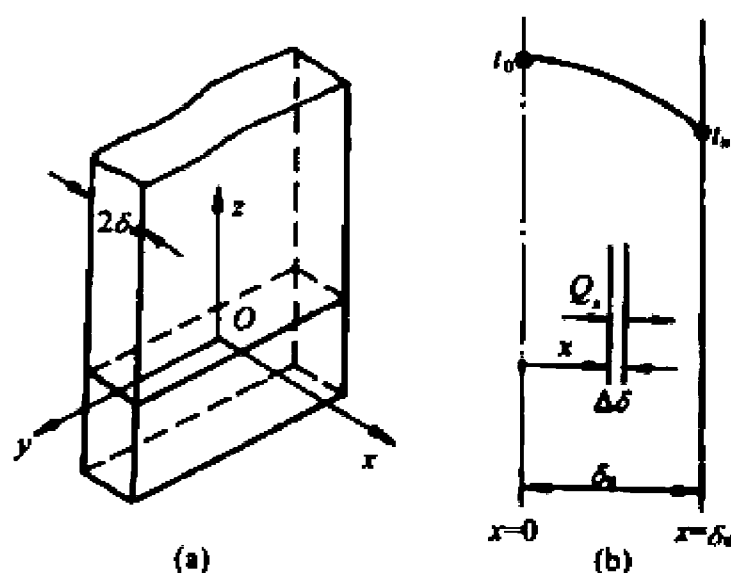


图 3-23 板状元件燃料芯块示意图

式中的 δ_0 是板状燃料芯块的半厚度。

对任何形状的燃料元件都可以建立积分热导率 $\int \kappa_u(t)dt$ 与输出功率之间的上述关系。对于均匀释热的情况，它可以表示为

$$\int_{t_0}^{t_u} \kappa_u(t)dt = C'q_u$$

或

$$\int_{t_0}^{t_u} \kappa_u(t)dt = Cq_l \tag{3-92}$$

式中 C' 、 C 取决于燃料元件的几何形状。只要给定该积分的最大允许值，就可确定任意几何形状燃料元件所能允许达到的释热能力。

积分热导率的数值可以通过实验测得。为了便于计算，积分热导率的具体数值通常是以表格的形式(把半经验公式转化为表格)给出的。表 3-7 给出了 UO_2 的积分热导率与其温度的对应数值。利用该表可以很容易求得一个给定中心温度所需的线功率密度，或者相反，根据已给定的线功率求出 t_0 的具体数值。确定 t_0 的方法如下，对棒状元件从式(3-90)和式(3-89)可以得到：

表 3-7 UO_2 的积分热导率*

$t/^\circ\text{C}$	$\int_0^t \kappa_u dt / (\text{W} \cdot \text{cm}^{-1})$	$t/^\circ\text{C}$	$\int_0^t \kappa_u dt / (\text{W} \cdot \text{cm}^{-1})$	$t/^\circ\text{C}$	$\int_0^t \kappa_u dt / (\text{W} \cdot \text{cm}^{-1})$
50	4.48	800	42.02	1738	66.87
100	8.49	900	45.14	1876	68.86
200	15.44	1000	48.06	1990	71.31
300	21.32	1100	50.61	2155	74.88
400	26.42	1200	53.41	2343	79.16
500	30.93	1298	55.84	2432	81.07
600	34.97	1405	58.40	2805	90.00
700	38.65	1560	61.95		

* $\kappa_u = \frac{38.24}{t+402.55} + 4.788 \times 10^{-13}(t+273.15)^3$ $[\text{W}/(\text{cm} \cdot ^\circ\text{C})]$ ， t 为温度($^\circ\text{C}$)。

$$\int_0^{t_0} \kappa_u(t)dt = \frac{q_l}{4\pi} + \int_0^{t_u} \kappa_u(t)dt \tag{3-93}$$

式中： t_0 是芯块的中心温度； t_u 是芯块的表面温度； q_l 是芯块的线功率。一般 q_l 是已知的，而且，在求取芯块的中心温度 t_0 之前，芯块的表面温度 t_u 已经求出，在 q_l, t_u 为已知的情况下，就可以利用式(3-93)来确定 t_0 值。

例如，对于用 UO_2 制成的圆柱形芯块，若已知 $q_l = 400\text{W}/\text{cm}$ ， $t_u = 691^\circ\text{C}$ ，则可算出式(3-93)的右端的值等于 $70.14\text{W}/\text{cm}$ ，根据该值再由表 3-7 可查出 $t_0 \approx 1936^\circ\text{C}$ 。

3.6.2 板状燃料元件

图 3-24 为一双面冷却、且冷却条件相同的板状燃料元件示意图。其芯块的导热是属于有内热源的固体导热问题,故可用式(3-8)来描述,即

$$\frac{d^2 t}{dx^2} = -\frac{q_v}{\kappa_u} \quad 0 \leq x \leq \delta_u$$

假设芯块内的体积释热率是均匀的,且认为 κ_u 是常数,则上式的通解是

$$t(x) = -\frac{q_v}{2\kappa_u} x^2 + C_1 x + C_2$$

在上述假定的情况下,边界条件是

$$x = 0 \quad \frac{dt}{dx} = 0$$

$$x = \delta_u \quad t = t_u$$

利用这两个边界条件可得

$$C_1 = 0 \quad C_2 = t_u + \frac{q_v \delta_u^2}{2\kappa_u}$$

所以

$$t_u(x) - t_u = \frac{q_v}{2\kappa_u} (\delta_u^2 - x^2) \quad 0 \leq x \leq \delta_u \quad (3-94)$$

上式描述了板状燃料芯块内的温度分布,可以用它来求出芯块内任一位置 x 处的温度 $t(x)$,因为假设芯块内的温度分布对芯块的中心平面对称,所以式(3-94)也适用于负的 x 值。

包壳属于无内热源的固体导热问题,根据傅里叶定律

$$q = -\kappa_c \frac{dt}{dx} \quad \delta_u \leq x \leq (\delta_u + \delta_c) \quad (3-95)$$

或

$$Q = -\kappa_c F \frac{dt}{dx} \quad \delta_u \leq x \leq (\delta_u + \delta_c) \quad (3-96)$$

式中: F 是垂直于热流方向(即 x 方向)的传热面积; κ_c 是包壳材料的热导率; q 是热流密度; Q 是单位时间内流过传热面积的总热量; δ_u 是板状燃料元件芯块的半厚度; δ_c 是包壳的厚度。将式(3-95)改写成

$$dt = -\frac{q}{\kappa_c} dx$$

上式积分得

$$t(x) = -\frac{q}{\kappa_c} x + C$$

C 是积分常数,可由边界条件确定。

当 $x = \delta_u$, $t = t_u$, 而当 $x = \delta_u + \delta_c$, $t = t_c$, 由这两个边界条件可得:

$$C = t_u + \frac{q}{\kappa_c} \delta_u$$

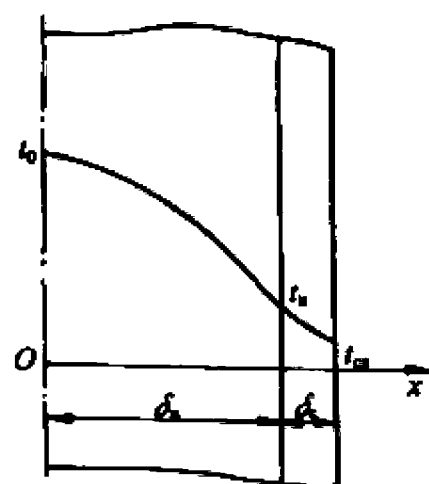


图 3-24 板状燃料元件示意图

$$t_u - t_{cs} = \frac{q}{\kappa_c} \delta_c \quad (3-97)$$

于是

$$t_c(x) = t_u + \frac{q}{\kappa_c} (\delta_u - x) \quad \delta_u \leq x \leq (\delta_u + \delta_c) \quad (3-98)$$

式(3-98)就是包壳的温度分布表达式。如果忽略芯块-包壳分界面上的热阻,则式(3-98)中的 t_u 应等于式(3-94)中的 t_u 。

板状元件的整个传热计算的步骤与棒状元件的相类似,即先求出冷却剂的温度分布,再求包壳的温度分布,而后求芯块的温度分布,这里就不再一一赘述。

3.6.3 管状燃料元件

图 3-25 为一管状燃料元件示意图。图中画出的是双面冷却的情况(也有设计成单面冷却的)。这种冷却方式的优点是增加了散热面,缺点是制造工艺比棒状的复杂。为了简化计算,这里略去了元件的包壳,只考虑芯块的传热计算。由于是双面冷却,热量由两边传出,显然燃料芯块的最高温度发生在径向的某一个位置上。如果该位置用 r_0 表示,则这个以 r_0 为半径的圆柱面就把管状元件的芯块划分为内外两个环,内环的两个半径为 r_1 和 r_0 ,外环的两个半径为 r_0 和 r_2 。在管状元件的传热计算中,重要的一个环节就是求解 r_0 ,只要求出 r_0 ,则管状燃料元件的传热计算就与棒状燃料元件的大体相同了。 r_0 的具体求解步骤大致如下:

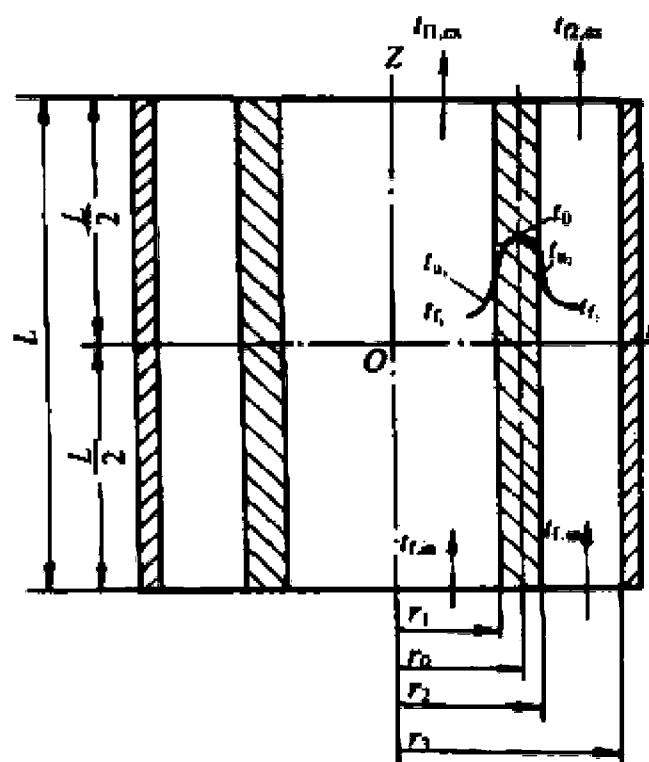


图 3-25 管状元件(双冷面)示意图

1. 求线功率

内环:

$$q_{l1}(z) = q_v(z) \pi (r_0^2 - r_1^2) \quad (3-99)$$

外环:

$$q_{l2}(z) = q_v(z) \pi (r_2^2 - r_0^2) \quad (3-100)$$

式中: $q_{l1}(z)$ 为内环的(坐标 z 处的)线功率; $q_{l2}(z)$ 为外环的(坐标 z 处的)线功率; $q_v(z)$ 为管状元件芯块的(坐标 z 处的)体积释热率。

2. 计算冷却剂的温度

内环:

$$t_{l1}(z) = t_{l1,in} + \frac{1}{W_1 c_p} \int_{-\frac{l}{2}}^z q_{l1} dz \quad (3-101)$$

外环:

$$t_{l2}(z) = t_{l2,m} + \frac{1}{W_2 c_p} \int_{-\frac{l}{2}}^z q_{l2} dz \quad (3-102)$$

式中: $t_{i,m}$ 为冷却剂的进口温度(现假设内外冷却剂通道的冷却剂的进口温度相等); W_1, W_2 分别为内外通道的冷却剂的质量流量; c_p 为冷却剂的比定压热容。

3. 求燃料芯块的温度

内表面:

$$\begin{aligned} q_{11}(z) &= 2\pi r_1 h_1 [t_{u_1}(z) - t_{l_1}(z)] \\ t_{u_1}(z) - t_{l_1}(z) &= \frac{q_{11}(z)}{2\pi r_1 h_1} \\ t_{u_1}(z) &= t_{l_1}(z) + \frac{q_{11}(z)}{2\pi r_1 h_1} = t_{l_1}(z) + \frac{q_v(z)\pi(r_0^2 - r_1^2)}{2\pi r_1 h_1} \end{aligned} \quad (3-103)$$

外表面:

$$t_{u_2}(z) = t_{l_2}(z) + \frac{q_v(z)\pi(r_2^2 - r_0^2)}{2\pi r_2 h_2} \quad (3-104)$$

其中 h_1, h_2 分别是内外冷却剂通道的换热系数。

4. 从有内热源的导热公式导出 $t_o(z)$ 与 $t_i(z)$ 的关系

具有内热源的圆柱形燃料芯块的导热微分方程式(写成圆柱坐标形式)是:

$$\frac{d^2 t}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dt}{dr} + \frac{q_v}{\kappa_u} = 0 \quad (3-105)$$

其边界条件, 对内环为

$$\begin{aligned} (1) \quad r=r_0 \text{ 处,} \quad & \left(\frac{dt}{dr}\right)_{r=r_0} = 0 \\ (2) \quad r=r_1 \text{ 处,} \quad & \kappa_u \left(\frac{dt}{dr}\right)_{r=r_1} = h_1 [t_{u_1}(z) - t_{l_1}(z)] \end{aligned}$$

令 $\frac{dt}{dr} = u$, 将它代入方程(3-105)并在方程两边同时乘以 rdr 得

$$rdu + udr + \frac{q_v}{\kappa_u} rdr = 0$$

或

$$d(ur) = -\frac{q_v}{\kappa_u} rdr$$

积分得

$$r \frac{dt}{dr} = -\frac{q_v}{\kappa_u} \frac{r^2}{2} + C_1$$

或

$$\frac{dt}{dr} = -\frac{q_v}{\kappa_u} \frac{r}{2} + \frac{C_1}{r} \quad (3-106)$$

再积分得

$$t(r) = -\frac{q_v}{\kappa_u} \frac{1}{2} \frac{r^2}{2} + C_1 \ln r + C_2 \quad (3-107)$$

应用边界条件:

当 $r=r_0$ 处, $\frac{dt}{dr}=0$, 从式(3-106)可得

$$C_1 = \frac{q_v r_0^2}{2\kappa_u}$$

由式(3-107), 并取 $r=r_0$, 则

$$t(r_0) = t_0 = -\frac{q_v}{\kappa_u} \frac{r_0^2}{4} + \frac{q_v}{\kappa_u} \frac{r_0^2}{2} \ln r_0 + C_2 \quad (3-108)$$

再取 $r=r_1$, 则

$$t(r_1) = t_{u_1} = -\frac{q_v}{\kappa_u} \frac{r_1^2}{4} + C_1 \ln r_1 + C_2 \quad (3-109)$$

将式(3-108)减去式(3-109)得

$$t_0 - t_{u_1} = -\frac{q_v}{4\kappa_u} (r_0^2 - r_1^2) + \frac{q_v}{\kappa_u} \frac{r_0^2}{2} \ln \left(\frac{r_0}{r_1} \right)$$

则

$$t_0 - t_{u_1} = r_1^2 \frac{q_v}{2\kappa_u} \left[\frac{r_0^2}{r_1^2} \ln \frac{r_0}{r_1} - \frac{1}{2} \left(\frac{r_0^2}{r_1^2} - 1 \right) \right] \quad (3-110)$$

将式(3-103)代入上式可得坐标 z 处的 t_0 为

$$t_0(z) = t_{i_1}(z) + \frac{q_v(z)r_1}{2h_1} \left(\frac{r_0^2}{r_1^2} - 1 \right) + r_1^2 \frac{q_v(z)}{2\kappa_u} \left[\frac{r_0^2}{r_1^2} \ln \frac{r_0}{r_1} - \frac{1}{2} \left(\frac{r_0^2}{r_1^2} - 1 \right) \right] \quad (3-111)$$

同理, 由外环可得

$$t_0(z) = t_{i_2}(z) + \frac{q_v(z)r_2}{2h_2} \left(1 - \frac{r_0^2}{r_2^2} \right) + r_2^2 \frac{q_v(z)}{2\kappa_u} \left[\frac{r_0^2}{r_2^2} \ln \frac{r_0}{r_2} + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{r_0^2}{r_2^2} \right) \right] \quad (3-112)$$

从内、外环分别求出的 $t_0(z)$ 的两个表达式, 即式(3-111)和式(3-112)必须相等。这样, 经整理后得

$$\begin{aligned} r_0 \left[\frac{q_v(z)}{2h_1 r_1} + \frac{q_v(z)}{2h_2 r_2} + \frac{q_v(z)}{2\kappa_u} \ln \frac{r_2}{r_1} \right] &= t_{i_2}(z) - t_{i_1}(z) + \frac{q_v(z)r_1}{2h_1} + \frac{q_v(z)r_2}{2h_2} \\ &\quad + \frac{q_v(z)}{4\kappa_u} (r_2^2 - r_1^2) \end{aligned} \quad (3-113)$$

由上式得

$$r_0 = \sqrt{\frac{t_{i_2}(z) - t_{i_1}(z) + \frac{q_v(z)r_1}{2h_1} + \frac{q_v(z)r_2}{2h_2} + \frac{q_v(z)}{4\kappa_u} (r_2^2 - r_1^2)}{\frac{q_v(z)}{2} \left[\frac{1}{h_1 r_1} + \frac{1}{h_2 r_2} + \frac{1}{\kappa_u} \ln \frac{r_2}{r_1} \right]}} \quad (3-114)$$

如果 $t_{i_1}(z) = t_{i_2}(z)$, 则上式可简化成

$$r_0 = \sqrt{\frac{\frac{r_1}{h_1} + \frac{r_2}{h_2} + \frac{1}{2\kappa_u} (r_2^2 - r_1^2)}{\frac{1}{h_1 r_1} + \frac{1}{h_2 r_2} + \frac{1}{\kappa_u} \ln \frac{r_2}{r_1}}} \quad (3-115)$$

由式(3-114)可见, 在 r_1, r_2 为已知的情况下, 如果 κ_u 是常数, 则只要知道 $t_{i_1}(z), t_{i_2}(z), q_v(z), h_1, h_2$ 就可以求出 r_0 。显而易见, 在整个冷却剂通道的长度上, 随着各参数数值的改变, r_0 是不断变化的。如果 r_0 随高度的变化极其微小, 在求解时可以认为 r_0 不随高度变化, 而是一个常数。

管状燃料元件的传热计算必须与水力计算同时进行,因为在传热计算中需要确定内、外冷却剂通道的流量分配,并由此确定 h_1 、 h_2 ,而流量分配又与水力计算密切相关。

假设冷却剂是水,冷却剂流过内、外冷却剂通道的总压降分别为 Δp_1 和 Δp_2 ,若只考虑局部压降和沿程摩擦压降则

$$\begin{aligned}\Delta p_1 &= \left(\sum K_1 + f_1 \frac{L}{D_{e1}} \right) \frac{\rho_1 V_1^2}{2} \\ \Delta p_2 &= \left(\sum K_2 + f_2 \frac{L}{D_{e2}} \right) \frac{\rho_2 V_2^2}{2}\end{aligned}$$

式中: $\sum K_1$, $\sum K_2$ 分别为内、外冷却剂通道的局部阻力系数的总和; f_1 , f_2 分别为内、外冷却剂通道的沿程摩擦阻力系数; ρ_1 , ρ_2 分别为内、外冷却剂通道的冷却剂密度; V_1 , V_2 分别为内、外冷却剂通道的冷却剂流速; D_{e1} , D_{e2} 分别为内、外冷却剂通道的当量直径; L 为内、外冷却剂通道的长度。

由图 3-25 可以看出,内、外冷却剂通道是并联通道,压降必须相等,即 $\Delta p_1 = \Delta p_2$,因而有

$$\left(\sum K_1 + f_1 \frac{L}{D_{e1}} \right) \frac{\rho_1 V_1^2}{2} = \left(\sum K_2 + f_2 \frac{L}{D_{e2}} \right) \frac{\rho_2 V_2^2}{2} \quad (3-116)$$

流体在光滑管内湍流时的沿程摩擦系数可用下式表示:

$$f = 0.184 \text{Re}^{-0.2} = \frac{0.184 \nu^{0.2}}{(VD_e)^{0.2}} \quad (3-117)$$

式中 ν 为冷却剂的运动粘度。若认为 $\rho_1 = \rho_2$,则将式(3-117)代入式(3-116)可得

$$V_2 = V_1 \sqrt{\frac{\sum K_1 + \frac{0.184 \nu_1^{0.2} L}{V_1^{0.2} D_{e1}^{1.2}}}{\sum K_2 + \frac{0.184 \nu_2^{0.2} L}{V_2^{0.2} D_{e2}^{1.2}}}} \quad (3-118)$$

若局部阻力损失相对沿程阻力可以忽略不计,且 $f_1 = f_2$, $\rho_1 = \rho_2$ 则由式(3-116)可得

$$V_2 = V_1 \sqrt{D_{e1}/D_{e2}} \quad (3-119)$$

因为

$$W = W_1 + W_2 = A_{t1} V_1 \rho_1 + A_{t2} V_2 \rho_2 \quad (3-120)$$

式中 A_{t1} , A_{t2} 分别为内外冷却剂通道的流通截面积。

对式(3-118)与式(3-120)联立求解,可求出 V_1 及 V_2 。在求得 V_1 及 V_2 之后就可以求解换热系数 h_1 及 h_2 。应该指出的是,用解析法直接求解 V_1 及 V_2 是有困难的,通常用试凑法,迭代求解,即先假设一个 V_1 ,然后根据式(3-118)求出一个相应的 V_2 ,直至求出的 V_1 、 V_2 满足 $\Delta p_1 = \Delta p_2$ 时为止。在求出 h_1 、 h_2 以后,要求 r_0 值还必须知道 $t_{f1}(z)$ 、 $t_{f2}(z)$,而这两者又都与 r_0 有关,所以直接求解也是有困难的。求解 r_0 也可以采用迭代法,即先假设一个 r_0 值(令其等于 r'_0)。用式(3-99)及式(3-100)求出 $q_{11}(z)$ 、 $q_{12}(z)$,进而可求出 $t_{11}(z)$ 、 $t_{12}(z)$ [式(3-101)及式(3-102)],而后可用式(3-114)求出 r_0 值,迭代一直进行到 r'_0 和 r_0 的差值在允许的范围以内时为止。

在棒状、板状及管状元件的传热计算中,通常假设燃料元件沿径向的热源分布是均匀的。由于元件径向的几何尺寸较小,这个假设不会带来太大的误差。若需要进行精确计算,则必须考虑燃料元件径向功率分布不均匀的影响。

3.7 包壳与芯块间的间隙传热及其随燃耗的变化

水冷动力堆燃料元件的包壳内表面与燃料芯块表面之间往往留有一定的间隙,其间充满低分子量的气体,如氦气。这一薄层气隙的尺寸虽小,但它却能够引起显著的温度变化,如图 3-26 所示。由此可见,间隙传热计算的可靠程度,将会极大地影响燃料芯块温度计算的准确

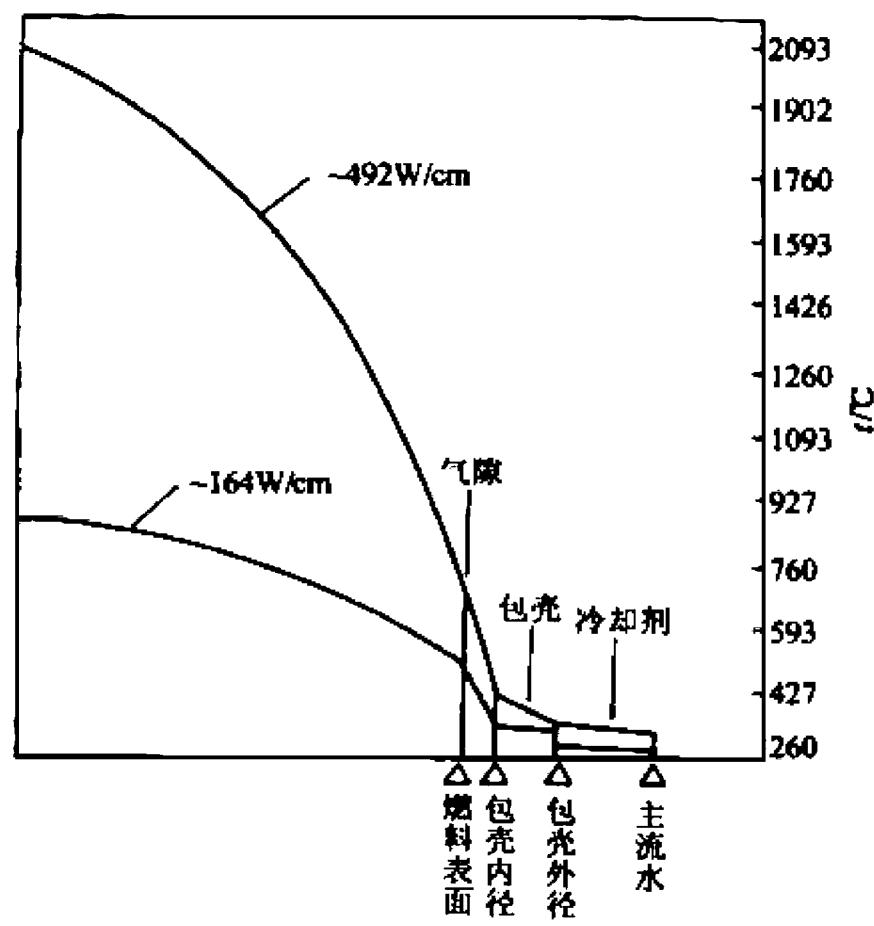


图 3-26 典型的 PWR 燃料温度剖面

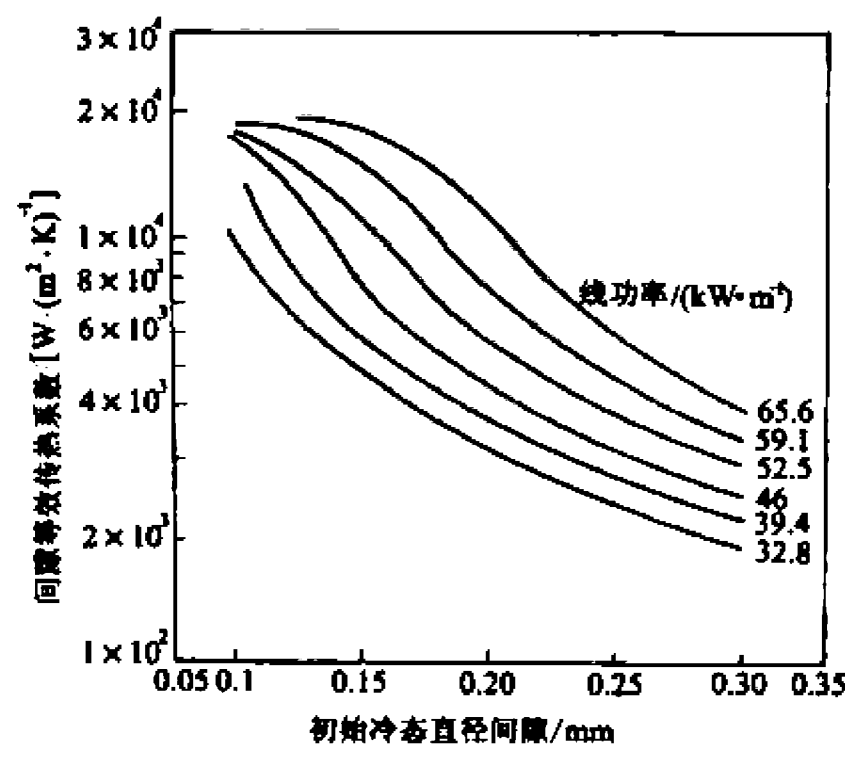


图 3-27 典型轻水堆燃料元件的间隙等效传热系数
(随冷态直径的间隙而变化的计算值)

性。随着燃耗的增加,芯块的龟裂、肿胀变形,包壳的蠕变,裂变气体的释放,都会使间隙的几何条件和间隙中的气体成分不断改变。而这些物理量又难以加以定量描述,因此,要精确估算间隙的温差是相当复杂的。虽然已经提出了各种不同的计算模型,开发了用于计算间隙热导的专门程序,还以图线的形式给出了典型轻水堆的间隙等效传热系数的数值(见图 3-27),但迄今为止,计算方法仍然是不完善的。为了获得间隙温差的精确数据,往往仍要借助实验(尽量模拟堆的实际工况)直接进行测定。下面以“气隙导热模型”和“接触导热模型”为例对间隙导热作一简要介绍。

3.7.1 气隙导热模型

如前所述,若把冷态下的气隙看作是一个薄的同心圆环,并忽略对流和辐射传热作用,则通过该间隙的传热主要是导热,可认为这是一个无内热源的环形气隙的导热问题,因此可用式(3-78)进行计算。而求解式(3-78)的主要问题是确定气隙中气体的热导率 $\kappa_{g,m}$ 。

如果在燃料元件的环形间隙中开始充的是氮气,那么经过运行一段时间之后,环形气隙中的气体就混入了氦、氙等气体。由于氮、氦和氙的混合气体的导热率不具有重量权重的性质,所以要计算芯块和包壳间气隙的热导率,不但要知道纯氮、氦和氙的热导率,还应该要有计算混合气体热导率的方法^[1]。

惰性气体的热导率可表示为

$$\kappa = A_1 T^{B_1} \quad [\text{W}/(\text{cm} \cdot \text{K})] \tag{3-121}$$

式中: T 为热力学温度(K); A_1, B_1 为实验常数,见表 3-8。

表 3-8 式(3-121)的常数值

Ne	$A_1 \times 10^4$	0.117	/
	B_1	0.6486	/
He	$A_1 \times 10^4$	0.39	0.25
	B_1	0.645	0.72
Ar	$A_1 \times 10^4$	0.0386	/
	B_1	0.6761	
Xe	$A_1 \times 10^4$	0.0094	0.0065
	B_1	0.7219	0.791
Kr	$A_1 \times 10^4$	/	0.00377
	B_1	/	0.954

注:第 3 列数据取自 GE-TM-66-7-9;第 4 列数据取自 WAPD-TM-618。

气体混合物的热导率 $\kappa_{g,m}$ 可以用下式计算:

$$\kappa_{g,m} = \frac{\sum_{i=1} X_i M_i^{1/3} \kappa_i}{\sum_{i=1} X_i M_i^{1/3}} \quad [\text{W}/(\text{cm} \cdot ^\circ\text{C})] \tag{3-122}$$

式中: X_i 为第 i 种气体的分子份额; M_i 为第 i 种气体的相对分子量; κ_i 为第 i 种气体的热

导率。

使用气隙导热模型的主要困难在于难以确定热态下间隙中裂变气体的含量和间隙尺寸的大小。这种模型比较适用于新的燃料元件和低能耗的情况。

3.7.2 接触导热模型

用于计算间隙导热的模型除了上述的气隙导热模型外,较常见的还有接触导热模型。因为燃料芯块不仅因温度升高而膨胀,而且还会因辐照而产生肿胀和变形,这样就有可能使芯块与包壳产生接触。解释这种接触导热模型的理论有好几种,不过,不论哪一种理论,一般都认为在燃料芯块和包壳之间只

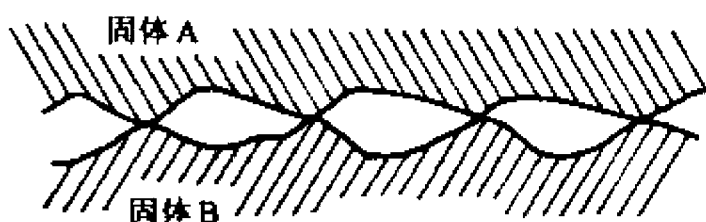


图 3-28 接触导热模型

有少数的离散点产生接触(见图 3-28)。实际上,即使用相当大的压力把两个光滑平坦的金属表面压在一起,两者真正的接触面积也还是非常小的(例如小于外观上接触面积的 1%)。而且接触面积的大小还与两种金属表面的硬度和接触压力的大小有关。当接触压力增加时,接触点将产生变形,接触面积的大小和接触点的数目就会相应增加,整个表面上的接触点的分布则随两种金属表面形状的相似程度以及它们的粗糙度而定。迄今提出的关于两种金属表面接触的导热方法及其近似解,若用于解决实际问题,仍太复杂。

目前在接触导热模型中,往往用引进一个经验间隙等效传热系数 h_g 的方法来处理间隙的传热问题。对于用二氧化铀作燃料、锆合金作包壳的大型压水堆,在热态下,二氧化铀芯块常呈现破裂状态,产生径向和周向的开裂和中心小孔,从而迫使燃料芯块与包壳内壁发生接触。

若燃料芯块与包壳恰好接触,且其接触压力为零,那么接触导热的等效传热系数约为 $5768 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ 。目前在大型轻水动力堆设计中,一般都取这个数值作为计算的依据。因而,燃料芯块表面温度 $t_u(z)$ 可用下式来表示:

$$t_u(z) = t_a(z) + \Delta\theta_g(0) \cos \frac{\pi z}{L_{Re}} \quad (3-123)$$

其中

$$\Delta\theta_g(0) = \frac{q_1(0)}{\pi d_a h_g} \quad (3-124)$$

式中 h_g 为间隙等效传热系数。

实际上计算间隙导热的方法还是不成熟的,上面介绍的两种计算模型,究竟选用哪一种更合适,要视具体情况而定。对于新的燃料元件或燃耗很浅的燃料元件,可以认为包壳与芯块没有接触,采用气隙导热模型比较合适。当燃耗很深,包壳与芯块已发生接触,应该采用接触导热模型。

3.7.3 间隙导热的经验数值^[1]

对以二氧化铀为燃料的燃料元件所作的试验表明,从燃耗为零开始,随着燃耗的增加,间隙传热开始时是下降的,当燃耗达到 $10000 \text{ MW} \cdot \text{d}/\text{t}(\text{U})$ 左右时,间隙传热达到了最低点。在

这一阶段可认为是气隙导热起了主要的作用,间隙导热的下降是因为裂变气体不断释出导致间隙气体热导率降低的缘故。当燃耗超过 $10000\text{MW} \cdot \text{d}/\text{t}(\text{U})$,间隙传热反而随燃耗的增加而增加。在这一阶段明显地表现出接触导热起了主导作用,在燃耗达到 $30000\text{MW} \cdot \text{d}/\text{t}(\text{U})$ 时,间隙传热又开始下降,表明接触导热的增长抵消不了气隙导热的下降,故总的间隙传热反而下降。到了燃耗为 $100000\text{MW} \cdot \text{d}/\text{t}(\text{U})$ 时,间隙传热降至较小的数值,但比前面的最小值稍大一些。

对于充氮气的轻水堆棒状燃料元件,在正常运行工况下的间隙等效传热系数不小于 $1\text{W}/(\text{cm}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ 。当燃耗在 $10000\text{MW} \cdot \text{d}/\text{t}(\text{U})$ 附近时,间隙等效传热系数可能达到最低,但不会小于 $0.5\text{W}/(\text{cm}^2 \cdot ^\circ\text{C})$,一般可以采用 $0.7\text{W}/(\text{cm}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ 。在高燃耗下,芯块与包壳发生接触,可采用间隙等效传热系数为 $2\text{W}/(\text{cm}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ 。目前,在压水堆电站设计中,多采用 $5678\text{W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ 作为间隙等效传热系数的数值进行计算。

3.8 燃料元件温度场的数值解法

3.8.1 有限差分法简介

在热传导的计算中,除非碰到的问题具有简单的几何形状和简单的边界条件,否则往往不能用严格的解析方法求解,这时只有应用数值解法、图解法或实验方法。

最基本的数值解法是有限差分法。这个方法的实质就在于将微分方程变成差分方程,然后求解差分方程,并用差分方程的近似解来替代微分方程的解。

由微分学可知,函数的微商 $\frac{dy}{dx}$ 就是当变量的增量 Δx 趋向于零时差商 $\Delta y/\Delta x$ 的极限。将差商转化为微商(导数),人们就有可能更精确地描绘瞬时的变化;而差分法则反过来,也就是当 Δx 很小时,将微商转化为差商,从而求出函数在节点处的近似值。所以差分法的原理是很简单的。下面就来讨论用差分法求解有内热源物体的温度分布问题。

设 $t(x)$ 为一描述温度分布的连续函数(见图 3-29)。若把自变量 x 分成数量有限但是等宽度的自变量增量 Δx ,并由此组成有限差分,用以近似描述 $t(x)$ 的微分方程中的微商,则在 n 处(坐标 x 与 $x+\Delta x$ 之间的中点上)的一阶导数可以写成

$$\left(\frac{\partial t}{\partial x}\right)_n = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{t_{x+\Delta x} - t_x}{\Delta x} \tag{3-125}$$

如果把 Δx 取得足够小,则近似有

$$\left(\frac{\partial t}{\partial x}\right)_n = \frac{t_{x+\Delta x} - t_x}{\Delta x} \tag{3-126}$$

n 处的二阶导数可以根据用有限差分形式表示的一阶导数求得

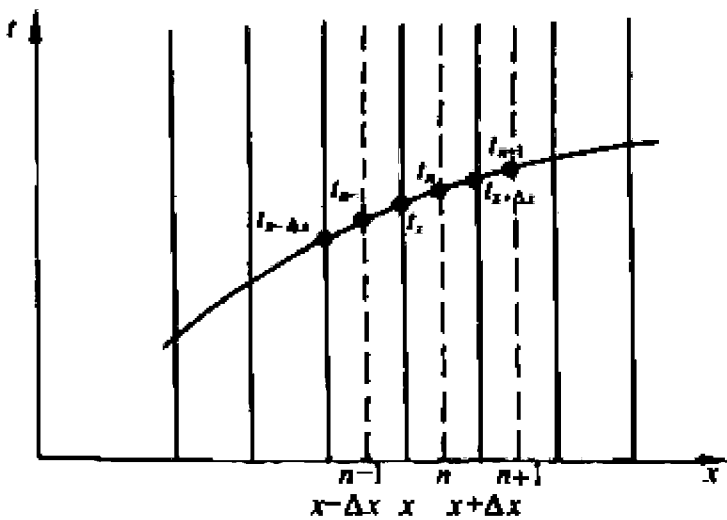


图 3-29 一维系统中的节点

$$\left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2}\right)_n = \frac{\frac{\partial t}{\partial x}|_{x+\Delta x} - \frac{\partial t}{\partial x}|_x}{\Delta x} = \frac{\frac{t_{n+1} - t_n}{\Delta x} - \frac{t_n - t_{n-1}}{\Delta x}}{\Delta x} \quad (3-127)$$

或

$$\left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2}\right)_n = \frac{(t_{n+1} - t_n) - (t_n - t_{n-1})}{\Delta x^2} \quad (3-128)$$

其中 $n, n+1, n-1$ 称为节点。

由于上面提到的有限差分是近似的,为了估计一阶及二阶导数的误差,我们将温度函数 $t(x)$ 在 n 附近展开为泰勒级数,并忽略掉五阶和更高阶的导数,可得

$$\text{一阶导数的误差} = \frac{(\Delta x)^2}{6} \left(\frac{\partial^3 t}{\partial x^3}\right) \quad (3-129)$$

同理忽略六阶及更高的导数,可得

$$\text{二阶导数的误差} = \frac{(\Delta x)^2}{12} \left(\frac{\partial^4 t}{\partial x^4}\right) \quad (3-130)$$

上述结果表明,两个误差均是 Δx 的函数。单就这一点而言, Δx 越小,则计算的精度越高。这说明了在计算中应尽可能把网格划分得细一些,以提高计算的准确度。

3.8.2 导热方程的变换与求解

1. 导热方程的变换

在稳态下,有内热源的导热方程——泊松方程为

$$\nabla^2 t + \frac{q_v}{\kappa} = 0$$

对于一维的情况上式可以改写成

$$\frac{d^2 t}{dx^2} = -\frac{q_v}{\kappa}$$

其中 q_v 是体积释热率, κ 是热导率。利用适当的边界条件求出该方程的解析解的方法,已在 3.3 节介绍过,现在介绍如何将上式转化成差分方程。利用式(3-128)可得

$$\frac{(t_{n+1} - t_n) - (t_n - t_{n-1}))}{\Delta x^2} = -\frac{q_v(n)}{\kappa} \quad (3-131)$$

其中假设 q_v 是位置 n 的函数。将上式乘 $(\Delta x)^2/2$ 并整理后可得

$$\begin{aligned} \frac{t_{n+1} - t_n - t_n + t_{n-1}}{2} &= -\frac{(\Delta x)^2}{2\kappa} q_v(n) \\ -\frac{2t_n}{2} + \frac{t_{n+1} + t_{n-1}}{2} &= -\frac{(\Delta x)^2}{2\kappa} q_v(n) \end{aligned}$$

则

$$t_n = \frac{t_{n+1} + t_{n-1}}{2} + \frac{(\Delta x)^2}{2\kappa} q_v(n) \quad (3-132)$$

上式中右边第二项具有温度单位,这是由内热源引起的温度增量,令

$$\Delta t_s(n) = \frac{(\Delta x)^2}{2\kappa} q_v(n) \quad (3-133)$$

于是式(3-132)可改写成

$$t_n = \frac{t_{n+1} + t_{n-1}}{2} + \Delta t_s(n) \quad (3-134)$$

如果 q_v 是常数, 则 $\Delta t_s(n)$ 也是常数, 由下式给出:

$$\Delta t_s = \frac{(\Delta x)^2 q_v}{2\kappa} \quad (3-135)$$

从而得

$$t_n = \frac{t_{n+1} + t_{n-1}}{2} + \Delta t_s \quad (3-136)$$

图 3-30 表示的是二维的情况。如果取 $t = t(x, y)$, 则式(3-2)可以写成

$$\left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} \right)_{m,n} + \frac{q_v(m,n)}{\kappa} = 0 \quad (3-137)$$

用假想的网格来替代均匀的介质, 并利用方程(3-128)得

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} \right)_{m,n} &= \frac{(t_{m+1,n} - t_{m,n}) - (t_{m,n} - t_{m-1,n})}{(\Delta x)^2} \\ &+ \frac{(t_{m,n+1} - t_{m,n}) - (t_{m,n} - t_{m,n-1})}{(\Delta y)^2} \end{aligned}$$

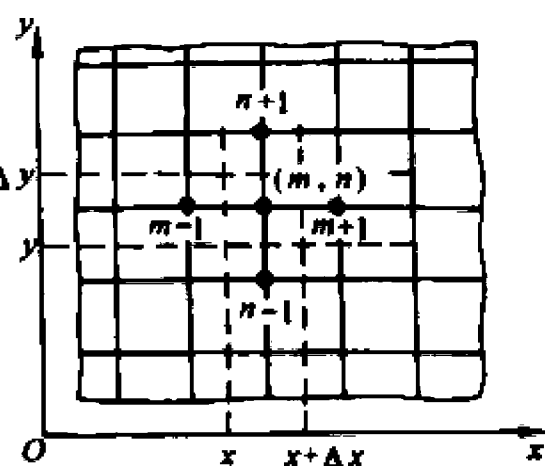


图 3-30 二维系统中的节点

当 $\Delta x = \Delta y$ 时, 则有

$$\left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} \right)_{m,n} = \frac{(t_{m+1,n} + t_{m-1,n} + t_{m,n+1} + t_{m,n-1}) - 4t_{m,n}}{(\Delta x)^2} \quad (3-138)$$

将式(3-137)与式(3-138)联立得

$$\begin{aligned} \frac{(t_{m+1,n} + t_{m-1,n} + t_{m,n+1} + t_{m,n-1}) - 4t_{m,n}}{(\Delta x)^2} &= -\frac{q_v(m,n)}{\kappa} \\ (t_{m+1,n} + t_{m-1,n} + t_{m,n+1} + t_{m,n-1}) - 4t_{m,n} &+ \frac{(\Delta x)^2 q_v(m,n)}{\kappa} = 0 \end{aligned}$$

或

$$t_{m,n} = \frac{(t_{m+1,n} + t_{m-1,n} + t_{m,n+1} + t_{m,n-1})}{4} + \frac{(\Delta x)^2 q_v(m,n)}{4\kappa} \quad (3-139)$$

令

$$\Delta t_s(m,n) = \frac{(\Delta x)^2 q_v(m,n)}{2\kappa} \quad (3-140)$$

则

$$\frac{1}{2} \Delta t_s(m,n) = \frac{(\Delta x)^2 q_v(m,n)}{4\kappa}$$

因而

$$t_{m,n} = \frac{(t_{m+1,n} + t_{m-1,n} + t_{m,n+1} + t_{m,n-1})}{4} + \frac{1}{2} \Delta t_s(m,n) \quad (3-141)$$

若 q_v 为常数, 则

$$t_{m,n} = \frac{(t_{m+1,n} + t_{m-1,n} + t_{m,n+1} + t_{m,n-1})}{4} + \frac{1}{2} \Delta t_s \quad (3-142)$$

由式(3-134)及式(3-141)可以看出, 一个节点的温度等于该节点周围的所有节点的温度

的平均值加上一个由内热源引起的附加量。这个附加量在一维的情况下等于 $\Delta t_s(n)$ ，而在二维的情况下等于 $\frac{1}{2}\Delta t_s(m,n)$ ；可以证明，在三维的情况下等于 $\frac{1}{3}\Delta t_s(l,m,n)$ 。显而易见，在无内热源的情况下，节点的温度就等于该节点周围的所有节点温度的平均值。

此外，由上述还可看到，物性为常数的导热微分方程，若用有限差分形式表示，则变成一个线性代数方程。有限差分法就是对所有温度未知的节点列出类似的方程，然后利用已知的边界条件，求得方程组的解。

上面的方程是在直角坐标系的情况下导出的，对非直角坐标系，例如柱坐标系和球坐标系的情况，同样可以利用上面所介绍的原理来进行求解，具体的可参看有关资料^[14]。

2. 求解示例

求解上面得到的线性方程组的方法有好几种。最简单的方法是代数消元法，但它只适用于未知数很少的情况。张弛法和矩阵法适用于未知数为中等数量的情况，迭代法则适用于未知数很多的情况。迭代法与矩阵法均适用于用计算机的运算，而张弛法则在未知数为中等数量的情况下可用手工运算。

下面我们仅以一根十字形元件为例来对如何运用矩阵法、张弛法求解温度分布作一简单介绍。

(1) 矩阵法。已知一根无限长的十字形元件，其横断面如图 3-31 所示，其体积释热率 $q_v = \text{常数} = 103.5 \text{ W/cm}^3$ ，热导率 $\kappa = 0.34 \text{ W/(cm} \cdot ^\circ\text{C)}$ ，整个表面都保持在 $t_w = 316^\circ\text{C}$ 。因为假设元件为无限长，可不考虑轴向导热，因此这是一个二维导热问题。如前所述，要使求得的温度分布更精确，就必须把网格划分得更细一些。这里仅仅是说明求解方法，所以网格划分得粗一些，取 $\Delta x = \Delta y = 0.5 \text{ cm}$ 。因为对称的缘故，仅需计算节点 1 至 6 的温度。由式(3-140)求出温度的附加量

$$\Delta t_s = \frac{(\Delta x)^2 q_v}{2\kappa} = \frac{0.5^2 \times 103.5}{2 \times 0.34} = 38^\circ\text{C}$$

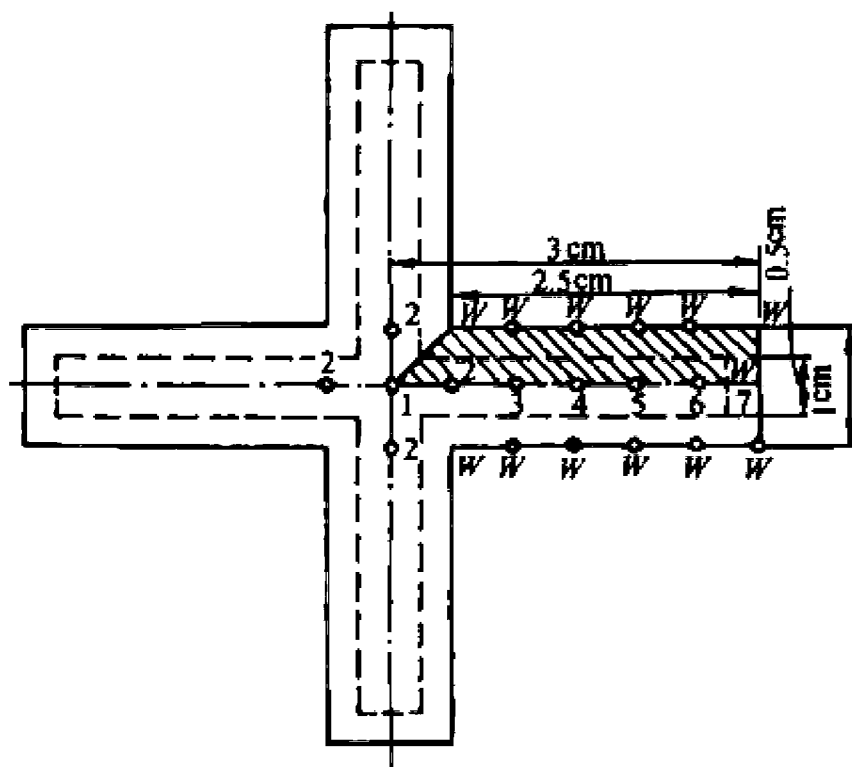


图 3-31 二维(无限长)十字形元件的横截面

利用式(3-142)求出各节点温度的表达式:

$$\begin{aligned}
 t_1 &= \frac{t_2 + t_2 + t_2 + t_2}{4} + \frac{1}{2} \Delta t_s = t_2 + 19 \\
 t_2 &= \frac{t_1 + t_w + t_3 + t_w}{4} + \frac{1}{2} \Delta t_s = \frac{t_1 + 316 + t_3 + 316}{4} + 19 = \frac{t_1}{4} + \frac{t_3}{4} + 177 \\
 t_3 &= \frac{t_2 + t_w + t_4 + t_w}{4} + \frac{1}{2} \Delta t_s = \frac{t_2}{4} + \frac{t_4}{4} + 177
 \end{aligned}$$

其余节点依此类推。现将上列方程组写成如下形式:

$$\begin{aligned}
 t_1 - t_2 &= 19 \\
 \frac{t_1}{4} - t_2 + \frac{t_3}{4} &= -177 \\
 \frac{t_2}{4} - t_3 + \frac{t_4}{4} &= -177 \\
 \frac{t_3}{4} - t_4 + \frac{t_5}{4} &= -177 \\
 \frac{t_4}{4} - t_5 + \frac{t_6}{4} &= -177 \\
 \frac{t_5}{4} - t_6 &= -256
 \end{aligned}$$

以上就是由节点1至6的温度表达式组成的方程组,现用矩阵法来求解。

各个方程的次序必须使第一行的首列系数不是零,然后把所有的系数和常数组成一个“增广矩阵”如下:

$$\begin{bmatrix}
 1 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 19 \\
 \frac{1}{4} & -1 & \frac{1}{4} & 0 & 0 & 0 & -177 \\
 0 & \frac{1}{4} & -1 & \frac{1}{4} & 0 & 0 & -177 \\
 0 & 0 & \frac{1}{4} & -1 & \frac{1}{4} & 0 & -177 \\
 0 & 0 & 0 & \frac{1}{4} & -1 & \frac{1}{4} & -177 \\
 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{4} & -1 & -256
 \end{bmatrix} \quad (1)$$

温度值是用运算求得的。使每一行的首列系数等于1,如果原来不等于1,则这一行的首列系数除以它本身的值,从而使首项系数等于1,于是矩阵(1)就改写成

$$\begin{bmatrix}
 1 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 19 \\
 1 & -4 & 1 & 0 & 0 & 0 & -708 \\
 0 & 1 & -4 & 1 & 0 & 0 & -708 \\
 0 & 0 & 1 & -4 & 1 & 0 & -708 \\
 0 & 0 & 0 & 1 & -4 & 1 & -708 \\
 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & -4 & -1024
 \end{bmatrix} \quad (2)$$

因为所有的行(方程)是相互关联的,所以它们可以任意相加或相减。例如,将矩阵(2)的第二

行乘以 (-1) 加上矩阵(2)的第一行,以使其首列系数消掉,而在其第二列中出现一个新的首列系数 $(+3)$ 。矩阵(2)的第三行乘 (-3) 加上新的第二行[矩阵(3)的第二行]得到矩阵(3)的第三行,它具有首项系数 $(+11)$ 位于第三列中。其余的依此类推,则可得新的矩阵(3)为

$$\begin{bmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 19 \\ 0 & 3 & -1 & 0 & 0 & 0 & 727 \\ 0 & 0 & 11 & -3 & 0 & 0 & 2851 \\ 0 & 0 & 0 & 41 & -11 & 0 & 10639 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 153 & -41 & 39667 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 571 & 196339 \end{bmatrix} \quad (3)$$

现在将每行都除以它们的首项系数值,得到

$$\begin{bmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 19 \\ 0 & 1 & -\frac{1}{3} & 0 & 0 & 0 & 243.33 \\ 0 & 0 & 1 & -\frac{3}{11} & 0 & 0 & 259.18 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & -\frac{11}{41} & 0 & 259.48 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & -\frac{41}{153} & 259.26 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 343.85 \end{bmatrix} \quad (4)$$

应注意到在上述矩阵中,节点6的温度值 t_6 已经求出为 343.85°C 。现在从最后两行进行计算,把矩阵(4)的第五行加上矩阵(4)的第六行乘上矩阵(4)的第五行的最后一项系数值 $(41/153)$,这就使第五行的最后一项系数消去了,这次运算得到矩阵(5)的第五行。可见它的首项系数为1(也是唯一的一项系数),从而给出了节点5的温度值 t_5 。对第四行重复进行上述运算,这样除了对角线上为1的各项系数外,其余的各项系数都消去了。得出的结果是:

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 379.88 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 360.88 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 355.65 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 353.75 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 351.40 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 343.85 \end{bmatrix} \quad (5)$$

矩阵(5)的最后一列按次序给出了节点1至节点6的温度值。

(2) 张弛法。张弛法实际上是一个逐步逼近的方法,特点是灵活、快速,并适用于手算。

这里第一步是先估算各节点的未知温度。在具有均匀内热源的二维情况下,所有的节点应该满足下式(如果所估计的温度正确的话)

$$t_{m,n} = \frac{(t_{m+1,n} + t_{m-1,n} + t_{m,n+1} + t_{m,n-1})}{4} + \frac{1}{2} \Delta t_g$$

显然,一般对温度的估算都不可能那么正确,必定会有误差。张弛法的特点就是先计算第一次假定中的误差,然后逐步减小这些误差,直至误差趋近于零为止。计算是这样进行的,首先求出节点 m,n 处的第一步的残数,其表达式可根据(3-142)写出:

$$R_{m,n}^1 = (t_{m+1,n}^1 + t_{m-1,n}^1 + t_{m,n+1}^1 + t_{m,n-1}^1) + 2\Delta t_g - 4t_{m,n}^1$$

(3-143)

第一个消去的(即张弛掉的)只是第一步运算中得到的数值最大的那个残数,这可以缩短整个运算过程。做到这点的办法是把该残数的 1/4 加到 $t_{m,n}$ 上去。现仍以图 3-31 所示的十字形元件为例对张弛法作具体的说明;假定仍采用跟矩阵法一样的已知数值,并假设各节点的初始温度为

$$t_1^1 = 525^{\circ}\text{C} \quad t_2^1 = 455^{\circ}\text{C} \quad t_3^1 = 400^{\circ}\text{C},$$
$$t_4^1 = 370^{\circ}\text{C} \quad t_5^1 = 340^{\circ}\text{C} \quad t_6^1 = 326^{\circ}\text{C}.$$

则第一步运算得到的残数是:

$$R_1^1 = (t_2^1 + t_2^1 + t_2^1 + t_2^1) + 2\Delta t_g - 4t_1^1$$
$$= (455 + 455 + 455 + 455) + 76 - 4 \times 525 = -204$$
$$R_2^1 = (t_1^1 + t_w^1 + t_3^1 + t_w^1) + 2\Delta t_g - 4t_2^1$$
$$= (525 + 316 + 400 + 316) + 76 - 4 \times 455 = -187$$
$$R_3^1 = (t_2^1 + t_w^1 + t_4^1 + t_w^1) + 2\Delta t_g - 4t_3^1$$
$$= (455 + 316 + 370 + 316) + 76 - 4 \times 400 = -67$$
$$R_4^1 = (t_3^1 + t_w^1 + t_5^1 + t_w^1) + 2\Delta t_g - 4t_4^1$$
$$= (400 + 316 + 340 + 316) + 76 - 4 \times 370 = -32$$
$$R_5^1 = (t_4^1 + t_w^1 + t_6^1 + t_w^1) + 2\Delta t_g - 4t_5^1$$
$$= (370 + 316 + 326 + 316) + 76 - 4 \times 340 = 44$$
$$R_6^1 = (t_5^1 + t_w^1 + t_w^1 + t_w^1) + 2\Delta t_g - 4t_6^1$$
$$= (340 + 316 + 316 + 316) + 76 - 4 \times 326 = 60$$

由上可见,第一步运算中所得的残数中以 R_1^1 的绝对值为最大。 $R_1^1/4 = -204/4 = -51$, 把它加到 t_1^1 上去,则得到第二步中的 t_1 值(记作 t_1^2),即 $t_1^2 = t_1^1 + (R_1^1/4) = 525 - 51 = 474$,并使其余的温度保持不变。现计算第二步运算中的残数:

$$R_1^2 = (t_2^1 + t_2^1 + t_2^1 + t_2^1) + 2\Delta t_g - 4t_1^2$$
$$= (455 + 455 + 455 + 455) + 76 - 4 \times 474 = 0$$
$$R_2^2 = (t_1^2 + t_w^1 + t_3^1 + t_w^1) + 2\Delta t_g - 4t_2^2$$
$$= (474 + 316 + 400 + 316) + 76 - 4 \times 455 = -238$$

由上述可见,改 R_1^2 的值为零,而 R_2^2 改变成-238,而其他的残数保持不变。

第三步是把第二步中的最大的残数(现在是 R_2^2)调整为零,并重复进行上述其他步骤。依此类推,直至所有的残数都趋近于零时,运算便告结束。现将计算结果列在表 3-9。

表 3-9 十字形元件的张弛解

	1		2		3		4		5		6	
	t_1	R_1	t_2	R_2	t_3	R_3	t_4	R_4	t_5	R_5	t_6	R_6
1	525	-204	455	-187	400	-67	370	-32	340	+44	326	+60
2	474	0		-238								
3		-238	395.5	0		-126.5						
4	414.5	0		-59.5								

(续表)

	1		2		3		4		5		6	
	t_1	R_1	t_2	R_2	t_3	R_3	t_4	R_4	t_5	R_5	t_6	R_6
5				-91.13	368.37	0		-63.63				
6		-91.2	372.72	0		-22.76						
7	391.72	0		-22.79								
8						-38.67	354.09	0		+28.09		
9										+43.09	341	0
10								+10.78	350.77	0		+10.77
11				-32.46	358.70	0		+1.11				
12		-32.48	364.6	0		-8.11						
13	383.60	0		-8.1								
14										+2.7	343.69	0
15				-10.13	356.67	0		-0.92				
16		-10.12	362.07	0		-2.52						
17		0		-2.5								
18								-0.24	351.45	0		+0.69
19				-3.17	356.04	0		-0.87				
20		-3.16	361.28	0		-0.79						
21	380.28	0		-0.80								
22						-1.01	353.87	0		-0.24		
23				-1.05	355.79	0		-0.24				
24		-1.04	361.02	0		-0.27						
25	380.02	0		-0.27								
26										-0.07	343.96	0
27				-0.34	355.72	0		-0.31				
28		-0.36	360.93	0		-0.08						
29	379.93	0		-0.07								
30						-0.16	353.79	0		-0.16		
31				-0.11	355.68	0		-0.03				
32								-0.07	351.41	0		-0.03
33		-0.12	360.90	0		-0.03						
34	379.90	0		-0.02								

(续表)

	1		2		3		4		5		6	
	t_1	R_1	t_2	R_2	t_3	R_3	t_4	R_4	t_5	R_5	t_6	R_6
35						-0.05	353.77	0		-0.01		
36				-0.03	355.67	0		0				
37		-0.04	360.89	0		-0.02						
38	379.89	0		0								
39										-0.02	343.85	0
40	379.89	0	360.89	0	355.67	0	353.77	0	351.41	-0.02	343.85	0

还必须指出的是,在用张弛法求解时,如果在计算过程中有几步发生差错,这只会延长运算过程,而不会导致结果的错误,因为在此后的几步计算中,前面几步的差错可以得到纠正。

3.9 固体慢化剂和结构部件的冷却

3.9.1 固体慢化剂

最常见的固体慢化剂是石墨。例如,石墨气冷堆、石墨水冷堆、石墨钠冷堆等,均采用石墨作慢化剂,其栅格排列多呈三角形或正方形。对于这种类型的大型反应堆,石墨块的数量甚至可多达 100000 块。进行传热计算时,通常采用类似于燃料元件传热计算的方法,即选取一个有代表性的“单元”进行计算(见图 3-32)。

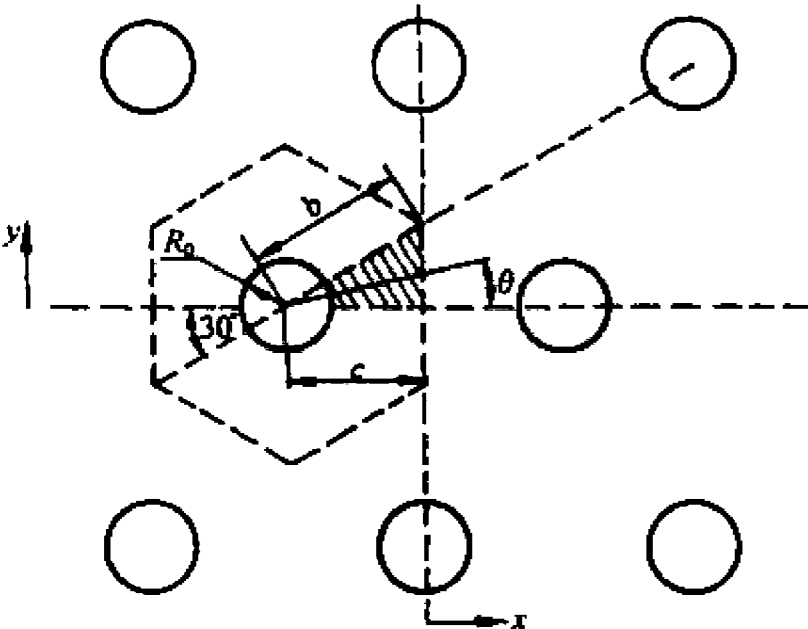


图 3-32 石墨慢化反应堆中的冷却剂通道

在石墨中所产生的热量是由冷却剂通道中的冷却剂带走的。由于冷却的方式以及功率密度大小的不同,石墨中的温度梯度也不相同。气冷堆的功率密度低,其单元中的石墨温度分布比较均匀;而水冷堆的功率密度高,因而其温度梯度比气冷堆的要大。

显然,固体慢化剂中的温度梯度大,相应的热应力也大,如果堆芯设计得不够合理,热应力

甚至可能超过允许值。因而在堆芯设计中必须考虑固体慢化剂的温度场。

下面以冷却剂通道呈三角形排列(图 3-32)的情况为例来估算固体慢化剂中的温度分布。这类导热问题属于二维导热问题,要求出严格的解析解是困难的,一般采用近似解法,来求得近似的温度分布。从图 3-32 可以看到,冷却剂通道的中心正好位于三角形的顶点,具有 30° 角的对称性,通过对称面的热流应为零,故只需考虑图中阴影所部分表示的以绝热面 $\theta=0^\circ\sim 30^\circ$ 和 $x=c$ 所包围的一块三角形面积。冷却剂通道的半径 R_0 比 c 的长度小得多(即 $R_0 \ll c$),且认为 $r=R_0$ 处,慢化剂的壁面温度以及体积释热率 $q_{v,m}$ 、热导率 κ_m 均为常数。下面推导用圆柱坐标表示的导热微分方程的近似解。解法是:首先满足在 $r=R_0$ 处的等温条件和 $\theta=0^\circ, \theta=30^\circ$ 处的绝热条件,然后令 $0^\circ\sim 30^\circ$ 范围内沿 $x=c$ 线上的 $\left(\frac{\partial t}{\partial x}\right)_c=0$,以满足 $x=c$ 处的绝热条件。

忽略轴向的导热,上面所述的温度场应该满足泊松偏微分方程

$$\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 t}{\partial \theta^2} + \frac{q_{v,m}}{\kappa_m} = 0 \quad (3-144)$$

令 $t' = t + \frac{q_{v,m} r^2}{4\kappa_m}$ 并代入上式,则上式简化成圆柱坐标的拉普拉斯方程

$$\frac{\partial^2 t'}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial t'}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 t'}{\partial \theta^2} = 0 \quad (3-145)$$

用分离变量法,上式可分解成两个常微分方程:

$$r^2 \frac{d^2 R}{dr^2} + r \frac{dR}{dr} - n^2 R = 0 \quad (3-146)$$

$$\frac{d^2 \phi}{d\theta^2} + n^2 \phi = 0$$

式中: n 是分离常数; $R=R(r)$; $\phi=\phi(\theta)$ 。对于 $n=0$ 及 $n \neq 0$ 两种情况,其解分别为:

$$n \neq 0, \quad R = C_1 r^n + C_2 r^{-n} \quad \phi = C_3 \cos n\theta + C_4 \sin n\theta$$

$$n = 0, \quad R = C_3 + C_4 \ln r \quad \phi = C_5 \theta + C_6$$

因此,以 n 次圆形谐波表示时,上述拉普拉斯方程通解的一种形式是

$$t' = (A_0 + B_0 \ln r) + \sum_{n=1}^{\infty} (A_n r^n + B_n r^{-n}) (C_n \cos n\theta + D_n \sin n\theta) \quad (3-147)$$

利用下列条件修改上式,① 角度每隔 60° (即 $\pi/3$) 必须重复,于是本征值必须是 $0, 6, 12, \dots$; ② 因为 t 必须是 θ 的偶函数,只应用余弦项,则有

$$t = (A_0 + B_0 \ln r) - \left(\frac{q_{v,m}}{4\kappa_m}\right) r^2 + \sum_{n=1}^{\infty} (A_{6n} r^{6n} + B_{6n} r^{-6n}) \cos 6n\theta \quad (3-148)$$

用下述条件决定 B_0 , 即在 $\theta=0^\circ\sim 30^\circ$ 所夹的体积 $\left[\left(\frac{3\sqrt{3}b^2}{2} - \pi R_0^2\right)\right]/12$ 内释出的热量必须由 $\theta=0^\circ$ 至 $\theta=30^\circ$ 之间的冷却剂通道内的冷却剂带走,则得到

$$\frac{q_{v,m}}{12} \left(\frac{3\sqrt{3}b^2}{2} - \pi R_0^2\right) = \int_0^{\pi/6} \kappa_m (R_0 d\theta) \left(\frac{dt}{dr}\right)_{r=R_0} = \frac{\pi}{6} \left(B_0 \kappa_m - \frac{q_{v,m} R_0^2}{2}\right)$$

于是得到

$$B_0 = \frac{3\sqrt{3}q_{v,m}b^2}{4\pi\kappa_m} \quad (3-149)$$

注意到 $r=R_0$ 处的等温条件, $t=t_{R_0}$, 倘若使

$$A_0 = t_{R_0} + \frac{q_{v,m} R_0^2}{4\kappa_m} - B_0 \ln R_0$$

则可得

$$A_{6n} = -B_{6n} R_0^{-12n}$$

最后给出

$$t = t_{R_0} + \frac{3\sqrt{3}q_{v,m}b^2}{4\pi\kappa_m} \ln \frac{r}{R_0} - \frac{q_{v,m}}{4\kappa_m} (r^2 - R_0^2) + \sum_{n=1}^{\infty} A_{6n} \left(\frac{r^{12n} - R_0^{12n}}{r^{6n}} \right) \cos 6n\theta \quad (3-150)$$

为了引进 $x=c$ 的绝热条件, 必须把 $\frac{\partial t}{\partial x}$ 的值用圆柱坐标表示, 然后令 $x=c$ 上的 $\theta=\theta_1$ 和 $\theta=\theta_2$ 两处的 $\frac{\partial t}{\partial x}=0$, 并采用上式级数解的两项以求出系数。根据直角坐标和柱坐标的转换关系式 $x=r\cos\theta$, $y=r\sin\theta$ 以及 $t=t(x,y)$, 可以导出(对于 $R_0 \ll c$):

$$\begin{aligned} \frac{\partial t}{\partial x} &= \cos\theta \frac{\partial t}{\partial r} - \frac{\sin\theta}{r} \cdot \frac{\partial t}{\partial \theta} \\ &= 6 \sum_{n=1}^{\infty} n A_{6n} \left(\frac{\sqrt{3}b}{2\cos\theta} \right)^{6n-1} \cos(6n-1)\theta + \frac{q_{v,m}b}{2\kappa_m} \left(\frac{3}{\pi} \cos^2\theta - \frac{\sqrt{3}}{2} \right) \end{aligned} \quad (3-151)$$

若令 $\theta=\theta_1$ 和 $\theta=\theta_2$ 处 $\frac{\partial t}{\partial x}=0$, 则可决定 A_6 和 A_{12} 。因为还不知道 θ_1, θ_2 究竟选何值为最好, 所以任选 $\theta_1=12^\circ, \theta_2=30^\circ$, 于是可以导出:

$$6A_6 \left(\frac{\sqrt{3}b}{2\cos 12^\circ} \right)^5 \cos 60^\circ + 12A_{12} \left(\frac{\sqrt{3}b}{2\cos 12^\circ} \right)^{11} \cos 132^\circ + \frac{q_{v,m}b}{2\kappa_m} \left(\frac{3}{\pi} \cos^2 12^\circ - \frac{\sqrt{3}}{2} \right) = 0$$

和

$$6A_6 \left(\frac{\sqrt{3}b}{2\cos 30^\circ} \right)^5 \cos 150^\circ + 12A_{12} \left(\frac{\sqrt{3}b}{2\cos 30^\circ} \right)^{11} \cos 330^\circ + \frac{q_{v,m}b}{2\kappa_m} \left(\frac{3}{\pi} \cos^2 30^\circ - \frac{\sqrt{3}}{2} \right) = 0$$

则从上两式可以求出

$$A_6 = -0.2968 \left(\frac{q_{v,m}}{2\kappa_m b^4} \right)$$

和

$$A_{12} = -0.00042 \left(\frac{q_{v,m}}{2\kappa_m b^{10}} \right)$$

显然, 如果我们选取的 θ 值(沿 $x=c$)很多, 则总能使 $x=c$ 的绝热条件得到充分满足。但随着 θ 数的增加, 方程的解将变得更为复杂。如果只选取级数的有限项, 则近似解为

$$\frac{t - t_{R_0}}{\frac{b^2}{q_{v,m} \kappa_m}} = \frac{1}{4} \left[\frac{3\sqrt{3}}{\pi} \ln \frac{r}{R_0} - \left(\frac{r}{b} \right)^2 + \left(\frac{R_0}{b} \right)^2 \right] - 0.0148 \left(\frac{r}{b} \right)^6 \cos 6\theta - 0.00021 \left(\frac{r}{b} \right)^{12} \cos 12\theta \quad (3-152)$$

式中 t_{R_0} 为 $r=R_0$ 处石墨慢化剂的温度。图 3-33 画出了式(3-152)的温度分布。

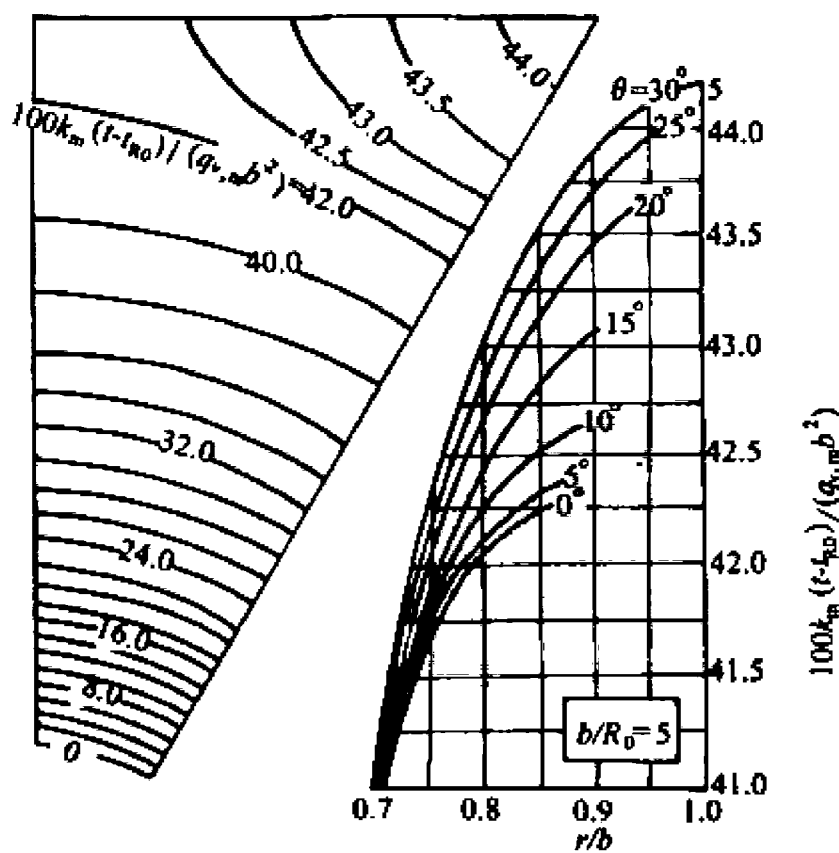


图 3-33 石墨慢化剂内的温度分布图

3.9.2 热屏蔽

堆芯是一个强的辐射源,它所释放的 γ 射线、中子流等,绝大部分为反射层、热屏蔽、压力壳(如果有的话)和生物屏蔽中的元素所吸收或减弱,最终转变成热量,只有极少量的辐射线穿出堆外。因而,在这些反应堆部件中也存在着冷却问题。下面仅对热屏蔽的温度计算作一概括介绍。

热屏蔽位于堆芯和压力壳之间,如图 3-34 所示,其功用在于吸收来自堆芯的强辐射(γ 射线和中子流),使压力壳和生物屏蔽所受到的辐射不超过允许值。它往往用高熔点和高热导率的重金属(如硼钢等)制成。一般来说,投射到压力壳内壁上的辐射能总通量不应超过 $10^{15} \text{ MeV}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 。为了达到这一要求,往往在堆芯与压力壳内壁间设置一层或几层钢制的圆筒形构件作为热屏蔽以减弱 γ 射线和中子的照射。为了使热屏蔽内的热应力不超过允许值,受最大辐照通量照射的最内层热屏蔽厚度不得超过 25mm,其后各层的厚度可以递增。依靠冷却剂流过它们的表面进行冷却。

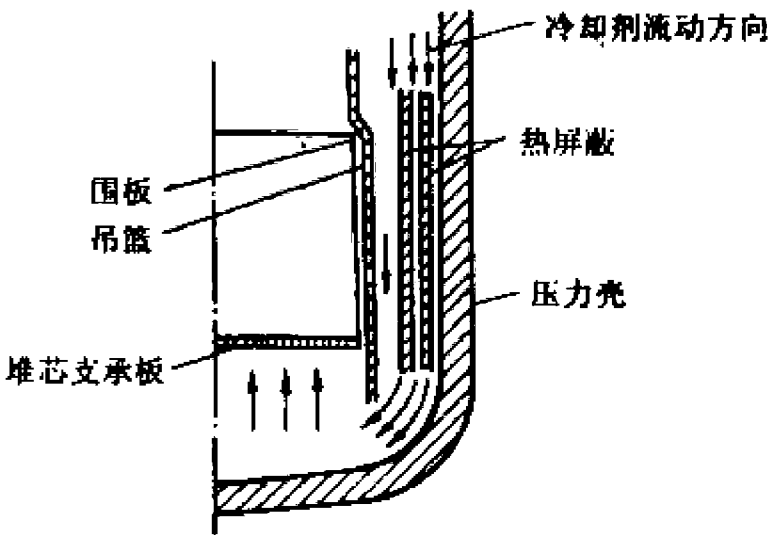


图 3-34 压力壳式水堆的热屏蔽结构示意图

早期的压水堆,用以支撑堆芯与导流用的钢制堆芯挡板(或圆筒)与吊篮厚度都不大(25mm 以下),故另设有一独立的圆筒形热屏蔽(厚约 75mm)安装在吊篮与压力壳内壁之间。但在后期的大型压水堆设计中,堆芯挡板与吊篮都加厚了(例如,分别达 19mm 及 63mm),它们可以兼起到热屏蔽的作用。

热屏蔽中的热源按指数衰减规律分布(至少可作为一种近似),所以 γ 射线能量的90%是在热屏蔽厚度(靠近堆芯的一侧)的10%内被吸收的,因而热屏蔽中的最高温度的位置将出现在靠近堆芯的一侧。热源的大小随堆型及热屏蔽结构而异,一般可用下式表示:

$$q_{v,s}(x) = q_{v,s}(0)\beta e^{-\mu x} \quad (3-153)$$

式中: $q_{v,s}(x)$ 是位置 x 处热屏蔽释热率; $q_{v,s}(0)$ 是 $x=0$ 处(靠近堆芯的一侧)的体积释热率; β 是积累因子(可在屏蔽设计手册上查得,因为热屏蔽厚度比较薄,在估算时可取 $\beta=1$); μ 称为吸收系数(cm^{-1}),是一常数,它取决于材料的性质和辐射粒子的能量。在辐射粒子为中子时, μ 等于中子与所用材料发生具体反应(吸收或散射)时的宏观截面积 Σ ;对于 γ 粒子, μ 是所用材料的性质和 γ 能谱的复合函数。

若热屏蔽为圆筒形,则因圆筒的半径比圆筒的厚度大得多,故通过热屏蔽的导热可以近似作为平板处理(见图3-35)。利用式(3-8)可以写出:

$$\frac{d^2 t}{dx^2} = -\frac{1}{\kappa_s} q_{v,s}(x) \quad (3-154)$$

式中 κ_s 是热屏蔽的热导率。联立式(3-153)与式(3-154),并取 $\beta=1$,得到

$$-\kappa_s \frac{d^2 t}{dx^2} = q_{v,s}(0)e^{-\mu x}$$

如果 κ_s 是常数,则其解为

$$t = -\frac{q_{v,s}(0)}{\kappa_s \mu^2} e^{-\mu x} + C_1 x + C_2$$

利用边界条件:

$$\text{当 } x=0, \quad t=t_1;$$

$$\text{当 } x=L, \quad t=t_2.$$

从而可求得 C_1 及 C_2 ,并得到最后的解为

$$t(x) - t_1 = (t_2 - t_1) \frac{x}{L} + \frac{q_{v,s}(0)}{\kappa_s \mu^2} \left[(e^{-\mu L} - 1) \frac{x}{L} - e^{-\mu x} + 1 \right] \quad (3-155)$$

将式(3-155)对 x 求导数,并令 $\frac{dt}{dx}=0$,则可得最高温度所在的位置 x_{\max} ,

$$x_{\max} = -\frac{1}{\mu} \ln \left[(t_1 - t_2) \frac{\kappa_s \mu}{q_{v,s}(0)L} + \frac{1 - e^{-\mu L}}{\mu L} \right] \quad (3-156)$$

将式 $x=x_{\max}$ 代入式(3-155)则可算出最高温度 t_{\max} 的值。

【例题3-2】某压力壳型水堆,为了使压力壳不致受到强射线的辐照,在压力壳的内壁与堆芯之间放置了几层钢制的热屏蔽,其中有一层热屏蔽厚度是5cm,这层热屏蔽内外两个表面的温度均保持在260℃。若热屏蔽受到 10^{14} 光子/($\text{cm}^2 \cdot \text{s}$)的 γ 射线的辐照(γ 光子能量为3MeV),试求热屏蔽中的最高温度及其所在的位置[设钢的吸收系数 μ 为 0.27cm^{-1} ,钢的热导率 κ_s 为 $40[\text{W}/(\text{m} \cdot ^\circ\text{C})]$ 。

解:因为 $t_1=t_2$,式(3-156)可简化成

$$x_{\max} = -\frac{1}{\mu} \ln \left(\frac{1 - e^{-\mu L}}{\mu L} \right)$$

令 $\mu=0.27\text{cm}^{-1}=27\text{m}^{-1}$, $L=0.05\text{m}$

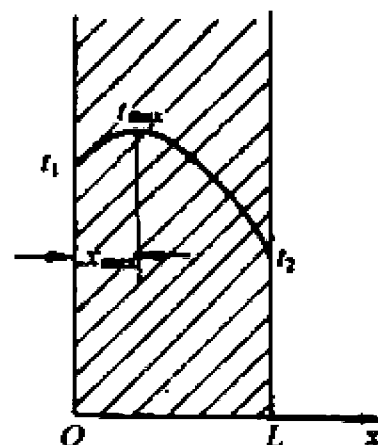


图3-35 热屏蔽温度分布示意图

则

$$x_{\max} = -\frac{1}{27} \ln \left[\frac{1 - e^{27 \times 0.05}}{27 \times 0.05} \right] = 0.022 \text{ m}$$

又因为

$$q_{v,s}(0) = 0.27 \times 3 \times 10^{14} = 0.81 \times 10^{14} \text{ MeV}/(\text{cm}^3 \cdot \text{s}) = 13 \text{ MW}/\text{m}^3$$

于是由式(3-155)得

$$t_{\max} - t_1 = (t_2 - t_1) \frac{x_{\max}}{L} + \frac{q_{v,s}(0)}{\kappa_s \mu^2} \left[(e^{-\mu x_{\max}} - 1) \cdot \frac{x_{\max}}{L} - e^{-\mu x_{\max}} + 1 \right]$$

因为 $t_1 = t_2$, 所以上式可简化为:

$$t_{\max} = \frac{q_{v,s}(0)}{\kappa_s \mu^2} \left[(e^{-\mu x_{\max}} - 1) \cdot \frac{x_{\max}}{L} - e^{-\mu x_{\max}} + 1 \right] + t_1$$

令 $t_1 = 260^\circ\text{C}$, $x_{\max} = 0.022 \text{ m}$, $\kappa_s = 40 \text{ W}/(\text{m} \cdot ^\circ\text{C})$, 则

$$\begin{aligned} t_{\max} &= \frac{13 \times 10^6}{40 \times (27)^2} \left[(e^{-27 \times 0.05} - 1) \cdot \frac{0.022}{0.05} - e^{-27 \times 0.022} + 1 \right] + 260 \\ &= 56 + 260 = 316^\circ\text{C} \end{aligned}$$

思 考 题

- 3-1 热量从堆内输出需经过哪几个过程,它们的具体表达式是怎样的?
- 3-2 如何判别 ONB? 它对堆的传热计算有何意义?
- 3-3 何谓沸腾临界,它们的机理是怎样的? 压水堆在正常工况下,首先应该防止的是快速烧毁还是慢速烧毁,为什么? 而在事故工况下又是怎样?
- 3-4 过渡沸腾、膜态沸腾传热对堆的安全有何意义?
- 3-5 秦山核电站与大亚湾核电站采用何种型式的燃料元件,为什么?
- 3-6 试简述选择燃料元件型式的标准是什么? 核潜艇通常选取什么型式的燃料元件?
- 3-7 试比较压水堆冷却剂不同的注水方式的优缺点,目前常用的是哪一种方式,理由何在?
- 3-8 通常引起压水堆第一道安全屏障——包壳破坏的原因是什么? 如何防止该屏障的失效?
- 3-9 何谓可裂变核素? 何谓可转换核素? 何谓易裂变核素? 天然存在的易裂变核素是什么? 它占天然铀中的份额是多少?
- 3-10 对固体核燃料来说,除了能产生核裂变,还必须满足哪些要求?
- 3-11 试比较金属铀与二氧化铀的异同点,它们的特点各是什么,用途何在?
- 3-12 钠冷快堆通常选取什么材料作为核燃料,其燃料元件的特点是怎样的?
- 3-13 如何选取包壳材料?
- 3-14 辐照对二氧化铀燃料的影响怎样?
- 3-15 简述积分热导率的概念,对棒状芯块,其具体表达式是怎样的,是如何导出的?
- 3-16 何谓间隙导热,可用哪些模型进行计算,它们的优缺点各是什么,适用于什么条件?
- 3-17 简述数值计算的原理以及如何用有限差分法求解堆内的传热问题。
- 3-18 如何求出固体慢化剂的温度分布? 如果慢化剂(石墨块)的排列呈正方形,如何用简单的方法求出其最大温度值?

3-19 简述热屏蔽热源的由来及其计算。

习 题

- 3-1 某压力管型反应堆,慢化剂为 D_2O ,冷却剂为 H_2O ,共含有 325 根锆合金压力管,每根包含 37 根燃料棒(图 3-36),燃料棒呈三角形栅格排列,栅距 $P=12.7\text{mm}$,压力管的厚度 $\delta_i=12.7\text{mm}$,压力管的内壁与外围燃料棒之间的间隙 $\delta_c=3.81\text{mm}$ 。压力管呈垂直布置,燃料棒的富集度为 3.8%(按质量计)均匀装载。在慢化剂中的总的中子通量分布为:在轴向可近似地用一个修正的余弦来表示,且有 $F_z^N=1.35$;而在径向则近似地用 J_0 分布来表示,且有 $F_R^N=1.65$ 。燃料棒长 2.483m,包壳的材料为锆合金, UO_2 芯块的密度为 93% 理论密度,芯块直径为 9.4mm,包壳厚度为 0.38mm。若在慢化剂中的最大中子通量为 3×10^{13} 中子/($\text{cm}^2 \cdot \text{s}$),求在寿期初堆的总功率为多少(设慢化剂的平均温度为 121°C ,冷却剂的平均温度为 260°C ,燃料的平均温度为 704.4°C)?

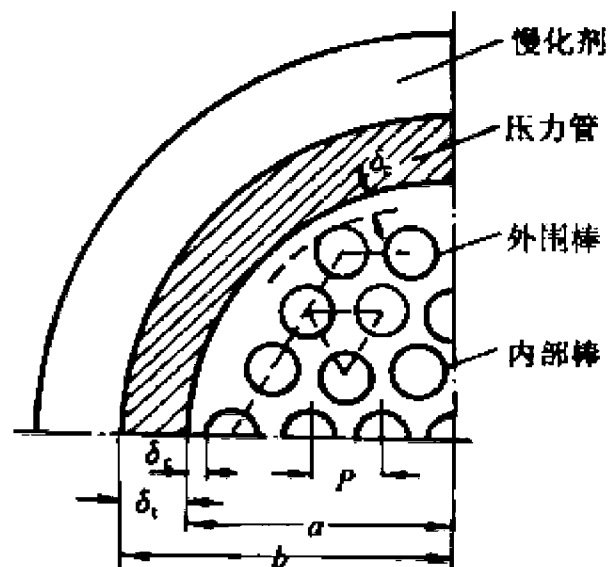


图 3-36

- 3-2 有一板状燃料元件,芯块用铀(22%重量)-铝合金制成,厚度为 1mm,铀的富集度为 90%,包壳用 0.5mm 厚的铝制成。元件两边用 40°C 的水冷却,换热系数 $h=40000\text{W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$,试求元件在稳态下的径向温度分布(间隙热阻可以忽略)。[铝的热导率 $\kappa_{Al}=221.5\text{W}/(\text{m} \cdot ^\circ\text{C})$,铀铝合金的热导率 $\kappa_{U,Al}=167.9\text{W}/(\text{m} \cdot ^\circ\text{C})$, $\sigma_f=520 \times 10^{-24}\text{cm}^2$]。
- 3-3 某压力壳型水堆(圆柱形堆芯)中的某根燃料元件,其芯块直径 $d_u=8.8\text{mm}$,燃料元件外径 $d_{ex}=10\text{mm}$,包壳厚度为 0.5mm,最大线功率 $q_l(0)=4.2 \times 10^4\text{W}/\text{m}$,冷却剂进口温度 $t_{i,m}=245^\circ\text{C}$,冷却剂出口温度 $t_{i,ex}=267^\circ\text{C}$,堆芯高度 $L_R \approx L_{Rz}=2600\text{mm}$,冷却元件的冷却剂流量 $W_1=1200\text{kg}/\text{h}$,冷却剂与元件间的换热系数 $\bar{h}=2.7 \times 10^4\text{W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ 。在芯块与包壳之间充有某种气体。试求燃料元件轴向 $z=650\text{mm}$ 处(轴向坐标 z 的原点取在元件的半高度处)的燃料中心温度。设包壳热导率 $\kappa_c=20\text{W}/(\text{m} \cdot ^\circ\text{C})$,气体的热导率为 $0.23\text{W}/(\text{m} \cdot ^\circ\text{C})$,芯块热导率 $\kappa_u=2.1\text{W}/(\text{m} \cdot ^\circ\text{C})$,水的 $c_p=4.81\text{kJ}/(\text{kg} \cdot ^\circ\text{C})$ 。
- 3-4 某反应堆采用板状元件,包壳材料为 1Cr18Ni9Ti,包壳厚度 1.5mm,包壳外表面温度为 300°C 。热点处,包壳的表面热流密度为 $5.53 \times 10^5\text{W}/\text{m}^2$ 。试求包壳内外表面间的温差。若包壳改用 Zr-2,这时包壳内外表面间的温差又是多少?
- 3-5 有一游泳池式堆,元件盒尺寸如图 3-37 所示,燃料元件为棒状,芯块直径 $d_u=8\text{mm}$,包壳材料为铝,厚度为 1mm,元件最大表面热流密度 $q_{max}=558.1 \times 10^3\text{W}/\text{m}^2$, $t_{i,m}=38.39^\circ\text{C}$, $t_{i,ex}=41.61^\circ\text{C}$,中心盒冷却剂流速 $V_0=2.1\text{m}/\text{s}$,堆芯高度 $L_R=500\text{mm}$ ($L_R \approx L_{Rz}$),试求包壳外表面的最高温度。设 $\kappa_{Al}=203.5\text{W}/(\text{m} \cdot ^\circ\text{C})$, $\kappa_u=23.3\text{W}/(\text{m} \cdot ^\circ\text{C})$ 。
- 3-6 压力壳型水堆燃料(UO_2)元件外径 $d_{ex}=10.45\text{mm}$,芯块直径 $d_u=9.53\text{mm}$,包壳材料为 1Cr18Ni9Ti,厚度为 0.41mm。满功率时,热点处包壳与芯块刚好接触,接触压力为零,

热点处包壳外表面温度 $t_{cs} = 342^\circ\text{C}$, 包壳外表面热流密度 $q = 1.395 \times 10^6 \text{ W/m}^2$ 。试求热点处芯块的中心温度。

- 3-7 某压力壳型水堆的棒束状燃料组件为纵向流过的水所冷却, 若在元件沿高度(纵向)方向的某一个小的间隔内冷却水的平均温度 $t_f = 300^\circ\text{C}$, 水的平均流速 $V = 4 \text{ m/s}$, $q = 14.7 \times 10^5 \text{ W/m}^2$, 堆的运行压力为 $147 \times 10^5 \text{ Pa}$ 。试求该小间隔内的平均换热系数及元件壁面的平均温度。元件的外径为 9.8 mm , 栅距为 12.5 mm , 呈正方形栅格排列。

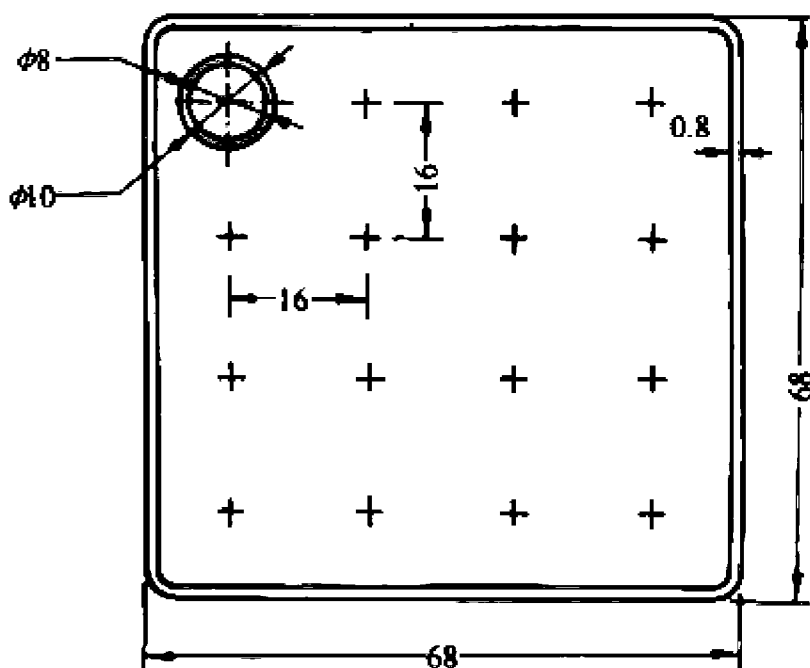


图 3-37

- 3-8 某压力壳型水堆, 为使压力壳不致受到过大的辐照, 在压力壳的内壁与堆芯之间放置了数层钢制的热屏蔽, 其中的一层热屏蔽厚度为 6 cm , 它的内外两个壁面的温度均保持在 280°C , 试算出在受到 10^{14} 光子/ $(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$ 的辐照时 (γ 光子能量为 3 MeV) 该热屏蔽中的最大温度及其所产生的位置。设钢的热导率为 $40 \text{ W/(m} \cdot ^\circ\text{C)}$, 吸收系数 μ 为 0.27 cm^{-1} 。
- 3-9 如图 3-31 所示, 为一无限长的十字形元件的横截面, 其体积释热率 $q_v = 100 \text{ W/cm}^3$ (为常数), 热导率 $\kappa = 0.30 \text{ W/(cm} \cdot \text{s)}$, 整个表面都保持在 $t_w = 31^\circ\text{C}$ 。用有限差分法求解, 并用矩阵法、迭代法、张弛法求出节点 1 至 6 的温度值。

参考文献

- [1] 任功祖. 动力反应堆热工水力分析. 北京: 原子能出版社, 1982
- [2] 汤焱孙, J. 韦斯曼著. 压水反应堆热工分析. 袁乃驹等译. 北京: 原子能出版社, 1983
- [3] 陈之航, 曹柏林, 赵在三. 气液双相流动和传热. 北京: 机械工业出版社, 1983
- [4] John G. Collier, Convective Boiling and Condensation (Second Edition), New York, McGRAW-Hill International Book Company, 1981
- [5] K. Ramu, J. Weisman, Transition Flow Boiling Heat Transfer to Water in a Vertical Annulus. Nuclear Engineering & Design, 1977 40, 285~295
- [6] 赵兆颐, 朱瑞安. 反应堆热工流体力学. 北京: 清华大学出版社, 1992
- [7] H. S. Ragheb, S. C. Cheng, Prediction of Transition Boiling Heat Transfer for Subcooled Water at Low Flow & Atmospheric Pressure. Multi-phase Flow & Heat Transfer III, Part A, Fundamentals, 1984
- [8] M. E. Ellion, A Study of the Mechanism of Boiling Heat Transfer. Calif. Inst. Of Technology Report JRL-MEMO-2-88, 1954
- [9] P. J. Berenson, Experiment on Pool-Boiling Heat Transfer. Int. J. Heat Mass Transfer, 1958, 5, 985~999
- [10] S. C. Cheng, W. W. L. Ng, K. T. Heng. Measurement of Boiling Curve of Subcooled Water under Forced Convective Condition. Int. J. Heat Mass Transfer, 1978, 21, 1385~1392
- [11] D. C. Groeneveld, AECL-3281, 1968

- [12] S. 格拉斯登, A. 塞桑斯基等. 核反应堆工程. 吕应中, 许汉铭, 施建忠译. 北京: 原子能出版社, 1986
- [13] 曹栋兴, 王国力, 赵兆顺等. 核反应堆设计原理. 北京: 原子能出版社, 1992
- [14] 俞昌铭. 热传导及其数值分析. 北京: 清华大学出版社, 1981

第4章 堆内流体的流动过程及水力分析

堆内释出的热量,是由循环流动的冷却剂带出堆外的。堆芯的输热能力以及作用在堆内构件上的动作用力都与冷却剂的流动特性密切相关。因此,在进行反应堆热工水力分析时,不仅要弄清楚堆内的热源分布和传热特性,而且也要弄清楚与堆内冷却剂流动有关的流体力学问题。只有对这两个方面的问题都有了足够的认识,才能使所设计的反应堆具有良好的经济性和安全性。水力分析大致包括以下几个方面:

(1) 分析计算冷却剂的流动压降,确定堆芯冷却剂的流量分布和回路管道、部件的尺寸以及冷却剂循环泵所需要的唧送功率。冷却剂的流量分布是计算堆芯冷却剂熔场、燃料元件的温度场和临界热流密度的必不可少的参量。它直接影响到反应堆的输热能力。在反应堆热工水力设计中,设计者应尽量设法使堆芯冷却剂的流量分布与发热分布相匹配,这样就可以最大限度地输出堆内释出的热量,提高反应堆的运行功率。此外,冷却剂循环泵或循环风机所需要的唧送功率,也取决于冷却剂的流量和在反应堆系统中流动所产生的总压降。在大多数动力堆系统中,冷却剂是靠泵或风机强迫循环的,为了克服冷却剂所流经的包括反应堆堆芯、管道、蒸汽发生器在内的一回路的压力损失,必须给循环的冷却剂提供相应的驱动压头,为此就需要消耗唧送功率。唧送功率的大小与一回路冷却剂的流量和压力损失有关。为了降低冷却剂的唧送功率,提高反应堆的经济性,就必须相应地降低冷却剂的流量和增大一回路管道和部件的尺寸。然而这些措施又与强化堆芯传热、降低一回路部件的制造成本相矛盾。因此,合理地确定堆芯冷却剂的流量和一回路管道的尺寸,往往要在反应堆的经济性和堆芯的传热特性两者之间进行折衷。

(2) 确定自然循环输热能力。对采用自然循环冷却的反应堆,或利用自然循环输出停堆后的衰变热,需要通过水力计算确定在一定的反应堆功率下的自然循环水流量,配合传热计算,定出堆的自然循环输热能力。

(3) 分析系统的流动稳定性。对于存在汽水两相流动的装置,像反应堆或蒸汽发生器等,要对其系统的流动稳定性进行分析。在可能发生流量漂移或流量振荡的情况下,还应在弄清流动不稳定性性质的基础上,寻求改善或抑制流动不稳定性的方法。

4.1 单相流体的流动压降

液体冷却剂(主要有水和可以做冷却剂用的液态金属以及某些有机物)或气体冷却剂(主要有二氧化碳和氦气)都是单相流体。单相流体稳定流动时,系统内任意给定的两个流通截面之间压力的变化即压降,都可以用下述动量守恒方程来计算。即

$$\Delta p = p_1 - p_2 = \Delta p_e + \Delta p_g + \Delta p_f + \Delta p_c \quad (4-1)$$

上式中 p_1 和 p_2 分别表示流体在所给定的通道截面 1 和 2 处的静压力。等号右边的第一项 Δp_e 表示流体自截面 1 至截面 2 时由流体位能改变而引起的压力变化,该项通常称为提升压降,若流体的位能是增加的,则提升压降为正值,如果流体的位能是减少的,则提升压降为负

值。等号右边的第二项 Δp_a 表示因流体速度发生改变而引起的压力变化,该项称为加速压降,流体速度的改变,可以是流通截面发生变化引起的,也可以是流体密度发生变化引起的。为了便于分析,通常把由摩擦引起的压力损失区分为两类,一类是流体沿等截面直通道流动时由沿程摩擦阻力的作用而引起的压力损失,这类压力损失称为摩擦压降,在上式中用 Δp_f 表示;另一类是流体流过有急剧变化的固体边界,例如当流体通过截面突然扩大或突然缩小、弯管、接管、阀门、燃料组件定位架等处时,所出现的集中压力损失,这类压力损失称为形阻压降,在上式中用 Δp_c 表示。如果能算出式(4-1)等号右边各项的值,就可以得到流体在给定的截面 1 和 2 之间的压力变化。

4.1.1 液体冷却剂

1. 提升压降

冷却剂的提升压降,只有在所给定的两个截面的位置之间有一定的竖直高度差时才会显示出来。对水平通道来说不存在提升压降问题。液体冷却剂流经非水平通道时的提升压降可用下式表示,即

$$\Delta p_{ei} = \int_{z_1}^{z_2} \rho g \sin \theta dL \quad (4-2)$$

式中: Δp_{ei} 为提升压降(Pa); ρ 为流体的密度(kg/m^3); g 为重力加速度(m/s^2); θ 为通道轴线与水平面间的夹角($^\circ$); z_1, z_2, L 分别为截面 1、截面 2 的轴向坐标和通道的长度(m)。

通常压力变化时,液体冷却剂的密度变化较小,如果温度的变化也不十分大,则式(4-2)中的 ρ 可用冷却剂沿通道全长的算术平均值 $\bar{\rho}$ 来近似表示,这样式(4-2)积分后得到

$$\Delta p_{ei} = \bar{\rho} g (z_2 - z_1) \quad (4-3)$$

2. 摩擦压降

计算单相流的摩擦压降,普遍采用 Darcy 公式,即

$$\Delta p_f = f \frac{L}{D_e} \frac{\rho V^2}{2} \quad (4-4)$$

式中: Δp_f 为摩擦压降(Pa); f 为摩擦系数(量纲为 1); L 为通道长度(m); D_e 为通道的当量直径(m); ρ 为流体的密度(kg/m^3); V 为流体的速度(m/s)。

上面的 f 称为 Darcy-Weisbach 摩擦系数。它与流体的流动性质(层流与湍流)、流动状态(定型流动即充分发展的流动与未定型流动)、受热状况(等温与非等温)、通道的几何形状、表面粗糙度等因素有关。

1) 等温流动的摩擦系数

(1) 圆形通道。流体在圆形通道内作定型层流流动时,其摩擦系数完全可以用解析法导出,其结果可以表示为

$$f = \frac{64}{Re} = \frac{64}{\left(\frac{D_e V \rho}{\mu}\right)} \quad (4-5)$$

式中: Re 是雷诺数,流体在圆形通道内作层流流动时 $Re < 2320$; μ 是流体的粘性系数($\text{Pa} \cdot \text{s}$)。

在流体的湍流流动中,沿通道流通截面上的流体速度的分布规律比较复杂,要用解析方法导出求解摩擦系数的关系式相当困难。在一般情况下,湍流摩擦系数关系式只有通过实验才能确定。

对于在表面光滑的圆形通道内定型湍流的情况,常用的关系式有:

McAdams 关系式

$$f = \frac{0.184}{Re^{0.2}} = \frac{0.184}{\left(\frac{D_e V \rho}{\mu}\right)^{0.2}} \tag{4-6}$$

Blausius 关系式

$$f' = \frac{0.079}{Re^{0.25}} \tag{4-7}$$

(4-7)式的使用范围是 $2300 < Re \leq 10^5$ 。用上式算得的摩擦系数 f' 称为 Fanning 摩擦系数。应注意,不要把 f' 与 f 相混淆, f' 和 f 之间的关系是 $f' = f/4$ 。当 $Re > 10^5$ 时,可采用卡门-普朗特关系式来进行计算,该式为

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 2 \lg Re \sqrt{f} - 0.8 \tag{4-8}$$

对于粗糙的圆形通道,在整个湍流区常用的经验公式为

$$f = 0.11 \left(\frac{\epsilon}{D} + \frac{68}{Re} \right)^{0.25} \tag{4-9}$$

式中: D 为通道的直径(m); $\frac{\epsilon}{D}$ 为通道表面的相对粗糙度; Re 为雷诺数; ϵ 是通道表面的绝对粗糙度,其典型数值见表 4-1。

表 4-1 通道表面的绝对粗糙度

名 称	$\epsilon/(\text{mm})$	名 称	$\epsilon/(\text{mm})$
冷拉管	0.0015	镀锌铁管	0.15
工业用钢管	0.046	铸铁管	0.26

(4-9)式的应用比较方便,当不计 ϵ/D 时,上式也适用于光滑管,当 Re 很大时,上式适用于完全粗糙管,此时

$$f = 0.11 \left(\frac{\epsilon}{D} \right)^{0.25} \tag{4-10}$$

对于工业用管,为应用方便,其 $f = f(Re, \epsilon)$ 的关系已绘制成如图 4-1 所示的曲线,称为莫迪(L. F. Moody)曲线。摩擦系数 f 既可以分别情况按照上面介绍的关系式进行计算,也可按照图 4-1 直接查得。

(2) 非圆形通道。非圆形通道的层流摩擦系数,具有和圆形通道相类似的数学表达式,其普遍关系式为

$$f = C/Re \tag{4-11}$$

式中的常数 C 和通道截面的几何形状有关,它们的数值列在表 4-2 内。

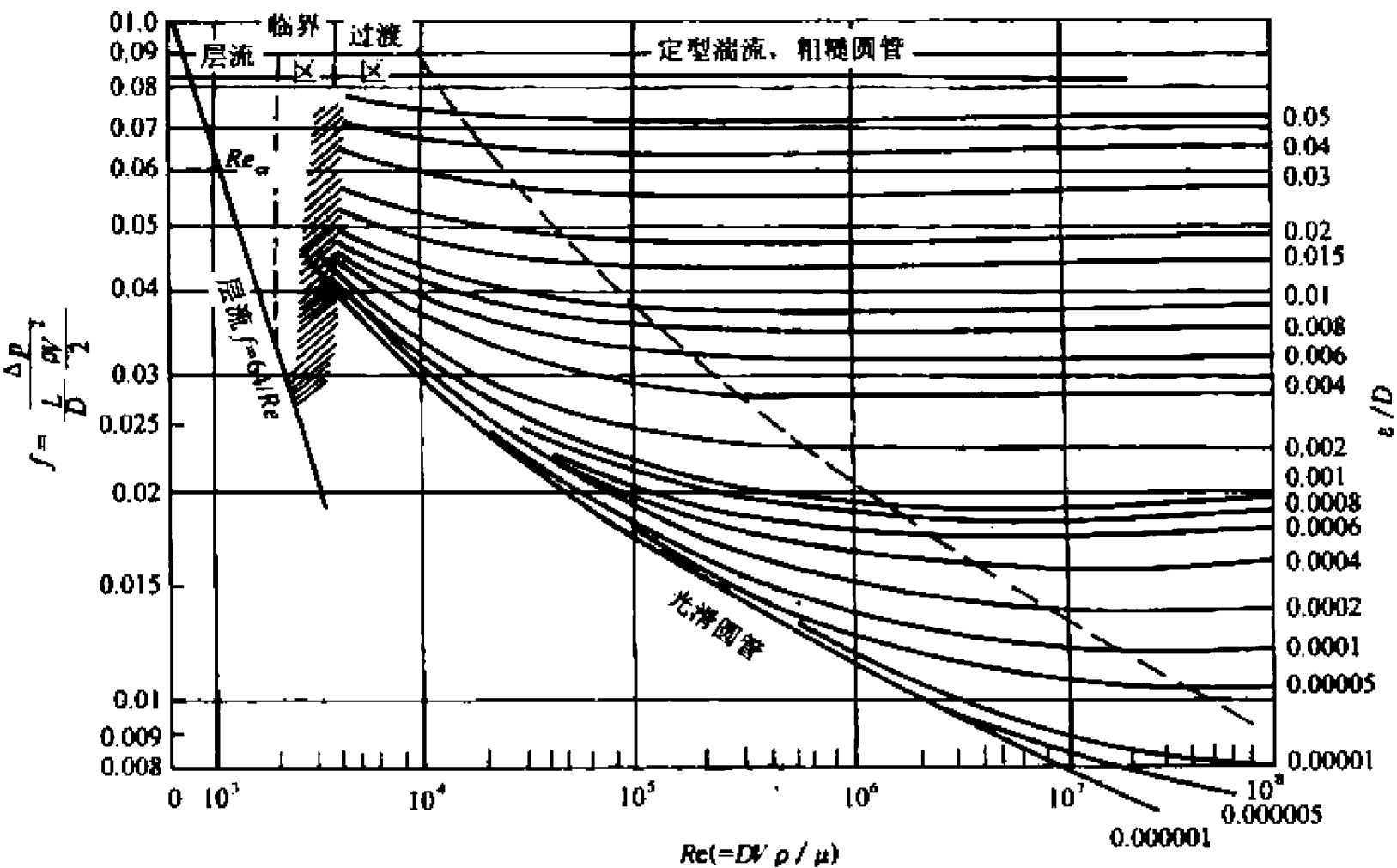


图 4-1 莫迪摩擦系数曲线图

表 4-2 几种非圆形通道的当量直径 D_e 和常数 C 的数值

截面形状	D_e	C
正方形, 每边长为 a	a	57
等边三角形, 每边长为 a	$0.58a$	53
环形, 宽为 a	$2a$	96
长方形, 边长为 a 和 b		
$a/b=0.1$	$1.81a$	85
$a/b=0.2$	$1.67a$	76
$a/b=0.25$	$1.60a$	73
$a/b=0.5$	$1.30a$	62

如果用非圆形通道的当量直径代替圆形通道的直径,那么就可以应用圆形通道的关系式来计算非圆形通道的湍流摩擦系数,或者从莫迪曲线图中查得 f 。当截面形状越接近圆形时,用 D_e 计算的结果误差越小,反之则越大。

对于光滑通道,若雷诺数在 $10^4 \sim 2 \times 10^5$ 的范围内,则实测得到的三角形截面通道的 f 值要比莫迪曲线图给出的值约低 3%,而实测得到的正方形截面通道的 f 值要比莫迪曲线图给出的值约低 10%。对于狭窄的光滑矩形通道,如板状燃料组件的情况,其 f 的值与圆形通道的 f 的值相同,然而对于粗糙的矩形通道,实测得到的 f 值,要比在相同的相对粗糙度下由莫迪曲线图给出的 f 值约低 20%。沿棒状燃料组件的纵向流动,属于平行流过光滑棒束的流动,这时 f 的值不仅与雷诺数和栅格的排列形式有关,而且还与棒间栅距 P 与棒径 d 之比(即 P/d)有关。用 P/d 为 1.12 的三角形栅格以及 P/d 为 1.12 和 1.20 的正方形栅格作实验所

得到的数据表明,与莫迪曲线图中的光滑圆管曲线相比,都存在不同程度上的差别。

迄今虽然对棒状燃料组件的摩擦压降做了大量的实验研究,但是由于实验都是在特定条件下进行的,受到棒的数目、直径、长度、 P/d 以及运行工况的限制,因而所得到的经验公式往往带有较大的局限性,远远不能包括反应堆工程领域内可能遇到的多种多样的情况。表 4-3 列出了几个在特定条件下计算棒束摩擦系数 f 的经验公式。在缺少可靠实验数据的情况下,通常采用计算圆形通道摩擦系数的公式来估算棒状燃料组件的摩擦系数。

表 4-3 几个计算棒束摩擦系统 f 的经验关系式^[1]

作 者	年代	$f=CRe^{-n}+M$			适用范围
		C	n	M	
Miller	1956	0.296	0.2	0	37 根棒束三角形排列, $d=15.8\text{mm}$, $P/d=1.46$
Le Tourneau	1957	0.163~0.184	0.2	0	正方形排列, $P/d=1.12\sim1.20$, 三角形 排列, $P/d=1.12$, $Re=3\times10^3\sim10^5$
Wantland	1957	1.76	0.39	0	100 根棒束正方形排列, $d=4.8\text{mm}$, $P/d=1.106$, $Pr=3\sim6$, $Re=10^3\sim10^4$
		90.0	1	0.0082	102 根棒束三角形排列, $d=4.8\text{mm}$, $P/d=$ 1.190 , $Pr=3\sim6$, $Re=2\times10^3\sim10^4$
Trupp 和 Azad	1975	$0.287[(2\sqrt{3}/\pi) \cdot$ $(P/d)^2-1.30]$	0.368 $(P/d)^{-1.358}$	0	三角形排列, $1.2\leq P/d\leq1.5$, $10^4\leq Re\leq10^5$

2) 非等温流动的摩擦系数

前面介绍的求解摩擦系数的关系式和莫迪曲线图,只对等温流动才是适用的。所谓等温流动,是指流体在流动过程中,其截面上所有各点的流体温度都保持一致而且沿程不变。但是在有热交换的场合(如反应堆堆芯或蒸汽发生器),流体或者被加热或者被冷却。在这种情况下,流体的温度不仅沿截面要改变,而且沿着通道的长度方向也发生变化,这时流动便成为非等温的了。随着热量的传递,在紧贴管壁的边界层内出现了大的温度梯度。和等温流动相比,流体受热时,近壁面处的温度比主流温度高,而粘性系数则较低;当流体冷却时,情况恰好相反。

考虑到边界层内流体粘性系数的改变对摩擦压降所产生的影响,式(4-4)在用于非等温流动的计算时,需要作出适当的变动。其中除了摩擦系数必须作相应的修正或采用专门的公式计算外,还要考虑到从通道进口到出口流体温度不断改变所引起的物性变化。计及温度改变的影响所采取的办法是,用流体的主流平均温度来计算流体的物性。该温度为

$$\bar{t}_t = \frac{(t_{t, in} + t_{t, ex})}{2} \tag{4-12}$$

式中: \bar{t}_t 表示流体的主流平均温度; $t_{t, in}$, $t_{t, ex}$ 则分别表示流体的进口主流温度与出口主流温度。

非等温流动湍流摩擦系数,对于液体,大都采用 Sieder-Tate 所建议的方程计算。该方程为

$$f_{no} = f_{iso} \left(\frac{\mu_w}{\mu_t} \right)^n \tag{4-13}$$

式中: f_{no} 为非等温流动的摩擦系数; f_{iso} 为用主流平均温度计算的等温流动摩擦系数; μ_w 为按壁面温度取值的流体的粘性系数 ($\text{Pa} \cdot \text{s}$); μ_t 为按主流平均温度取值的流体的粘性系数

(Pa·s)。对于压力为 10.34~13.79MPa 的水, Rohsenow 和 Clark 所作的实验表明, 若只考虑摩擦损失, Sieder-Tate 方程中的指数应取 $n=0.6$ 。

与非金属流体相比较, 液态金属的热导率高, 粘性系数低, 在加热或冷却时边界层内的流体温度与主流温度相差很少。对于这种情况, 在计算摩擦系数时, 可按等温工况考虑。

3) 通道进出口效应对摩擦系数的影响

以上所给出的摩擦系数 f 的数值都是对定型流动(不论是层流还是湍流)而言的。进入通道的流体是不能立刻就达到定型流动的, 而是要在通道内流过足够长的路程之后才能够达到。这段长度称为进口长度(图 4-2 中的 L_e) 或稳定段。在进口长度内, 流体的流动性质和流体的速度分布都要发生很大的变化。与定型流动相对应, 通常把进口长度内的流动称为未定型流动。

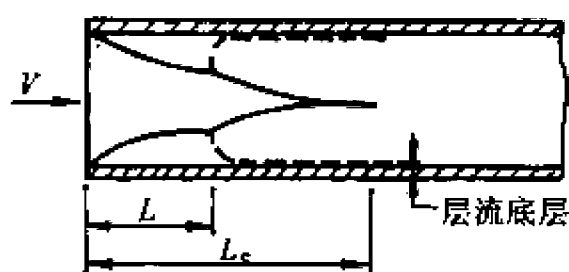


图 4-2 进口段对流速分布的影响

在进口长度内, 流体的流动尚未定型, 这时流体的摩擦阻力比定型流动的摩擦阻力要大一些。这是因为: ① 在进口处速度分布是近乎均匀的, 因而在紧贴壁面的边界层内形成大的速度梯度, 由此导致大的壁面剪应力; ② 速度自进口处的近乎均匀分布转变为稳定分布增加了流体的动量通量。因此不能用定型流动的摩擦系数计算进口长度内的摩擦压降。在进行具体的摩擦系数计算时, 必须弄清楚所处理的是不是定型流动, 忽略这一点, 就会给计算结果带来较大的误差。

根据许多实验结果, 得出了流体达到定型流动时的进口长度 L_e 为: 湍流时 $L_e \approx 40D$, D 是通道的直径; 而层流时则 $L_e = 0.0288 D Re$ 。

在通道出口的一定长度内也存在着和进口长度相类似的流动工况, 它同样会引起摩擦压降的增大。

未定型流动的摩擦压降, 目前还没有可供计算的精确表达式, 通常需要由实验给出结果。不过当通道长度与当量直径之比大于 100 时, 就可以按定型流动来计算通道全长上的摩擦压降, 由此引起的误差不会很大。

3. 加速压降

由于流体密度改变而产生的加速压降, 其表达式为

$$\Delta p_a = \int_{V_1}^{V_2} \rho V dV \quad (4-14)$$

符号 V_1 、 V_2 分别表示流体在截面 1 和截面 2 处的速度。因为 $\rho V = G$ 为一常数, 式(4-14)积分得

$$\Delta p_a = G(V_2 - V_1) \quad (4-15)$$

式中的 G 是质量流密度 [$\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$]。若把 Δp_a 表示成流体密度 ρ 或比体积 v 的函数, 则可写成

$$\Delta p_a = G^2 \left(\frac{1}{\rho_2} - \frac{1}{\rho_1} \right) = G^2 (v_2 - v_1) \quad (4-16)$$

液体冷却剂在只有温度改变而不产生沸腾时密度变化很小, 所以液体冷却剂沿等截面直通道流动时, 可忽略加速压降。

由式(4-16)求得的 Δp_a , 没有包含截面变化引起的加速压降, 后者包含在下面的局部压降之中。

4. 局部压降

流体流经局部地区的运动非常复杂, 所产生的压降一般只能通过实验确定, 只有极个别情况, 例如流体截面突然扩大, 才能由理论分析进行计算。由于局部地区的流程一般都很短, 在局部损失中, 沿程摩擦与旋涡相比显得相当小, 此时, 损失主要表现在旋涡区内, 因而流体在局部地区的提升压降和沿程摩擦压降均可忽略。下面首先研究液体截面突然扩大的局部压降计算。随后, 根据局部损失本质相同这一特点, 将得出的结论扩大到其他局部损失计算中去。

1) 截面突然扩大

图 4-3 表示通道中流体的截面突然扩大, 在忽略了截面 1-1 和截面 2-2 之间的高度变化和沿程摩擦阻力后, 可以写出

$$p_1 - p_2 = \frac{\rho}{2}(V_2^2 - V_1^2) + \Delta p_{c.e} \quad (4-17)$$

式中的等号右边的第一项为局部加速压降; 第二项 $\Delta p_{c.e}$ 为截面突然扩大的形阻压降, 该项可借助动量方程和连续性方程求得。从流体中取出 $abcd$ 所包围的一块单元体, 这块流体沿流动方向的动量方程为

$$p_1 A_1 + p_1 (A_2 - A_1) - p_2 A_2 = W(V_2 - V_1) \quad (4-18)$$

式中的 $p_1 (A_2 - A_1)$ 为环形面积 $(A_2 - A_1)$ 的通道壁对流体的反作用力, 实验证明, 环形面积上的流体压力接近 p_1 ; W 是质量流量 (kg/s)。把连续性方程 $W = A_1 V_1 \rho = A_2 V_2 \rho$ 代入式(4-18)可以得到

$$p_1 - p_2 = \rho(V_2^2 - V_1 V_2) \quad (4-19)$$

合并式(4-17)与(4-19)得

$$\Delta p_{c.e} = \rho(V_2^2 - V_1 V_2) - \frac{\rho}{2}(V_2^2 - V_1^2)$$

再化简

$$\begin{aligned} \Delta p_{c.e} &= \frac{\rho V_2^2}{2} - \rho V_1 V_2 + \frac{\rho V_1^2}{2} \\ &= \left[1 - 2\left(\frac{V_2}{V_1}\right) + \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^2 \right] \frac{\rho V_1^2}{2} \\ &= \left(1 - \frac{V_2}{V_1} \right)^2 \frac{\rho V_1^2}{2} \end{aligned}$$

因为 $A_1 V_1 = A_2 V_2$, 所以

$$\Delta p_{c.e} = \left(1 - \frac{A_1}{A_2} \right)^2 \frac{\rho V_1^2}{2} = K_e \frac{\rho V_1^2}{2} \quad (4-20)$$

式中, $K_e = [1 - (A_1/A_2)]^2$ 称为突然扩大形阻系数, 也称为 Borda-Carnot 系数。把 $\Delta p_{c.e}$ 代入式(4-17)整理后得到

$$p_1 - p_2 = \left[\left(\frac{A_1}{A_2} \right)^2 - \frac{A_1}{A_2} \right] \rho V_1^2 = \left(\frac{1}{A_2^2} - \frac{1}{A_1 A_2} \right) \frac{W^2}{\rho} \quad (4-21)$$

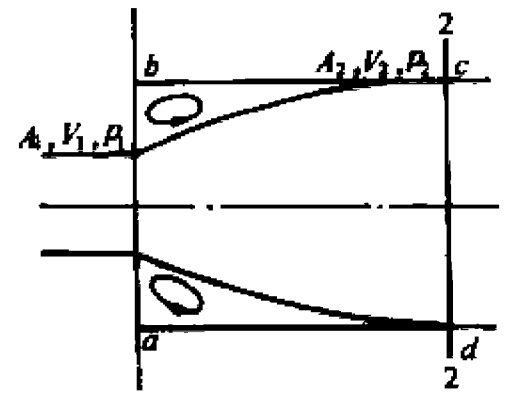


图 4-3 流通截面突然扩大

因为 $A_1 < A_2$, 所以方程(4-21)右边是负值。这表明 $p_1 < p_2$, 即流体在面积扩大的情况下将产生一个负的压降, 也就是说流体的静压力将有所回升。

2) 截面突然缩小

图 4-4 所示, 为流体截面突然缩小的情况, 可以发现流体在小截面通道中达到一个最小断面积(截面 0-0 处), 然后再扩大到面积 A_2 。在大通道的末端和收缩处都有涡流产生, 因此突然缩小的形阻压降是流体从截面 A_1 逐渐收缩成 A_0 , 然后再扩大为 A_2 时产生的。

由动量方程可以得到流体在截面 1-1 和截面 1-2 之间的压力变化为

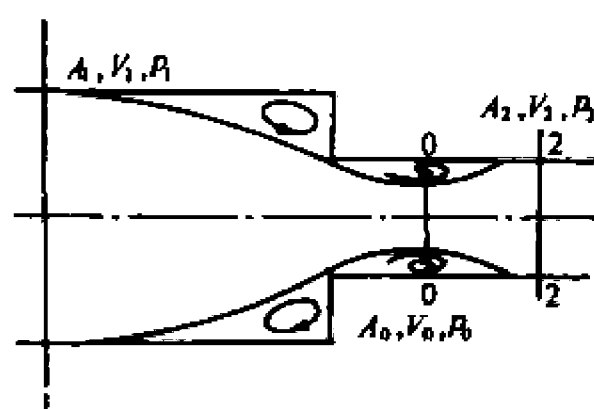


图 4-4 流通截面突然缩小

$$p_1 - p_2 = \frac{\rho}{2}(V_2^2 - V_1^2) + \Delta p_{c,c} \quad (4-22)$$

式中的 $\Delta p_{c,c}$ 为突然缩小形阻压降。类似于式(4-20), 该压力损失项可以写成如下的表达式

$$\Delta p_{c,c} = K_c \frac{\rho V_2^2}{2} \quad (4-23)$$

对于截面突然缩小的形阻压降习惯上用下游速度表示。式中的 K_c 称为突然缩小形阻系数, 一般表示成

$$K_c = a \left[1 - \left(\frac{A_2}{A_1} \right)^2 \right] \quad (4-24)$$

式中的 a 是一个无因次经验系数, 其数值在 0.4~0.5 之间, 本书采用 0.4, 把 $\Delta p_{c,c}$ 和 K_c 值代入式(4-22)得

$$p_1 - p_2 = \frac{\rho}{2}(V_2^2 - V_1^2) + 0.4 \left[1 - \left(\frac{A_2}{A_1} \right)^2 \right] \frac{\rho V_2^2}{2} \quad (4-25)$$

再应用连续性方程, 即 $W = A_1 V_1 \rho = A_2 V_2 \rho$, 把式(4-25)化简后得到

$$p_1 - p_2 = 0.7 \left(\frac{1}{A_2^2} - \frac{1}{A_1^2} \right) \frac{W^2}{\rho} \quad (4-26)$$

因为 $A_2 < A_1$, 故式(4-26)的右边是正值。由此可见 $p_2 < p_1$, 即在截面突然缩小时将导致流体静压力的下降。

3) 弯管、接管与阀门

除上述两种形阻压降外, 流体在流过系统中的弯管、接管、配件以及各种阀门时也会产生集中的压力损失。为了计算一回路系统的总压力损失, 还必须给出这些局部地区的形阻压降。由于造成局部压降损失的水力现象的实质是一样的, 可以认为, 各种局部压力损失的计算公式都有相同的形式, 即

$$\Delta p_{c,c} = K \frac{\rho V^2}{2} \quad (4-27)$$

式中的形阻系数 K 由实验测定。附录 V 中列出了一些常见的弯管、接管与阀门的形阻系数。局部损失的形式多种多样, 对表中未列出的其他形阻系数, 必要时可查阅有关的手册。

4) 燃料组件定位件

在棒状燃料元件的设计中, 为了保持所需要的栅距以及防止在反应堆运行过程中产生振动和弯曲, 通常在相邻的燃料元件之间沿着高度方向安装适当数量的定位件。定位件的形式

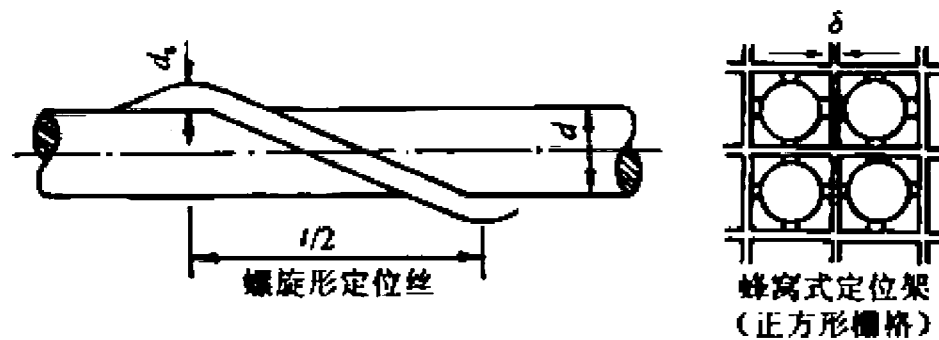


图 4-5 典型的燃料组件定位件

有很多种,粗略地可以把它们分为两类:① 不同几何性状的横向定位架;② 缠绕在单棒上的螺旋形定位丝。图 4-5 是这两类典型定位件的示意图。由于定位架和定位丝在结构上以及在棒束中安放的位置各不相同,因此,通常采用两种不同的方法来计算它们的压力损失。

流体流过定位架的压力损失,属于流通截面突然变化的情况。然而由于定位架的结构比较特殊,采用截面突然缩小和突然扩大两个连续变化来计算它们的压力损失并不十分准确,因此往往要依靠实验来确定。

在计算定位架形阻压降的各种经验公式中,以 Rehme 推荐的经验公式用得较多,该式表示如下:

$$\Delta p_{ed} = K_d \varphi^2 \frac{\rho V_b^2}{2} = K_{ed} \frac{\rho V_b^2}{2} \quad (4-28)$$

式中: \$\Delta p_{ed}\$ 为定位架形阻压降(Pa); \$\varphi\$ 为定位架正面的凸出截面积与棒束中的自由流通截面积之比; \$V_b\$ 为棒束中的平均流速(m/s); \$K_{ed}\$ 为定位架形阻系数 (\$K_{ed} = K_d \varphi^2\$), 经验系数 \$K_d\$ 为棒束组件中雷诺数 \$Re_b\$ 的函数。

Rehme 根据实验数据推荐的经验系数 \$K_d\$ 随 \$Re_b\$ 的变化示于图 4-6 中。棒束组件中的雷诺数 \$Re_b\$ 由下式确定,即

$$Re_b = \frac{\rho V_b D_s}{\mu} \quad (4-29)$$

式中的 \$D_s = 4A/U_s\$, 其中 \$A\$ 是棒束总流通截面积; \$U_s\$ 是包括盒壁在内的润滑周长。

在用定位丝作定位件的棒束组件中,定位丝是沿着每根单棒的全部长度缠绕的,显然所产生的压力损失也应该是沿着棒束组件的全部长度分布。Rehme 用修正棒束组件摩擦系数的方法,把冷却剂流过定位丝所产生的压力损失归并在摩擦压力损失项中。这时的总摩擦压力损失 \$\Delta p_{f,s}\$ 同棒状燃料元件的栅距 \$P\$ 与燃料元件棒的直径 \$d\$ 之比 (\$P/d\$)、螺旋定位丝的节距 \$l\$ (见图 4-5) 以及棒束组件中燃料元件的数目有关。计算总摩擦压力损失的公式如下:

$$\Delta p_{f,s} = f_s \frac{U_b}{U_s} \frac{\rho V_s^2}{2} \frac{L}{D_s} \quad (4-30)$$

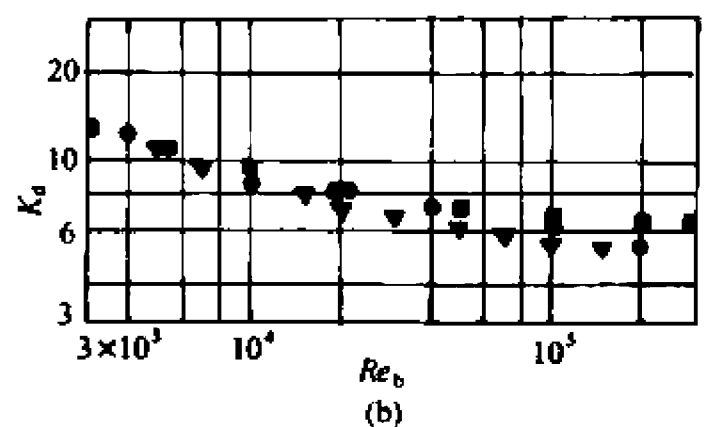
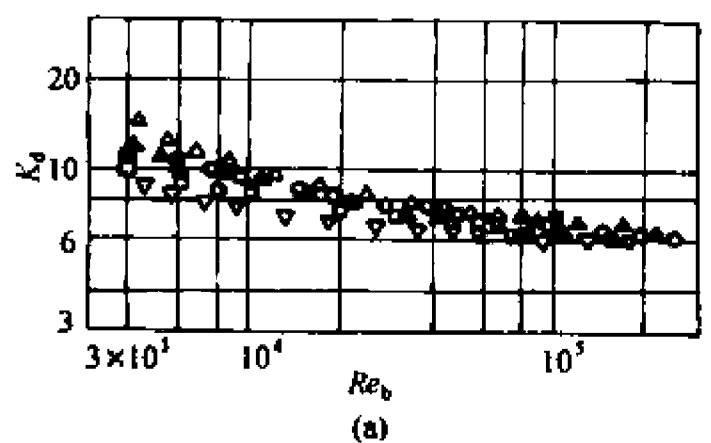


图 4-6 经验系数 \$K_d\$ 随棒束组件中雷诺数的变化

(a) 三角形栅格 (b) 正方形栅格

▽定位线架 □蜂窝式定位架, \$n^* = 1\$ ■蜂窝式定位架, \$n^* = 2\$ △三角形定位架 ▲被形定位架 ○环形定位架 ●径向连接的管形定位架 ▼轴向连接的管形定位架 ■蜂窝式定位架 * 试验段中定位架的数目。

式中: f_s 为修正摩擦系数; U_b/U_t 为棒束组件中燃料元件棒和定位丝的润湿周长与总润湿周长(包括盒壁)之比; V_s 为棒束组件中冷却剂的有效流速(考虑定位丝产生的涡流影响在内)(m/s)。 f_s 用修正雷诺数计算, 其方程为

$$f_s = \frac{64}{Re_s} + \frac{0.0816}{Re_s^{0.133}} \quad (4-31)$$

式中 $Re_s = \rho V_s D_s / \mu$ 。有效流速由下列公式求得:

$$\left(\frac{V_s}{V_n}\right)^2 = \left(\frac{P}{d}\right)^{0.5} + \left[7.6 \frac{\bar{d}_s}{t} \left(\frac{P}{d}\right)^2\right]^{2.16} \quad (4-32)$$

式中: \bar{d}_s 是定位丝的平均直径; V_n 是棒束组件中冷却剂的名义流速, 其计算公式为

$$V_n = \frac{\frac{G}{\rho}}{B^2 - \frac{\pi}{4}(d^2 + \bar{d}_s^2)n}$$

式中: G 是棒束组件中的质量流密度; B 是棒束组件的宽度; n 是棒束组件中燃料元件的数目。

式(4-30)至式(4-32)的适用范围是: $Re_s = 10^3 \sim 3 \times 10^5$; $t/\sqrt{d_s} = 6 \sim 45$ 。

[例题 4-1] 某压水反应堆的开式棒束燃料组件采用正方形栅格排列, 燃料元件棒的外径 $d = 10.72\text{mm}$, 长度 $L = 3.78\text{m}$, 栅距 $P = 14.3\text{mm}$ 。燃料元件包壳为光滑的冷拉管。棒束燃料组件沿轴向高度用八段蜂窝式定位架固定燃料元件, 定位架板条的厚度(见图 4-5) $\delta = 0.8\text{mm}$ 。水在燃料棒间的冷却剂通道中由下向上流, 平均温度 $t_l = 300^\circ\text{C}$, 平均流速 $\bar{V}_l = 4.35\text{m/s}$, 运行压力 $p = 15.5\text{MPa}$ 。燃料元件包壳外表面平均温度 $t_w = 320^\circ\text{C}$ 。假设图 4-6 中的经验系数同样适用于开式棒束燃料组件, 试计算水在冷却剂通道进出口间的压力变化(忽略通道进、出口处的压力损失)

解: 为了求得水在冷却剂通道进出口间的压力变化, 首先必须计算水流在通道内的提升压降、摩擦压降和流经定位架的形阻压降。

计算中所用到的物性可由附录表 III-1 用内插法估算出来:

在 $p = 15.5\text{MPa}$, $t_l = 300^\circ\text{C}$ 下, $\bar{\rho}_l = \frac{1}{v_l} = 726.69\text{kg/m}^3$, $\mu_l = 89 \times 10^{-6}\text{Pa} \cdot \text{s}$ 。

在上述压力和 $t_w = 320^\circ\text{C}$ 下, $\mu_w = 81 \times 10^{-6}\text{Pa} \cdot \text{s}$ 。

通道内的提升压降为

$$\Delta p_d = \bar{\rho}_l g L = 726.69 \times 9.81 \times 3.78 = 26947\text{Pa}$$

为了求得摩擦压降, 应先算出

$$D_s = \frac{4P^2 - \pi d^2}{\pi d} = \frac{4 \times 14.3^2 - 3.1416 \times 10.72^2}{3.1416 \times 10.72} = 13.57\text{mm}$$

$$Re = \frac{D_s \bar{\rho}_l \bar{V}_l}{\mu_l} = \frac{13.57 \times 10^{-3} \times 726.69 \times 4.35}{89 \times 10^{-6}} = 4.82 \times 10^5$$

$$\frac{\epsilon}{D_s} = \frac{0.0015}{13.57} = 0.00011$$

因为 $L/D_s = 3.78/(13.57 \times 10^{-3}) = 278.56 > 100$, 故沿通道的全部长度可按定型流动计算摩擦系数。在上述雷诺数和相对粗糙度下, 等温摩擦系数由图 4-1 查得为 $f_{w0} = 0.0145$ 。考虑到加热的影响,

$$f_w = f_{w0} \left(\frac{\mu_w}{\mu_l}\right)^{0.6} = 0.0145 \times \left(\frac{81 \times 10^{-6}}{89 \times 10^{-6}}\right)^{0.6} = 0.0137$$

再利用式(4-4)求得摩擦压降为

$$\begin{aligned}\Delta p_f &= f_{\infty} \frac{L}{D_e} \frac{\rho_1 \bar{V}_1^2}{2} \\ &= 0.0137 \times \frac{3.78}{13.57 \times 10^{-3}} \frac{726.69 \times 4.35^2}{2} \\ &= 26238 \text{ Pa}\end{aligned}$$

接下来用式(4-28)计算水流经定位架的形阻压降。

根据雷诺数,由图 4-6(b)外推估算得到的经验系数 $K_d \approx 6.5$;对于正方形栅格, φ 的值可由下式计算:

$$\varphi = \frac{2P\delta}{P^2 - \frac{\pi}{4}d^2} = \frac{2 \times 14.3 \times 0.80}{14.3^2 - \frac{3.1416}{4} \times 10.72^2} = 0.20$$

形阻压降为

$$\Delta p_{gd} = K_d \varphi^2 \frac{\rho_1 \bar{V}_1^2}{2} = 6.5 \times 0.20^2 \times \frac{726.69 \times 4.35^2}{2} = 1788 \text{ Pa}$$

于是得到水流在冷却剂通道进出口间的压力变化为

$$\begin{aligned}p_{in} - p_{ex} &= \Delta p_{el} + \Delta p_f + 8\Delta p_{gd} \\ &= 26947 + 26238 + 8 \times 1788 = 67489 \text{ Pa}\end{aligned}$$

4.1.2 气体冷却剂

1. 沿等截面直通道流动时的压降

当气体冷却剂在通道内作等温流动时,如果气体的压力变化不大,例如进出口压力比 $p_{in}/p_{ex} \approx 1$,则因此时气体的密度变化很小,就可以把流速看作是常数。在这种情况下,可以认为气体冷却剂也和液体冷却剂一样,在通道内只存在提升压降和摩擦压降,于是用式(4-2)、(4-4)就可以算出气体冷却剂的流动压降。在一般情况下气体的密度是很小的,气体位能改变所引起的提升压降与总压降相比也是非常小的,因此在计算气体的流动压降时,为了简化计算往往忽略这一压力变化项。

在堆芯冷却剂通道(或热交换器内的冷却管道)内,当气体被加热时,其体积要发生显著膨胀(或者因被冷却而收缩)。气体体积的膨胀,往往导致气流明显地加速,因此,气体冷却剂沿等截面加热(或冷却)通道流动时,除了气体的摩擦压降之外,还存在着因体积改变而产生的加速度压降。在加热通道内,气体密度的变化,主要是由气体温度改变而引起的;除此之外,气体的压力沿流动方向不断发生变化也是造成气体密度变化的一个原因。下面以气体在水平通道内的加热流动为例,具体分析其流动压降的计算方法。

图 4-7 表示一个长度为 L ,流通截面积为 A 的等截面加热通道。进口处气体的压力为 p_{in} ,温度为 T_{in} ,相应的密度的 ρ_{in} ,流速为 V_{in} 。在通道内气体被加热,出口处气体的温度上升到 T_{ex} ,相应的密度变为 ρ_{ex} ,流速变为 V_{ex} ,气体的压力下降到 p_{ex} 。

在离进口距离为 x 处取一个厚度为 dx 的通道体积元,考虑到摩擦力的作用,根据动量原理对体积元内的,气体可写出如下的方程

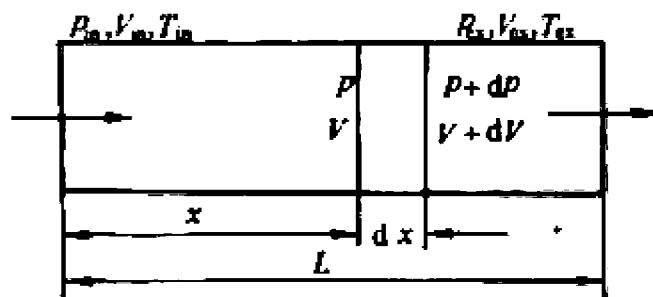


图 4-7 气体沿等截面加热通道流动时的压降

$$Ap - A(p + dp) - AdF = A\rho VdV$$

式中 dF 表示由摩擦引起的作用在体积元单位横截面积上的阻力, 因为

$$dF = f \frac{\rho V^2}{2} \frac{dx}{D_e}$$

把 dF 值代入上式整理后得到

$$-dp - f \frac{\rho V^2}{2} \frac{dx}{D_e} = \rho VdV \quad (4-33)$$

式中: f 为摩擦系数; D_e 为通道的当量直径(m); ρ 为截面 x 处气体的密度(kg/m^3); V 为截面 x 处气体的流速(m/s)。

式(4-33)的两边同时乘以压力 p 得到

$$-pdp = f \frac{\rho V^2}{2D_e} p dx + \rho V p dV$$

对上述方程沿通道全长进行积分, 可以写出

$$-\int_{p_{in}}^{p_{ex}} pdp = \int_0^L f \frac{\rho V^2}{2D_e} p dx + \int_{V_{in}}^{V_{ex}} \rho V p dV \quad (4-34)$$

式(4-34)左边的积分项给出

$$-\int_{p_{in}}^{p_{ex}} pdp = \frac{1}{2} (p_{in}^2 - p_{ex}^2)$$

对式(4-34)右边两项进行积分时, 考虑到下述各种关系:

(1) 通道气流的连续性, 根据连续性方程得 $G = \rho_{in} V_{in} = \rho_{ex} V_{ex} = \rho V$ 。式中的 G 是气体的质量流密度 [$\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$]。

(2) 气体摩擦系数 f 通常与 $Re^{-0.2}$ 成正比, 对于等截面通道来说, 粘性系数 μ 是唯一能够引起雷诺数沿通道长度方向发生变化的参量。一般来说, 气体的粘性系数受温度变化的影响并不明显, 因而气体温度变化对摩擦系数的影响也十分微弱。这样, 在积分时就可以把 f 当作常数看待。通常按通道进出口处温度的算术平均值 $\bar{T} = (T_{in} + T_{ex})/2$ 来计算 f 值。

(3) 对于反应堆的情况(压力不算太高, 温度不算太低), 可以把气体冷却剂当作理想气体处理, 即认为它服从理想气体状态方程式

$$pv = RT$$

式中: p 为气体的压力(Pa); v 为气体的比体积(m^3/kg); R 为气体常数, $R = \frac{8.314 \times 10^3}{M}$ [$\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$], 这里 M 表示气体的相对分子质量; T 为温度(K)。

由式(4-34)右边第一项的积分给出为

$$\begin{aligned} \int_0^L f \frac{\rho V^2}{2D_e} p dx &= f \frac{1}{2D_e} \int_0^L (\rho V)^2 \frac{p}{\rho} dx \\ &= f \frac{(\rho V)^2}{2D_e} R \int_0^L T dx \end{aligned}$$

如果热流密度的分布与通道的中心相对称(这是反应堆冷却剂通道经常碰到的情况), 则

$$\int_0^L T dx = \frac{1}{2} (T_{in} + T_{ex}) L = \bar{T} L$$

应用该式结果, 可得到

$$\int_0^L f \frac{\rho V^2}{2D_e} p dx = f \frac{G^2}{2D_e} R \bar{T} L$$

式(4-34)右边第二项的积分给出为

$$\begin{aligned}
 \int_{V_{in}}^{V_{ex}} \rho V p dV &= \rho V \int_{V_{in}}^{V_{ex}} p d\left(\frac{\rho V}{\rho}\right) \\
 &= (\rho V)^2 \left[RT \Big|_{T_{in}}^{T_{ex}} - \int_{p_{in}}^{p_{ex}} \frac{1}{\rho} d\rho \right] \\
 &= G^2 \left[R(T_{ex} - T_{in}) - \int_{p_{in}}^{p_{ex}} \frac{RT}{\rho} d\rho \right]
 \end{aligned}$$

如果用通道中的平均温度 \bar{T} 代替上述方程等号右边积分项中的 T , 则就可以得到

$$\int_{V_{in}}^{V_{ex}} \rho V p dV = G^2 R \bar{T} \left[\frac{(T_{ex} - T_{in})}{\bar{T}} + \ln \frac{p_{in}}{p_{ex}} \right]$$

把各项的积分结果代入式(4-34)得到

$$\frac{1}{2}(p_{in}^2 - p_{ex}^2) = G^2 R \bar{T} \left[f \frac{L}{2D_e} + \frac{(T_{ex} - T_{in})}{\bar{T}} + \ln \frac{p_{in}}{p_{ex}} \right]$$

再用 $(p_{in} + p_{ex})/2$ 除方程两边, 于是得到压降的表达式为

$$\begin{aligned}
 p_{in} - p_{ex} &= G^2 \frac{R \bar{T}}{\frac{1}{2}(p_{in} + p_{ex})} \left[f \frac{L}{2D_e} + \frac{(T_{ex} - T_{in})}{\bar{T}} + \ln \frac{p_{in}}{p_{ex}} \right] \\
 &= \frac{G^2}{\rho} \left[f \frac{L}{2D_e} + \frac{(T_{ex} - T_{in})}{\bar{T}} + \ln \frac{p_{in}}{p_{ex}} \right] \quad (4-35)
 \end{aligned}$$

式中的 ρ 表示在平均压力 $\bar{p} = (p_{in} + p_{ex})/2$ 和平均温度 \bar{T} 下的气体的平均密度, 可由理想气体状态方程式 $\bar{p} = \rho R \bar{T}$ 求得。

式(4-35)等号右边第一项表示摩擦压降; 第二项表示由温度升高引起的加速压降, 对于大多数气冷动力堆来说, 它的数值约占总压降[即 $(p_{in} - p_{ex})$]的 10%~15%; 第三项代表由压力降低引起的加速压降, 它的数值很小, 仅占上述总压降的 1%~2%。

应该指出, 式(4-35)的右边也包含有未知数 p_{ex} , 因此用式(4-35)求解通道的出口压力 p_{ex} 时, 往往需要用迭代法。其步骤是先假定一个出口压力 p'_{ex} , 根据该值用式(4-35)算出一个 p_{ex} , 而后将算出的 p_{ex} 与假定的 p'_{ex} 进行比较, 如果两个值不等, 那就必须重新假定一个 p'_{ex} , 重复上述计算, 直到假定的 p'_{ex} 与算出的 p_{ex} 的差值在允许的误差范围内时为止。

虽然已对气体非等温流动的压力损失进行了广泛研究, 但是直到目前为止, 尚未找到一个普遍通用的求解摩擦系数的关系式。对于管内的定型湍流流动, f 的值可用 Taylor 推荐的关系式进行计算, 该式为

$$f = 0.0028 + \left(\frac{0.25}{Re_*^{0.32}} \right) \left(\frac{T_i}{T_w} \right)^{0.5} \quad (4-36)$$

式中的 Re_* 称为修正壁面雷诺数, 在该雷诺数中, 流体的密度是用主流温度 T_i 取值的, 而粘性系数则用通道的壁面温度 T_w 取值。在 $Re_* > 3000$; $0.35 < (T_w/T_i) < 7.35$; $L/D = 21 \sim 200$, 上述关系式所给出的 f 值, 其误差在 $\pm 10\%$ 范围内。

如果燃料元件是带有肋片的, 当气体冷却剂沿着这些燃料元件表面流动时, 不仅存在着气体与壁面间的摩擦损失, 而且还存在因气体涡流产生内摩擦而消耗的机械能, 这时造成能量损失的因素更为复杂。这类燃料元件的摩擦系数只有做专门的实验才能求得。带肋燃料元件的类型颇多, 计算摩擦系数的经验公式又比较繁琐, 因而这里就不一一列举。读者如有需要可查阅文献[2]。

2. 局部压降

气体冷却剂流经截面变化的通道, 或者是气流方向发生变化, 都要造成局部压力变化, 但

是这种局部压力变化,和系统的总压力相比较,往往是很小的,故由此引起的气体密度的变化并不大。在这种情况下,采用气体冷却剂在该局部地区的平均密度 $\bar{\rho}$ 并用计算液体局部压降的公式来计算气体的局部压降,是足够准确的。这样,计算气体局部压降的公式可以表示如下:

$$p_1 - p_2 = \frac{\bar{\rho}(V_2^2 - V_1^2)}{2} + K_e \frac{\bar{\rho}V^2}{2} \quad (4-37)$$

式中: V_1, V_2 为冷却剂在局部地区截面变化之前和变化之后的速度(m/s); K_e 为形阻系数,和液体冷却剂的数值相同; V 是与 K_e 相对应的气体冷却剂的流速(m/s)。平均密度 $\bar{\rho}$ 由理想气体状态方程给出:

$$\bar{\rho} = \frac{\bar{p}}{RT}$$

式中: $\bar{p} = (p_1 + p_2)/2$; T 是气体冷却剂的温度(K)。可以看出,求解气体冷却剂的局部压降同样需要经过多次迭代。

4.2 两相流体的流动压降

多种物相在同一个系统内一起流动称为多相流。空气、水、冰混合物的流动就是多相流的一个例子。在多相流中,各个物相之间均存在着分辨相区的界面。组成多相流的各个物相的化学成分可能相同,也可能不同,通常把组成物相的化学成分称为组分。由相同化学成分组成的多相流称为单组分多相流,否则,则称为多组分多相流。在多相流中最简单的组合是两相流,例如汽水混合物、空气水混合物的流动都是两相流,前者称为单组分两相流,后者称为多组分两相流。某些双组分的流动,由互不混合的一种相所构成,对于这种情况,一般也作为两相流来处理。

两相流可以分为绝热的和非绝热的两种。在动力堆系统内所遇到的基本上都是非绝热的两相流。例如在沸水堆的冷却剂通道内以及在蒸汽发生器的上升管内,都是汽液两相的非绝热流动。在采用液体冷却剂的反应堆内,当流动着的液体冷却剂有一部分发生相变时(从液相变为汽相)也会变成两相流,例如在压水堆内,在正常运行工况下,通常允许燃料元件表面产生过冷沸腾以及在最热通道内发生饱和沸腾;在事故工况下则有更多的冷却剂通道会发生程度不等的饱和沸腾,在这些情况下,冷却剂的流动就由原来的单相流变成两相流了。

两相流的存在明显地改变了冷却剂的传热性能和流动特性,伴随相变所生成的气泡还会减弱冷却剂(兼作慢化剂)的慢化能力。因此,研究两相流对水冷反应堆系统的设计和运行,弄清反应堆的稳态和瞬态特性是非常重要的。熟悉和掌握两相流的变化规律和计算方法,就可以使所设计的反应堆系统具有良好的热工和流体动力学特性,从而避免因对这个问题认识不足而带来的种种问题。

在动力反应堆内,用得最多的液体冷却剂是水,本节将主要探讨汽水两相加热流动。

4.2.1 流型和基本参数

1. 流型和流型图

在受热通道中,汽水混合物的汽相和液相同时流动,可以形成各式各样的形态,即所谓的流动结构,这些流动结构通常就称之为流型。确定两相流的流型与在单相流中区别是层流还

是湍流同样重要。因为在两相流中,流型与系统的压力、流量、含汽量、壁面的热流密度以及通道几何形状和流动方位有着密切的联系,流型的变更通常表征着动量传递和传热特性的改变,因而不同的流型在通道内就会形成不同的流动工况,产生不同的流动压降,不同的传热方式和沸腾临界。

尽管人们通过对两相流的研究已经积累了丰富的知识,但对流型的划分和命名,特别是鉴别从一种流型过渡到另一种的条件,迄今尚未形成统一的看法,往往因人而异。虽然如此,但在垂直加热通道中,一般都公认存在下述四种主要流型(见图 4-8):

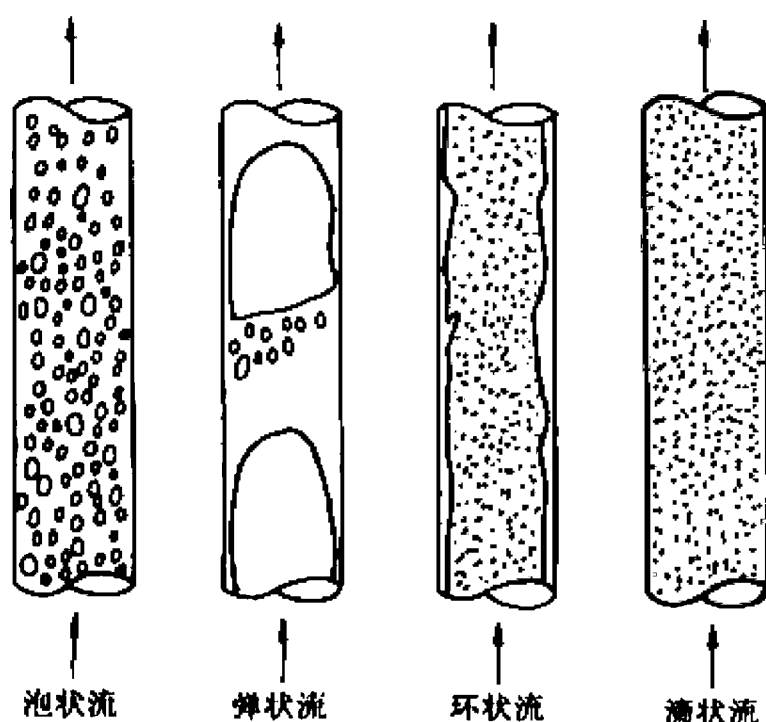


图 4-8 典型的流型图

(1) 泡状流:液相是连续相,汽相以汽泡的形式弥散在液相中,两相同时沿通道流动。这种流型一般发生在过冷沸腾区或饱和沸腾低含汽量区。

(2) 弹状流:也称为塞状流或块状流,它是柱形汽泡和块状液团在通道的中心部分交替出现的流动。这种流动实际上是泡状流向环状流(下面一种流动型式)的过渡阶段,因此弹状流是一种不稳定的过渡流型。它一般出现在饱和沸腾中等含汽量区。

(3) 环状流:在这种流型中,液相在管壁上形成一个环形的连续流,而连续的汽相则在管道的中心部分流动,在液环中还弥散着汽泡,在汽相中也夹带着液滴。这种流型出现在饱和沸腾高含汽量区。如果汽相沿着壁面呈环形连续流,而液相在中心部分流动,则称这种流动结构为反环状流,它是环状流的一个特例,这种流型出现在过冷的稳定膜态沸腾工况。

(4) 滴状流:在这种流型中,通道内的流体变成许多细小的液滴悬浮在蒸汽主流中随着蒸汽流动。而且越接近通道的出口,液滴的数量越少,液滴的尺寸也越小,直到形成单相蒸汽时为止。

判断管内汽液两相流所处的流型可以应用流型分布图。流型分布图是二维的图形,主要是根据试验数据总结而成的,表示各种流型存在的大致范围。在判断垂直上升管的流型中,Hawitt 与 Roberts 的流型分布图(图 4-9)得到较为广泛的应用。此图是在内径为 31.2mm 的管道中,应用压力为 0.14~0.54MPa 的空气水混合物为工质得出的。Bennett 等人应用压力为 3.45~6.9MPa,管径为 12.7mm 的汽水混合物得出的试验结果与上图符合良好,所以该图也适用于上述参数的汽水混合物。坐标参数分别采用各相的折合动量 $\rho_g V_{g0}^2$ 和 $\rho_l V_{l0}^2$,其中 V_{g0} 和 V_{l0} 分别表示汽相和液相的折合速度,折合速度是指当两相混合物中的任一相作为单独流过

整个管道截面时的速度。显然折合动量不能反映流体的物性和通道直径的影响,所以这个流型分布图是很粗略的。从图中可见到,在汽相流速较大和液相流速较小时,将出现环状流型;若汽相流速很小,液相流速较大时,将出现泡状流型。

更为详细的有关流型的划分、命名以及流型分布图等可参看文献[3]。

2. 基本参数

描述单相流体流动的最基本参数为速度、质量流量、密度、压力等。对于两相流体的流动,除这些参数外,还必须引用不同于单相流的一些新的流动参数来进一步加以描述。本节主要讨论与两相流的成分、比例等有关的一些参数,其余参数将在后面的相关章节中再作介绍。

1) 含汽量(或含汽率)

在汽液两相混合物中,定义了三种含汽量,分别称为静态含汽量 x_s , 流动含汽量(或称真实含汽量) x 和热力学平衡含汽量 x_e 。

(1) 静态含汽量 x_s : 静态含汽量 x_s 定义为

$$x_s = \frac{\text{汽液混合物内蒸汽的质量}}{\text{汽液混合物的总质量}} \quad (4-38)$$

如图 4-10 所示,考虑一个长度为 Δz 的体积元,根据上述定义可以写出

$$x_s = \frac{\Delta \rho_g A_g}{\Delta \rho_l A_l + \Delta \rho_g A_g} = \frac{\rho_g A_g}{\rho_l A_l + \rho_g A_g} \quad (4-39)$$

式中的 ρ_g, ρ_l, A_g 和 A_l 分别表示蒸汽的密度,液体的密度,蒸汽占据的截面积和液体占据的截面积。静态含汽量适用于不流动的系统或汽液两相平均流速相同的系统。

(2) 流动含汽量 x : 流动含汽量 x 定义为

$$x = \frac{\text{蒸汽的质量流量}}{\text{汽液混合物的总质量流量}} \quad (4-40)$$

若用 V_g, V_l 分别表示蒸汽的截面平均流速和液体的截面平均流速,则上式又可写成

$$x = \frac{\rho_g V_g A_g}{\rho_l V_l A_l + \rho_g V_g A_g} \quad (4-41)$$

流动含汽量 x 对分析过冷沸腾和烧干后的工况十分有用,因为在这两个区域内,汽液两相间处于热力学不平衡状态,热力学平衡态含汽量(见下面的定义)在这些区域内是不存在的。

根据式(4-41)的定义,对于汽液为同向流动, x 值的变化范围总是 $0 \leq x \leq 1$ 。如果两相为逆向流动,考虑到 V_g 和 V_l 的符号相反,式(4-41)的结果有可能是正值,也有可能是负值, x 值可能的变化范围也扩大到 $-\infty$ 和 $+\infty$ 之间。若式(4-41)分母中乘积 $\rho_g V_g A_g$ 的绝对值大于乘积 $\rho_l V_l A_l$ 的绝对值,则 x 为正值,否则,为负值。

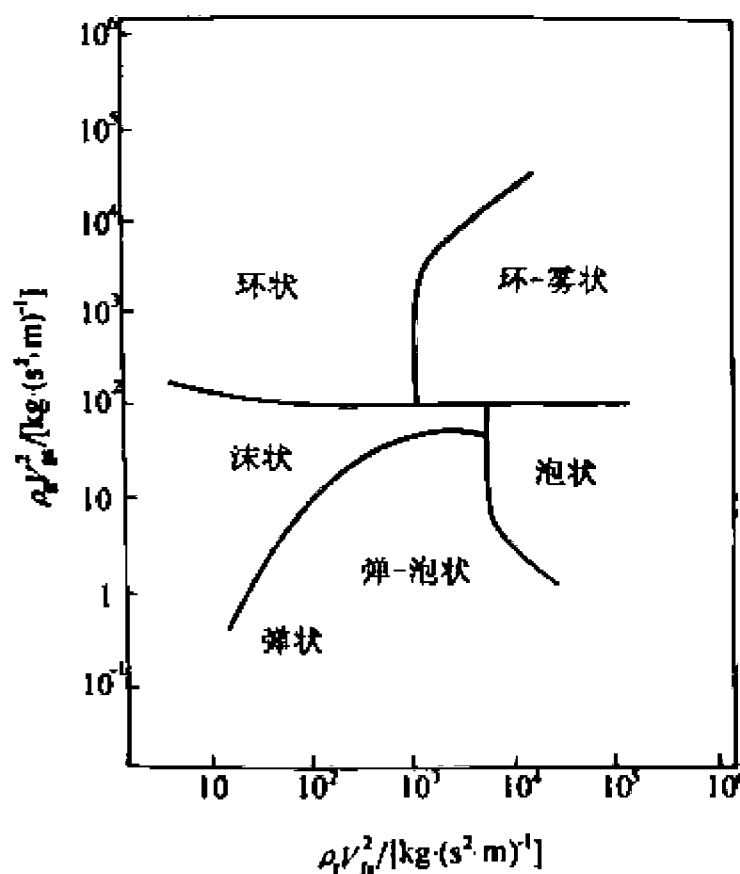


图 4-9 垂直管内的流型分布图

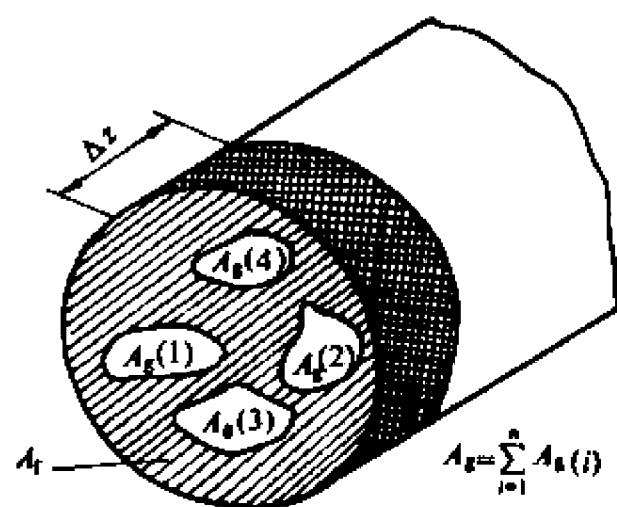


图 4-10 通道内的空泡分布

(3) 平衡态含汽量 x_s : 若汽液两相处于热力学平衡状态, 则 x_s 由下式确定:

$$x_s = \frac{(h - h_{lg})}{h_{lg}} \quad (4-42)$$

式中: h 是汽液两相混合物的比焓; h_{lg} 是饱和液体的比焓; h_{lg} 是汽化潜热。平衡态含汽量可以为负, 也可以为正和大于 1。若 x_s 为负, 则说明流体是过冷的; 若 x_s 大于 1, 则说明流体已为过热蒸汽。

从上面的分析可以看出, 在过冷沸腾区显然 x_s 不等于 x 。

2) 空泡份额 α

空泡份额被 α 定义为蒸汽的体积与汽液混合物总体积的比值, 即

$$\alpha = \frac{U_g}{U_l + U_g} \quad (4-43)$$

式中: U_g 为汽液混合物内蒸汽的体积; U_l 为汽液混合物内液体的体积。

在流动系统中, 在所考虑的区段内的空泡份额 α 是该区段蒸汽的体积与汽液混合物总体积之比。对于长度为 Δz 的微元段 (见图 4-10), 其数学表达式为

$$\alpha = \frac{\Delta z \iint_{A_g} dA}{\Delta z \iint_A dA} = \frac{A_g}{A_g + A_l}$$

因为 $A_g + A_l = A$, 于是上式简化为

$$\alpha = \frac{A_g}{A} \quad (4-44)$$

式中: A_g 为时间平均空泡流通截面积; A 是通道的总流通截面积。由此可见, α 在数值上恰好等于蒸汽所占据的通道截面积的份额。

3) 滑速比 S

在两相流中, 蒸汽的平均速度和液体的平均速度可以相等, 也可以不相等。若其中蒸汽的平均速度是 V_g , 液体的平均速度是 V_l , 则定义 V_g 与 V_l 之比为滑速比 S , 即

$$S = V_g / V_l \quad (4-45)$$

在垂直向上流动的两相系统中, 由于蒸汽的密度小, 受到浮升力的作用, 因而蒸汽的运动速度要比液体的快, 这样在蒸汽和液体之间便产生了相对滑移, 所以 $V_l < V_g$, $S > 1$ 。

如果混合物的总质量流量为 W_t , 则蒸汽的质量流量为 xW_t , 而液体的质量流量为 $(1-x)W_t$, 因为

$$xW_t = A_g V_g \rho_g \quad (1-x)W_t = A_l V_l \rho_l$$

所以

$$V_g = \frac{xW_t}{A_g \rho_g} \quad V_l = \frac{(1-x)W_t}{A_l \rho_l}$$

由此可得滑速比

$$S = \frac{V_g}{V_l} = \frac{x}{1-x} \frac{A_l \rho_l}{A_g \rho_g} \quad (4-46)$$

4) 含汽量、空泡份额和滑速比间的关系

处于静止状态的单位质量的汽液混合物中, 蒸汽的体积等于含汽量 x , 乘上它的比体积 v_g , 而汽液混合物的体积是 $xv_g + (1-x)v_l$, 于是得到

$$\alpha = \frac{xv_g}{xv_g + (1-x)v_l} \quad (4-47)$$

或

$$\alpha = \frac{1}{1 + [(1 - x_s)/x_s](v_l/v_g)} \quad (4-48)$$

式中: v_l 是液体的比体积, v_g 是蒸汽的比体积。式(4-48)给出了 x_s 和 α 之间的关系。它表明, 在系统压力不十分高的情况下, 一个很小的 x_s 值就会导致一个可观的 α 值。但是在高压下, 这个差别将缩小, 在临界压力下, 由于汽相和液相已不能区分, 这时也就不存在 α 的问题了。

对于流动系统, 因为 $\alpha = A_g/(A_g + A_l)$, 于是 $A_l/A_g = (1 - \alpha)/\alpha$, 把 A_l/A_g 的值代入式(4-46), 整理后得到包括滑移影响在内的 α 与 x 之间的关系式

$$\alpha = \frac{1}{1 + \left(\frac{1-x}{x}\right)\left(\frac{v_l}{v_g}S\right)} = \frac{1}{1 + \left(\frac{1-x}{x}\right)\varphi} \quad (4-49)$$

式中 $\varphi = (v_l/v_g)S$ 。

式(4-49)表明, 在压力和含汽量保持不变的情况下, α 值将随着 S 的增加而减小。

把 $V_g = xW_l/(A_g\rho_g)$, $V_l = (1-x)W_l/(A_l\rho_l)$ 代入式(4-39), 则得

$$x_s = \frac{xW_l/V_g}{xW_l/V_g + (1-x)W_l/V_l} \quad (4-50)$$

上式整理后变为

$$\frac{1-x_s}{x_s} = \frac{V_g}{V_l} \cdot \frac{1-x}{x} \quad (4-51)$$

可见当 $S = V_g/V_l = 1$ 时, $x_s = x$ 。

5) 空泡份额、含汽量的计算

空泡份额沿加热通道的分布示于图 4-11。按空泡份额的分布, 通常将它们划分为三个区域。

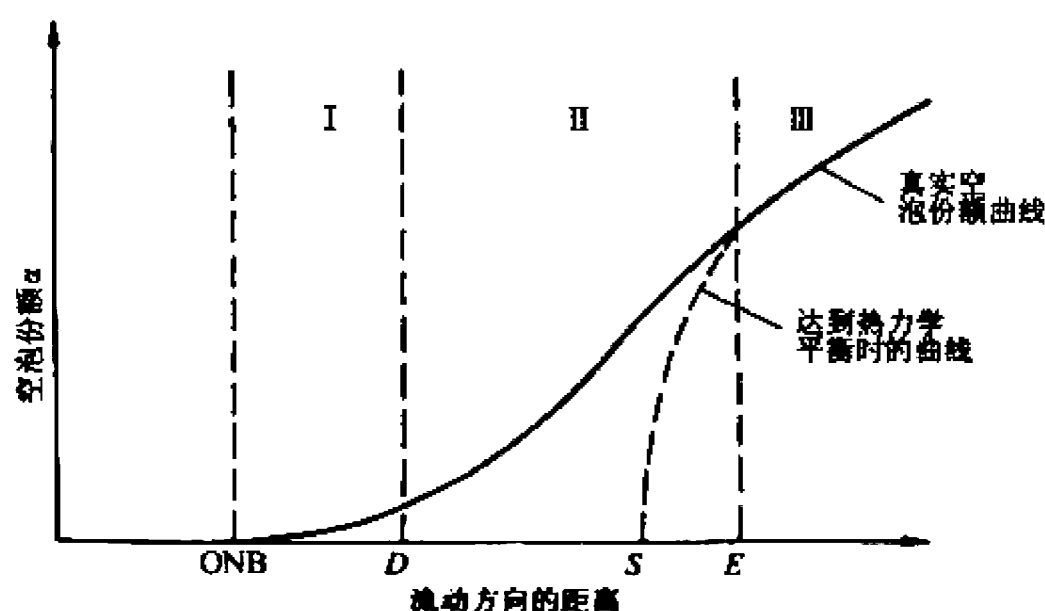


图 4-11 在沸腾区内的空泡份额

过冷沸腾起始点 ONB 和汽泡跃离点 D 间的区域称为高过冷沸腾区。在这一区域内, 液体主流是高度过冷的, 汽泡在加热面上以起沫方式生成, 很稀疏, 并且是贴附在壁面上的, 汽泡长大和消失一般不渗透到主流中去, 在这一区域中产生的蒸汽实质上是一种壁面效应。在许多实际分析中, 该区内空泡的影响一般可略去不计。

从点 D 至点 E 间的区域 II 称为低过冷沸腾区。点 E 为非平衡态过冷真实空泡分布曲线与平衡态饱和沸腾空泡分布曲线的交点, 该点也是过冷沸腾区的终点。在这一区域, 过冷沸腾

充分发展,加热面上生成的汽泡越来越多,汽泡层越积越厚,空泡的作用明显地表现出来。进入主流的汽泡,有些在过冷液芯内会缓慢冷凝消失,也有一部分汽泡还来不及完全冷凝就被带到下游饱和沸腾区,在主流中存在着明显可见的汽泡流,表现出典型的两相流特性,所以过冷沸腾Ⅱ区内的流体应是两相流。

过冷沸腾区的特征是:在该区内,通道任一截面处的汽液两相处于热力学不平衡状态,液相的温度低于系统压力下的饱和温度。在过冷沸腾区存在的空泡称为过冷空泡。过冷沸腾两相流是在过冷液体流入加热通道后,随着流体的继续流动而发生的。

区域Ⅲ是饱和沸腾区。按平衡态模型,它应该从S点开始,但图4-11是按非平衡态模型绘出的,即Ⅲ区从E点开始,只有当流体到达E点时,液相的温度才真正达到饱和值,在E点以前,加热量中有一部分要用于生成过冷空泡,无法保证S点的液体温度达到饱和值,只有在E点以后,加热量的全部才用于生成汽泡,而不需要增加液体的温度,这时汽液两相均处于饱和(温度)状态,也就是液体发生了饱和沸腾。

确定过冷沸腾段内汽泡开始跃离壁面的轴向位置十分重要,因为从这一点开始不能再忽略汽泡的影响,流体应作为两相流处理。汽泡开始跃离壁面的位置和它周围的热工—水力状况有关,通常认为汽泡跃离壁面是当流体达到某一过冷焓时开始的。确定汽泡跃离壁面起始点(或净蒸汽产生点)的方法也有多种,常用的是Zuber和Saha的方法,他们推出的关系式如下:

$$\text{当 } Pe = \frac{GD_s c_{p,l}}{\kappa_l} \leq 70000 \text{ 时,}$$

$$h_b - h_d = 0.0022 \frac{q D_s c_{p,l}}{\kappa_l} \quad (4-52)$$

$$\text{当 } Pe > 70000 \text{ 时,}$$

$$h_b - h_d = 154q/G \quad (4-53)$$

式中: Pe 为贝克来数; G 为质量流密度 [$\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$]; $c_{p,l}$ 为液体的比定压热容 [$\text{J}/(\text{kg} \cdot ^\circ\text{C})$]; κ_l 为液体的热导率 [$\text{W}/(\text{m} \cdot ^\circ\text{C})$]; q 为汽泡跃离点的热流密度 (W/m^2); h_b 为液体的比焓 (J/kg); h_d 为汽泡跃离点流体(即液体)的比焓 (J/kg)。

已知 h_d 后,根据流体沿加热通道得到的热量等于流体的焓升的热平衡方程:

$$q \cdot P_h (z_d - z_m) = GA(h_d - h_m) \quad (4-54)$$

即可求得汽泡跃离点D的轴向位置 z_d 。式中 P_h 为通道的加热周长; z_m 为进口距离; A 为通道的流通面积; h_m 为进口处的流体比焓若 $z_m = 0$, 则式(4-54)变为

$$qP_h z_d = GA(h_d - h_m)$$

Zuber 和 Saha 提出的跃离点后真实含汽量的计算公式为

$$x(z) = \frac{x_s(z) - x_{sd}(z) \exp \{ [x_s(z)/x_{sd}(z)] - 1 \}}{1 - x_{sd}(z) \exp \{ [x_s(z)/x_{sd}(z)] - 1 \}} \quad (4-55)$$

除式(4-49)以外,还有一些关系式可用来计算过冷沸腾区的 α 值^[4]。在过冷沸腾Ⅱ区, Thom 等在压力为 5.17~6.89MPa 时,推出了如下的关系式:

$$\alpha = \frac{\gamma x_m}{1 + x_m(\gamma - 1)} \quad (4-56)$$

γ 是系统压力的函数,当压力 p 为 5.17MPa 时, $\gamma = 16$; 而当 p 为 6.89MPa 时, $\gamma = 10$, x_m 的值由下列方程给出:

$$x_m = (h - h_d)/(h_{gs} - h_d) \quad (4-57)$$

式中: h 为计算点处流体的比焓 (J/kg); h_{gs} 为饱和蒸汽的比焓 (J/kg); h_d 为汽泡跃离点的流体

的比焓(J/kg)。 h_d 用下式计算：

$$h_d = h_{fs} \left(1 - 0.232 \frac{q}{G} \right)$$

式中： q 是热流密度(W/m²)； G 是质量流密度[kg/(m²·h)]； H_f 是饱和液体比焓(J/kg)。
L. S. Tong 用修正的 γ 值把式(4-56)的使用范围外推到 13.79MPa,所推荐的计算 γ 的关系式为

$$\gamma = \exp \left\{ 4.216 \left[\frac{(\gamma - 8.353)^2}{8.353^2 - 1} \right]^{\frac{1}{2}} \right\} \tag{4-58}$$

式中： $y = \ln(p/22.1)$, p 是压力(MPa)。

饱和沸腾区的空泡份额和滑速比都与流型有关,因此饱和沸腾区空泡份额的处理更为复杂。如果假定两相间处于热平衡,又已知平衡态含汽量,那么当滑速比也已知时,空泡份额就可以用相应的关系式计算出来。但滑速比往往预先是不知道的,因而无法计算,为了避开这一困难,也有一些学者提出一些关系式,不需要知道滑速比的数值,而直接给出含汽量与空泡份额的关系。对于泡状流,Bankoff 推荐的关系式为

$$\alpha = \frac{K}{1 + \left(\frac{1 - x_e}{x_e} \right) \frac{\rho_{gs}}{\rho_{fs}}} \tag{4-59}$$

式中： K 是一个量纲为 1 的量, $K = 0.71 + 1.45 \times 10^{-8} p$, p 是压力(Pa)； x_e 是平衡态含汽量； ρ_{fs} 和 ρ_{gs} 分别是饱和液体和饱和蒸汽的密度(kg/m³)。

对于环状流,Martinelli-Nelson 用曲线图的形式给出了不同压力下的 x_e 与 α 的关系(图 4-12)。Thom 根据改进的数据对它作了修正,并提出如下的关系式：

$$\alpha = \frac{\gamma x_e}{1 + x_e(\gamma - 1)} \tag{4-60}$$

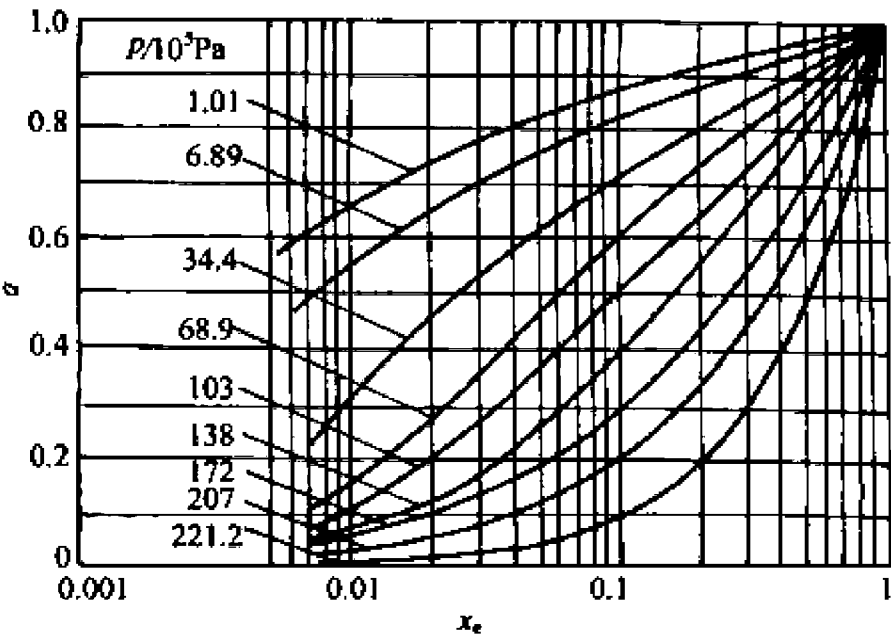


图 4-12 汽水混合物的空泡份额

式中： x_e 表示平衡态含汽量； γ 是一经验常数。表 4-4 给出了 Thom 推荐的 γ 值。

表 4-4 式(4-60)中的 γ 值

压力/MPa	0.10	1.72	4.14	8.62	14.48	20.68	22.12
γ	246.0	40.0	20.0	9.80	4.95	2.15	1.0

Zuber 和 Findlay 由漂移流密度模型^[5]建立的空泡份额关系式为

$$\alpha = 1 / \left\{ C_0 \left[1 + \left(\frac{1-x_e}{x_e} \right) \left(\frac{\rho_{gs}}{\rho_{ls}} \right) \right] + \left(\frac{V_{gs} \rho_{gs}}{x_e G} \right) \right\} \quad (4-61)$$

式中: V_{gs} 为漂移速度(m/s); G 为质量流密度[kg/(m²·s)]; C_0 为气泡浓集度参数。气泡浓集度参数 C_0 由下式计算:

$$C_0 = \beta \left[1 + \left(\frac{1}{\beta} - 1 \right)^b \right] \quad (4-62)$$

式中: $\beta = 1 / \{ 1 + [(1-x_e)/x_e] \rho_{gs} / \rho_{ls} \}$; $b = (\rho_{gs} / \rho_{ls})^{0.1}$ 。而漂移速度则按下式求解:

$$V_{gs} = 2.9 \left[\frac{(\rho_{ls} - \rho_{gs}) \sigma g}{\rho_{ls}^2} \right]^{0.25} \quad (4-63)$$

式中: g 为重力加速度(m/s²); σ 为液体的表面张力(N/m)。

式(4-61)可用于饱和沸腾泡状流及弹状流,也适用于过冷沸腾。在计算过冷沸腾区的真实空泡份额 α 时,式中的 x_e 应用式(4-55)求得真实含汽量 x 替代。

4.2.2 流动压降

对于两相流,特别是沸腾两相流,其流动结构和参数不仅沿通道的轴向和横截面积都有变化,而且还是时间的函数,因而在一般情况下将构成一个非稳态的二维或者三维的流动与换热问题。求解这类问题的难度很大,因此期望能将问题进行适当的简化,找出一个既能进行分析,又要保持两相流重要特性的处理方法。目前大都采用假设两相流体的基本参数仅沿通道的轴向发生变化,按一维稳态问题处理的方法。显然这是一个真实流动情况的概括性简化,这样的假设必然会带来一定的误差,有一定的局限性。尽管这样,如果应用得当,在许多场合简化的一维流动可以使复杂的问题得到简单的处理,而且其结果对实际应用来说仍然具有合理的准确性。

在两相流压降的分析计算中,广为应用的模型有“均匀流模型”和“分离流模型”。均匀流模型假设两相均匀混合,把两相流动看作为某一个具有假想物性的单相流动,该假想物性与每一个相的流体的特性有关。分离流模型则假设两相完全分开,把两相流动看作为各相分开的单独的流动,并考虑相间的作用。本章将采用这两种模型对所要讨论的问题进行分析。

1. 沿等截面直通道的流动压降

1) 一维稳态两相流动量方程

与分析单相流一样,动量方程同样是分析两相流压降的基础。以分离流模型为例,简化的一维两相流动量方程的建立,可通过考察图 4-13 所示的流动系统来进行。分析是在下述假定的基础上进行的:

(1) 两相分开流动,各相均与通道壁面接触,两相间有一公共分界面;

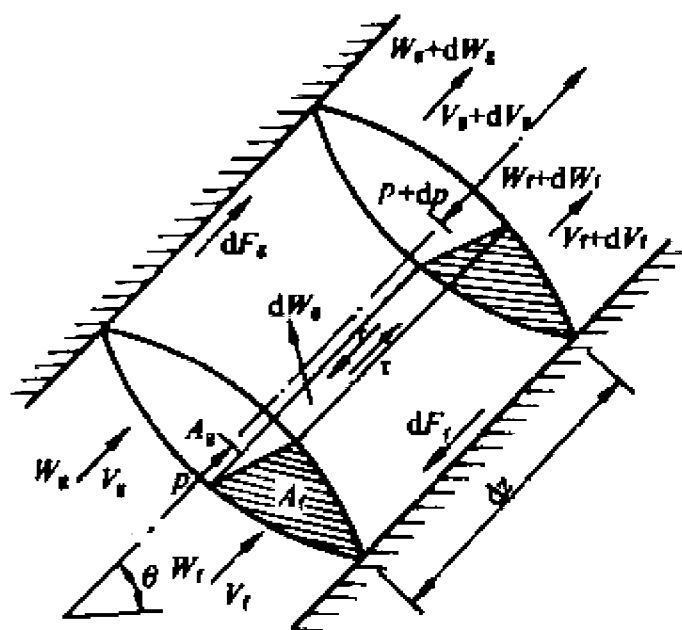


图 4-13 通道体积元的两相流简化模型

(2) 两相间存在质量交换;

(3) 流动是稳定的,在垂直于流动方向的任一截面上,两相均具有各自的平均流速和平均密度,各点的压力相等;

(4) 蒸汽和液体所占据的通道流通面积之和等于通道的总流通面积。

取长度为 dz 的通道体积元,应用动量变化原理,即作用在体积元各相上的力等于该相动量的变化率,对汽相和液相可分别写出相应的动量方程。对汽相

$$pA_g - (p + dp)A_g - dF_g - \tau - A_g dz \rho_g g \sin \theta = (W_g + dW_g)(V_g + dV_g) - W_g V_g - V_g dW_g \quad (4-64)$$

式中:等号左边的前两项 pA_g 和 $-(p + dp)A_g$ 分别为在体积元进出口截面上,作用在汽相上的正压力; $-dF_g$ 是汽相与通道壁面接触的摩擦力; $-\tau$ 是在汽液分界面上,作用在汽相上的剪应力;最后一项 $-A_g dz \rho_g g \sin \theta$ 是体积元中汽相所受重力在流动方向上的分力。上式等号右边为汽相的动量变化率,其中乘积 $-V_g dW_g$ 表示因液相蒸发而引起的汽相动量变化率的附加量。符号 $p, A_g, \rho_g, W_g, V_g, V_l, g, \theta$ 分别表示压力,汽相的流通截面积,汽相的密度,汽相的质量流量,汽相的流速、液相的流速、重力加速度以及通道轴线与水平面间的夹角。式(4-64)化简后得

$$-A_g dp - dF_g - \tau - A_g dz \rho_g g \sin \theta = W_g dV_g + V_g dW_g - V_l dW_g \quad (4-65)$$

对液相,

$$pA_l - (p + dp)A_l - dF_l + \tau - A_l dz \rho_l g \sin \theta = (W_l + dW_l)(V_l + dV_l) - W_l V_l + V_l dW_l$$

其中的符号 W_l, A_l, ρ_l 分别表示液相的质量流量,液相的流通截面积和液相的密度。上式化简后得

$$-A_l dp - dF_l - \tau - A_l dz \rho_l g \sin \theta = W_l dV_l \quad (4-66)$$

考虑到由连续性方程 $W_l + W_g = W_t$ 给出的 $dW_g = -dW_l$,合并式(4-65)和式(4-66)得到

$$-A dp - dF_g - dF_l - g \sin \theta dz (A_l \rho_l + A_g \rho_g) = d(W_l V_l + W_g V_g) \quad (4-67)$$

W_t 是总质量流量, A 是通道的总流通截面积。式(4-67)即为分离流模型的一维稳态两相流动量微分方程。

若作用在各项上的摩擦力用各相所占据的流通截面积表示,则

$$\left. \begin{aligned} (dF_g + \tau) &= -A_g \left(\frac{dp}{dz} \right)_{gf} dz \\ (dF_l - \tau) &= -A_l \left(\frac{dp}{dz} \right)_{ll} dz \end{aligned} \right\} \quad (4-68)$$

$$(dF_l + dF_g) = -A \left(\frac{dp}{dz} \right)_t dz \quad (4-69)$$

其中 $-\left(\frac{dp}{dz} \right)_{gf}$ 、 $-\left(\frac{dp}{dz} \right)_{ll}$ 和 $-\left(\frac{dp}{dz} \right)_t$ 分别表示汽相摩擦压降梯度、液相摩擦压降梯度和总摩擦压降梯度。应用式(4-69)和下列诸关系:

$$W_l = (1 - x)W_t$$

$$V_l = \frac{W_l v_l}{A_l} = \frac{(1 - x)W_t v_l}{A_l} = \frac{(1 - x)W_t v_l}{(1 - \alpha)A} = \frac{(1 - x)Gv_l}{1 - \alpha}$$

$$W_g = xW_t$$

$$V_g = \frac{W_g v_g}{A_g} = \frac{xW_t v_g}{\alpha A} = \frac{xGv_g}{\alpha}$$

式(4-67)重新整理后变为

$$-\frac{dp}{dz} = -\left(\frac{dp}{dz}\right)_f - \left(\frac{dp}{dz}\right)_a - \left(\frac{dp}{dz}\right)_s \quad (4-70)$$

上式是预测两相流压降用得较多的方程,其中

$$-\left(\frac{dp}{dz}\right)_a = \frac{1}{A} \frac{d}{dz}(W_s V_s + W_l V_l) = G^2 \frac{d}{dz} \left[\frac{x^2 v_s}{\alpha} + \frac{(1-x)^2 v_l}{(1-\alpha)} \right] \quad (4-71)$$

$$-\left(\frac{dp}{dz}\right)_s = g \sin \theta \left(\frac{A_s}{A} \rho_s + \frac{A_l}{A} \rho_l \right) = g \sin \theta [\alpha \rho_s + (1-\alpha) \rho_l] \quad (4-72)$$

式(4-70)中等号的左边表示通道内位置 z 处的总压降梯度;等号右边的各项依次表示摩擦压降梯度、加速压降梯度和提升压降梯度。

2) 均匀流模型两相压降表达式

建立均匀流模型两相压降表达式的前提是:

- (1) 汽相和液相的流速相等($S=1$);
- (2) 两相间处于热力学平衡状态;
- (3) 使用规定得恰当的经验摩擦系数。

对于均匀流模型一维稳态流动动量方程可直接由式(4-67)简化得到,其形式如下:

$$-A dp - d\bar{F} - A \bar{\rho} g \sin \theta dz = W d\bar{V} \quad (4-73)$$

式中, $\bar{\rho}$ 和 \bar{V} 分别表示流体的平均密度和平均流速; $d\bar{F}$ 表示壁面摩擦阻力。同式(4-67)一样,式(4-73)也可以写成与式(4-70)完全相同的形式。均匀流的流体密度定义为总质量流量除以总容积流量,于是得到

$$\bar{\rho} = \frac{1}{\bar{v}} = \frac{A_s \rho_s V_s + A_l \rho_l V_l}{A_s V_s + A_l V_l} \quad (4-74)$$

\bar{v} 表示流体的平均比体积,根据前提(1)和(2)式(4-74)变为

$$\bar{\rho} = \frac{1}{\bar{v}} = \frac{A_s \rho_s + A_l \rho_l}{A_s + A_l} = \frac{A_s \rho_s + (A - A_s) \rho_l}{A} = \alpha \rho_s + (1-\alpha) \rho_l \quad (4-75)$$

上式中的 ρ_s, ρ_l 分别表示饱和蒸汽密度和饱和液体密度。利用 x 与 α 间的关系,式(4-75)也可以转换成如下的形式:

$$\begin{aligned} \bar{\rho} &= \frac{1}{\bar{v}} = \frac{1}{x_s v_{gs} + (1-x_s) v_{ls}} \\ \bar{v} &= x_s v_{gs} + (1-x_s) v_{ls} = v_{ls} + v_{lg} x_s \end{aligned} \quad (4-76)$$

这里的 v_{gs}, v_{ls} 分别表示饱和蒸汽比体积和饱和液体比体积, v_{lg} 是饱和蒸汽和饱和液体比体积的差,即 $v_{lg} = v_{gs} - v_{ls}$ 。 $d\bar{F}$ 可由作用在整个通道壁面上的剪应力 $\bar{\tau}$ 表示,

$$d\bar{F} = \bar{\tau} U dz$$

U 是周长, $\bar{\tau}$ 可用摩擦系数 f'_w 写成

$$\bar{\tau} = f'_w \left(\frac{\bar{\rho} \bar{V}^2}{2} \right)$$

联系式(4-69)便得到

$$-\left(\frac{dp}{dz}\right)_f = \frac{1}{A} \frac{d\bar{F}}{dz} = \frac{\bar{\tau} U}{A} = \frac{f'_w U}{A} \frac{\bar{\rho} \bar{V}^2}{2} \quad (4-77)$$

该式称为 Fanning 方程,式中 f'_w 为 Fanning 摩擦系数。对于圆形通道($D=4A/U$)上式变为

$$-\left(\frac{dp}{dz}\right)_f = \frac{2f'_{fp}G^2\bar{v}}{D} \quad (4-78)$$

D 是通道的直径。由式(4-71)对均匀流应有

$$-\left(\frac{dp}{dz}\right)_s = \frac{1}{A} \frac{d}{dz}(W\bar{V}) = G \frac{d\bar{V}}{dz} = G^2 \frac{d\bar{v}}{dz} \quad (4-79)$$

忽略液相的可压缩性由式(4-76)可得

$$\frac{d\bar{v}}{dz} = v_{lg} \frac{dx_e}{dz} + x_e \frac{dv_{gs}}{dp} \left(\frac{dp}{dz}\right)$$

同样由式(4-72)得

$$-\left(\frac{dp}{dz}\right)_s = \rho g \sin\theta = \frac{g \sin\theta}{\bar{v}} \quad (4-80)$$

将式(4-78)、(4-79)、(4-80)代入式(4-70),整理后即得到由均匀流模型导得的通道内两相压降梯度表达式

$$-\frac{dp}{dz} = \left\{ \frac{2f'_{fp}G^2v_{lg}}{D} \left[1 + x_e \left(\frac{v_{lg}}{v_{ls}} \right) \right] + G^2v_{lg} \left(\frac{v_{lg}}{v_{ls}} \right) \frac{dx_e}{dz} + \frac{g \sin\theta}{v_{ls} [1 + x_e(v_{lg}/v_{ls})]} \right\} / \left[1 + G^2x_e \left(\frac{dv_{gs}}{dp} \right) \right] \quad (4-81)$$

在上式中除两相摩擦系数 f'_{fp} 外,其余均为已知量,因此,寻求 f'_{fp} 就成为用式(4-81)求解均匀流两相压降的关键。目前已经发展了一些用来确定两相摩擦系数的方法,其中最简单和最常用的方法是先定义一个合适的混合物的“平均粘性系数” μ ,然后再用标准的摩擦系数关系式进行求解。通常是在 μ 和 x 之间在满足极限条件 $x=0, \mu=\mu_l; x=1, \mu=\mu_g$ 的前提下建立 μ 的关系式。这些关系式可能的形式有:

(1) 由 McAdams 等提出的

$$\frac{1}{\mu} = \frac{x}{\mu_g} + \frac{(1-x)}{\mu_l} \quad (4-82)$$

(2) 由 Cicchitti 等提出的

$$\mu = x\mu_g + (1-x)\mu_l \quad (4-83)$$

(3) 由 Dukler 等提出的

$$\mu = \bar{\rho} [xv_g\mu_g + (1-x)v_l\mu_l] \quad (4-84)$$

假设两相摩擦系数按 Blasius 关系式用粘性系数表示为

$$f'_{fp} = 0.079 \left[\frac{GD}{\mu} \right]^{-0.25} \quad (4-85)$$

如 μ 用式(4-82)求值,则可得到下面的两相摩擦压降梯度的表达式:

$$-\left(\frac{dp}{dz}\right)_f = -\left(\frac{dp}{dz}\right)_0 \left[1 + x_e \left(\frac{v_{lg}}{v_{ls}} \right) \right] \left[1 + x_e \left(\frac{\mu_{lg}}{\mu_{gs}} \right) \right]^{-0.25} \quad (4-86)$$

式中: μ_{lg} 是液相和汽相的粘性系数的差值,即 $\mu_{lg} = \mu_{ls} - \mu_{gs}$; $-(dp/dz)_0$ 表示把整个流体都当作液体时由 Fanning 方程算得的全液相压降梯度,即 $-(dp/dz)_0 = 2f'_0 G^2 v_{ls} / D$, 其中 f'_0 为全液相 Fanning 摩擦系数。式(4-86)写成一般的形式则为

$$-\left(\frac{dp}{dz}\right)_f = -\left(\frac{dp}{dz}\right)_0 \phi_0^2 \quad (4-87)$$

ϕ_0^2 称为两相摩擦压降倍数。比较式(4-86)与式(4-87)得

$$\phi_{fo}^2 = \left[1 + x_e \left(\frac{v_{lg}}{v_{ls}} \right) \right] \left[1 + x_e \left(\frac{\mu_{lg}}{\mu_{ls}} \right) \right]^{-0.25} \tag{4-88}$$

表 4-5 列出了用式(4-88)计算得到的两相摩擦压降倍数 ϕ_{fo}^2 的值。同样,对式(4-83)、式(4-84)也可得到相应的 ϕ_{fo}^2 的表达式,只不过其形式与式(4-88)不同。

表 4-5 用均匀流模型计算的汽水混合物的 ϕ_{fo}^2 值

含汽量/%	压力/($\times 10^5$ Pa)								
	1.01	6.89	34.4	68.9	103	138	172	207	221.2
1	16.21	3.40	1.44	1.19	1.10	1.05	1.04	1.01	1.0
5	67.5	12.18	3.12	1.89	1.49	1.28	1.16	1.06	1.0
10	121.2	21.8	5.06	2.73	1.95	1.56	1.30	1.13	1.0
20	212.2	38.7	7.8	4.27	2.81	2.08	1.60	1.25	1.0
30	292.8	53.5	11.74	5.71	3.60	2.57	1.87	1.36	1.0
40	366	67.3	14.7	7.03	4.36	3.04	2.14	1.48	1.0
50	435	80.2	17.45	8.30	5.08	3.48	2.41	1.60	1.0
60	500	92.4	20.14	9.50	5.76	3.91	2.67	1.71	1.0
70	563	104.2	22.7	10.70	6.44	4.33	2.89	1.82	1.0
80	623	115.7	25.1	11.81	7.08	4.74	3.14	1.93	1.0
90	682	127	27.5	12.9	7.75	5.21	3.37	2.04	1.0
100	738	137.4	29.8	13.98	8.32	5.52	3.60	2.14	1.0

为了计算压降,必须将式(4-81)沿轴向长度积分。但对此式直接积分求解很困难,其处理方法,一般是采用数值积分,按照计算要求分段逐步进行。倘若作一些简化假设,在某些情况下,式(4-81)也可用解析法求解。这些假设是:

- (1) $\left| G^2 x_e \left(\frac{dv_{lg}}{dp} \right) \right| \ll 1$, 即忽略汽相的可压缩性;
- (2) $v_{lg}/v_{ls}, f'_{ip}$ 在所计算的长度内保持常数;
- (3) 在通道的进口 $x_{e, in} = 0$, 且在所计算的长度内 $dx_e/dz = \text{常数}$ 。

根据以上假设由式(4-81)可以导出

$$\Delta p = \frac{2f'_{ip}L_B G^2 v_{ls}}{D} \left[1 + \frac{x_{e, ex}}{2} \left(\frac{v_{lg}}{v_{ls}} \right) \right] + G^2 v_{ls} \left(\frac{v_{lg}}{v_{ls}} \right) x_{e, ex} + \frac{g \sin \theta L_B}{v_{lg} x_{e, ex}} \ln \left[1 + x_{e, ex} \left(\frac{v_{lg}}{v_{ls}} \right) \right] \tag{4-89}$$

式中: L_B 是通道饱和沸腾段的长度; $x_{e, ex}$ 为通道出口处的含汽量。

3) 分离流模型两相压降表达式

建立分离流模型两相压降表达式的前提是:

- (1) 汽相和液相的流速不相等;
- (2) 相间处于热力学平衡状态;
- (3) 应用经验关系式或简化的概念建立两相摩擦压降倍数 ϕ_{fo}^2 和空泡份额 α 的具体表达式。

一维稳态分离流动量微分方程就是前面已经导出的式(4-70)。现将该方程重写于下:

$$-\frac{dp}{dz} = - \left(\frac{dp}{dz} \right)_f + G^2 \frac{d}{dz} \left[\frac{x_e^2 v_{lg}}{\alpha} + \frac{(1-x_e)^2 v_{ls}}{(1-\alpha)} \right] + g \sin \theta [\alpha \rho_v + (1-\alpha) \rho_l] \tag{4-90}$$

与均匀流类似,当把流动看作为全部都是液体时,两相摩擦压降梯度同样能用单相摩擦压降来表示,于是得到

$$-\left(\frac{dp}{dz}\right)_f = -\left(\frac{dp}{dz}\right)_0 \phi_{f0}^2 = \left[\frac{2f'_0 G^2 v_{l0}}{D}\right] \phi_{f0}^2 \quad (4-91)$$

对于式(4-90)中的加速度压降梯度项,若忽略液相的可压缩性,其微分部分的展开式为

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} \left[\frac{x_e^2 v_{gs}}{\alpha} + \frac{(1-x_e)^2 v_{ls}}{(1-\alpha)} \right] &= \frac{dx_e}{dz} \left\{ \left[\frac{2x_e v_{gs}}{\alpha} - \frac{2(1-x_e) v_{ls}}{(1-\alpha)} \right] \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial x_e} \right)_p \left[\frac{(1-x_e)^2 v_{ls}}{(1-\alpha)^2} - \frac{x_e^2 v_{gs}}{\alpha^2} \right] \right\} \\ &\quad + \frac{dp}{dz} \left\{ \frac{x_e^2}{\alpha} \frac{dv_{gs}}{dp} + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial p} \right)_x \cdot \left[\frac{(1-x_e)^2 v_{ls}}{(1-\alpha)^2} - \frac{x_e^2 v_{gs}}{\alpha^2} \right] \right\} \quad (4-92) \end{aligned}$$

合并式(4-90)、(4-91)和(4-92)得到

$$\begin{aligned} -\frac{dp}{dz} &= \left\{ \frac{2f'_0 G^2 v_{l0}}{D} \phi_{f0}^2 + G^2 \frac{dx_e}{dz} \left[\frac{2x_e v_{gs}}{\alpha} - \frac{2(1-x_e) v_{ls}}{(1-\alpha)} \right] \right. \\ &\quad \left. + \frac{d\alpha}{dx_e} \left[\frac{(1-x_e)^2 v_{ls}}{(1-\alpha)^2} - \frac{x_e^2 v_{gs}}{\alpha^2} \right] \right\} + g \sin \theta [\rho_{gs} \alpha + \rho_{ls} (1-\alpha)] \\ &\quad / \left\{ 1 + G^2 \left[\frac{x_e^2}{\alpha} \left(\frac{dv_{gs}}{dp} \right) + \frac{d\alpha}{dp} \left[\frac{(1-x_e)^2 v_{ls}}{(1-\alpha)^2} - \frac{x_e^2 v_{gs}}{\alpha^2} \right] \right] \right\} \quad (4-93) \end{aligned}$$

上式即是由分离流模型导出的通道内两相压降梯度的表达式。

和式(4-81)一样,式(4-93)只能用数值积分求解。但在作了某些简化性假设之后,也可以求其解析解。这些假设是

- (1) $\left| G^2 \left\{ \frac{x_e^2}{\alpha} \left(\frac{dv_{gs}}{dp} \right) + \frac{d\alpha}{dp} \left[\frac{(1-x_e)^2 v_{ls}}{(1-\alpha)^2} - \frac{x_e^2 v_{gs}}{\alpha^2} \right] \right\} \right| \ll 1$, 即汽相的可压缩性也被忽略;
- (2) v_{gs} 、 v_{ls} 和 f'_0 在所计算的积分区间保持常数;
- (3) 在通道进口处 $x_{e,in}=0$, 沿通道长度 x_e 为线性变化 ($dx_e/dz=\text{常数}$)。

得到的关系式为

$$\begin{aligned} \Delta p &= \frac{2f'_0 G^2 L_B v_{l0}}{D} \left[\frac{1}{x_{e,ex}} \int_0^{x_{e,ex}} \phi_{f0}^2 dx_e \right] + G^2 v_{l0} \left[\frac{x_{e,ex}^2}{\alpha_{ex}} \left(\frac{v_{gs}}{v_{l0}} \right) + \frac{(1-x_{e,ex})^2}{(1-\alpha_{ex})^2} - 1 \right] \\ &\quad + \frac{L_B g \sin \theta}{x_{e,ex}} \int_0^{x_{e,ex}} [\rho_{gs} \alpha + \rho_{ls} (1-\alpha)] dx_e \quad (4-94) \end{aligned}$$

为了应用式(4-93)和(4-94)计算压降,尚需建立表示 ϕ_{f0}^2 以及 α 的关系式。对于汽水加热系统,大多采用 Martinelli-Nelson 关系式求解 ϕ_{f0}^2 和 α 。这些关系式是作为 x_e 和 p 的函数以曲线图的形式给出的,如图 4-14 和图 4-12 所示。为了应用方便起见,已用图 4-14 中的曲线计算了积分项 $\left[\frac{1}{x_{e,ex}} \int_0^{x_{e,ex}} \phi_{f0}^2 dx_e \right]$ 。对于均匀加热的汽水两相流,在通道进口含汽量为零的情况下,该项的积分结果示于图 4-15;加速压降项中的 $\left[\frac{x_{e,ex}^2}{\alpha_{ex}} \left(\frac{v_{gs}}{v_{l0}} \right) + \frac{(1-x_{e,ex})^2}{(1-\alpha_{ex})^2} - 1 \right]$ 用 r_2 表示,也已利用图 4-12 中的空泡份额的值将其求出,并作为压力 p 和出口含汽量 $x_{e,ex}$ 的函数示于图 4-16。 r_2 也称为加速压降倍数。

Baroczy 提出了一个包括质量流密度对压降影响的更通用的经验关系式。他的关系式是用两组曲线表示的:

Baroczy 提出了一个包括质量流密度对压降影响的更通用的经验关系式。他的关系式是用两组曲线表示的:

第一组是把两相摩擦压降倍数 ϕ_0^2 作为物性指数 $(\mu_{ls}/\mu_{gs})^{0.2}/(\rho_{ls}/\rho_{gs})$ 的函数,以 x_e 作为参量,并以质量流密度 $G=4.88\times 10^6\text{ kg}/(\text{m}^2\cdot\text{h})$ 为基准而绘成的曲线,如图 4-17 所示。

第二组是两相摩擦压降倍数与含汽量、物性指数和质量流密度的函数关系曲线,如图4-18所示。在 G 的数值不是 $4.88\times 10^6\text{ kg}/(\text{m}^2\cdot\text{h})$,就要用这个比值来乘上从图 4-17 所查得的 ϕ_0^2 ,从而求出在该质量流密度下的 ϕ_0^2 值。如果质量流密度的数值不等于如图 4-17、4-18 中所注明的五种质量流密度,则可用线性内插得到,或按照以下的规定作近似处理:

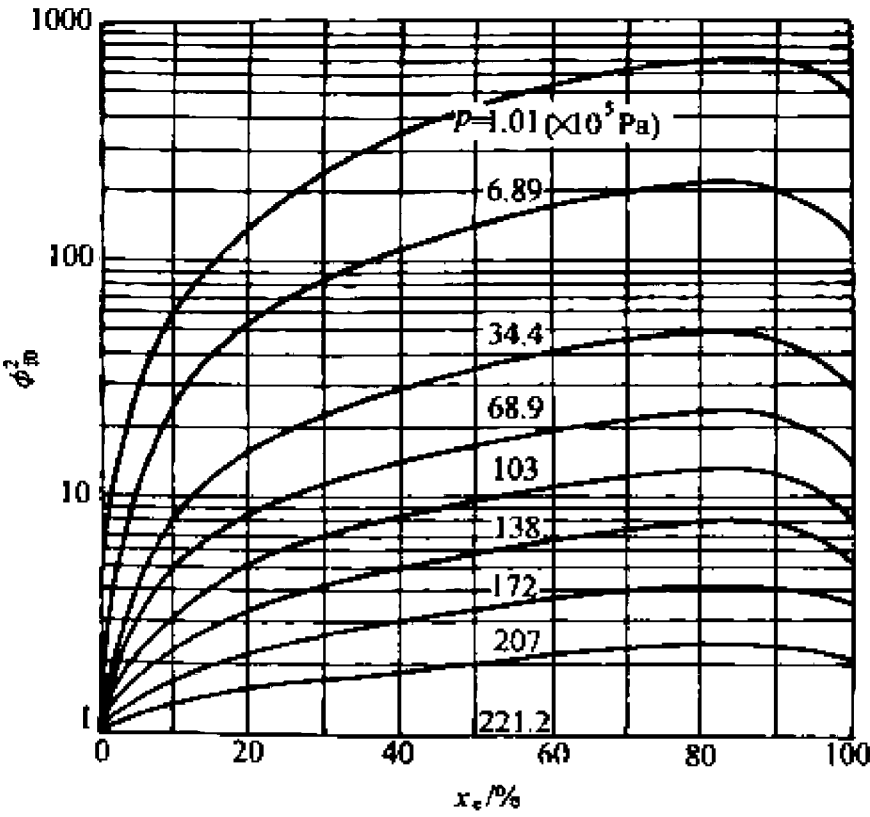


图 4-14 ϕ_0^2 与 x_e 和 p 之间的关系

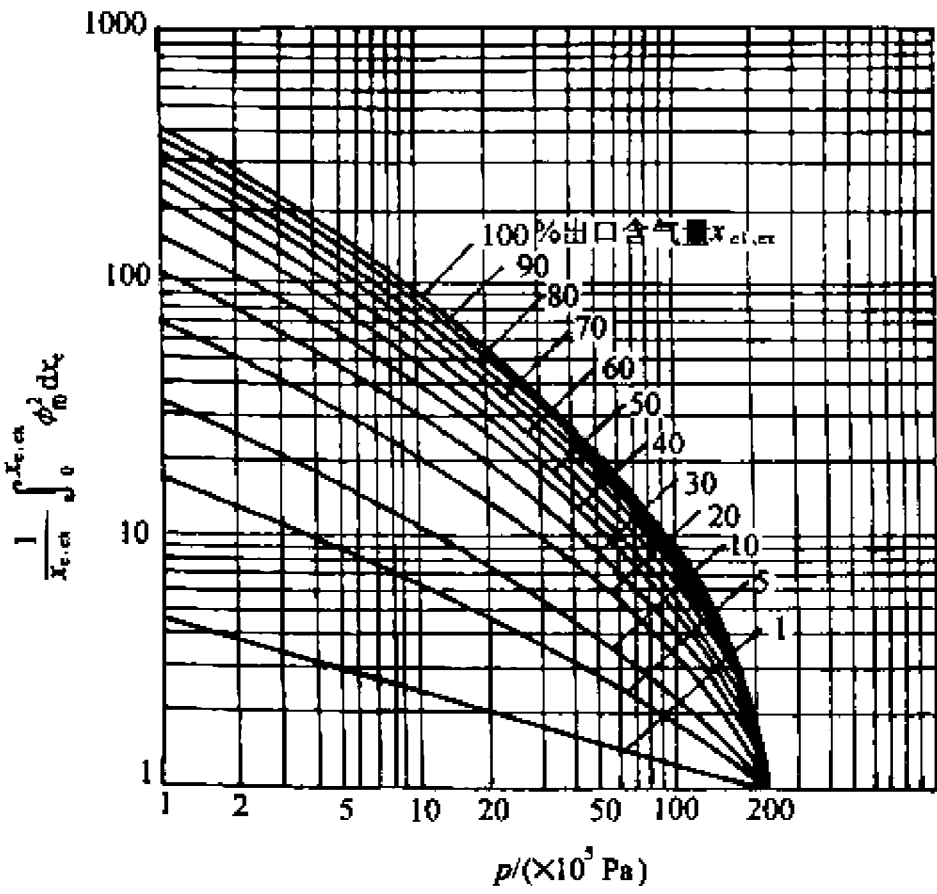


图 4-15 $\frac{1}{x_{e,ex}} \int_0^{x_{e,ex}} \phi_0^2 dx_e$ 与 $x_{e,ex}$ 和 p 之间的关系

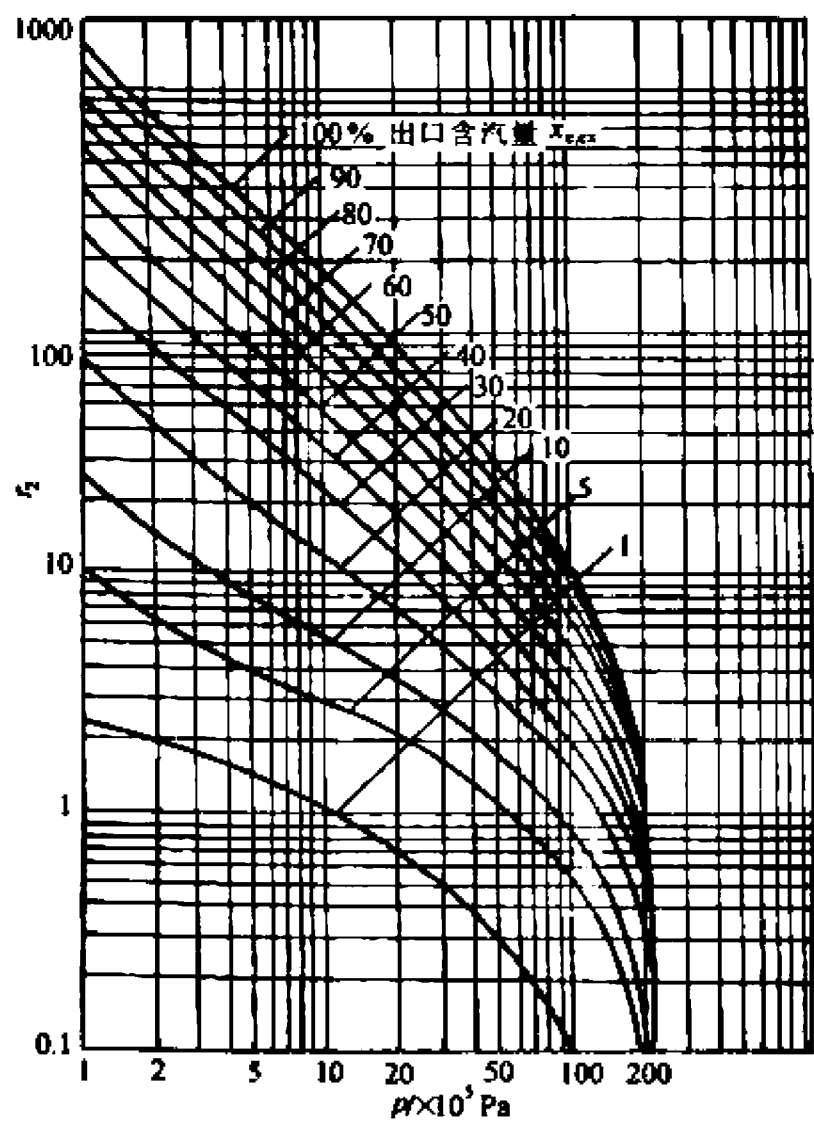


图 4-16 f_z 与 x_{out} 和 p 之间的关系

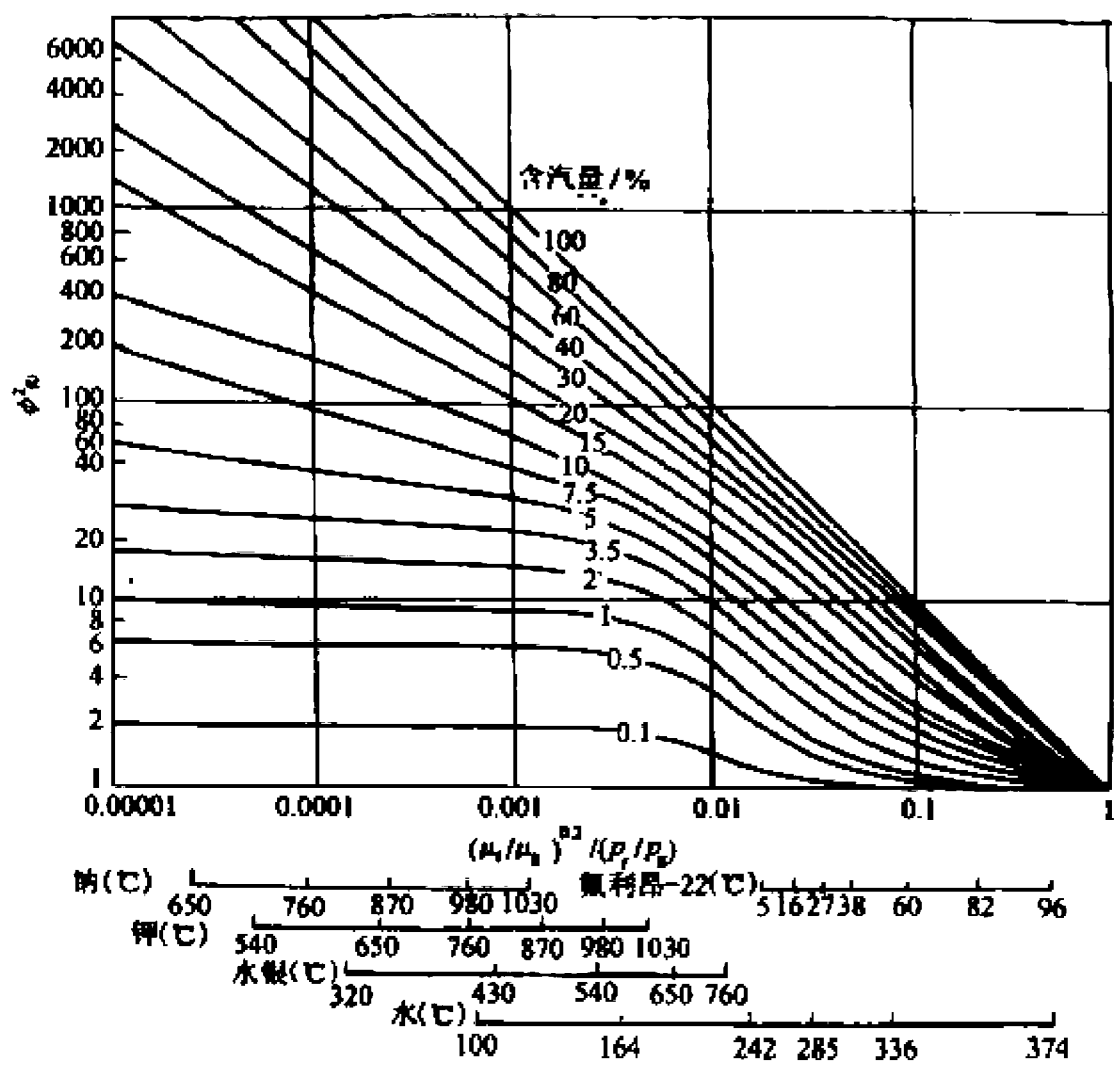


图 4-17 在 $G=4.88 \times 10^4 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{h})$ 时的两相摩擦压降倍数

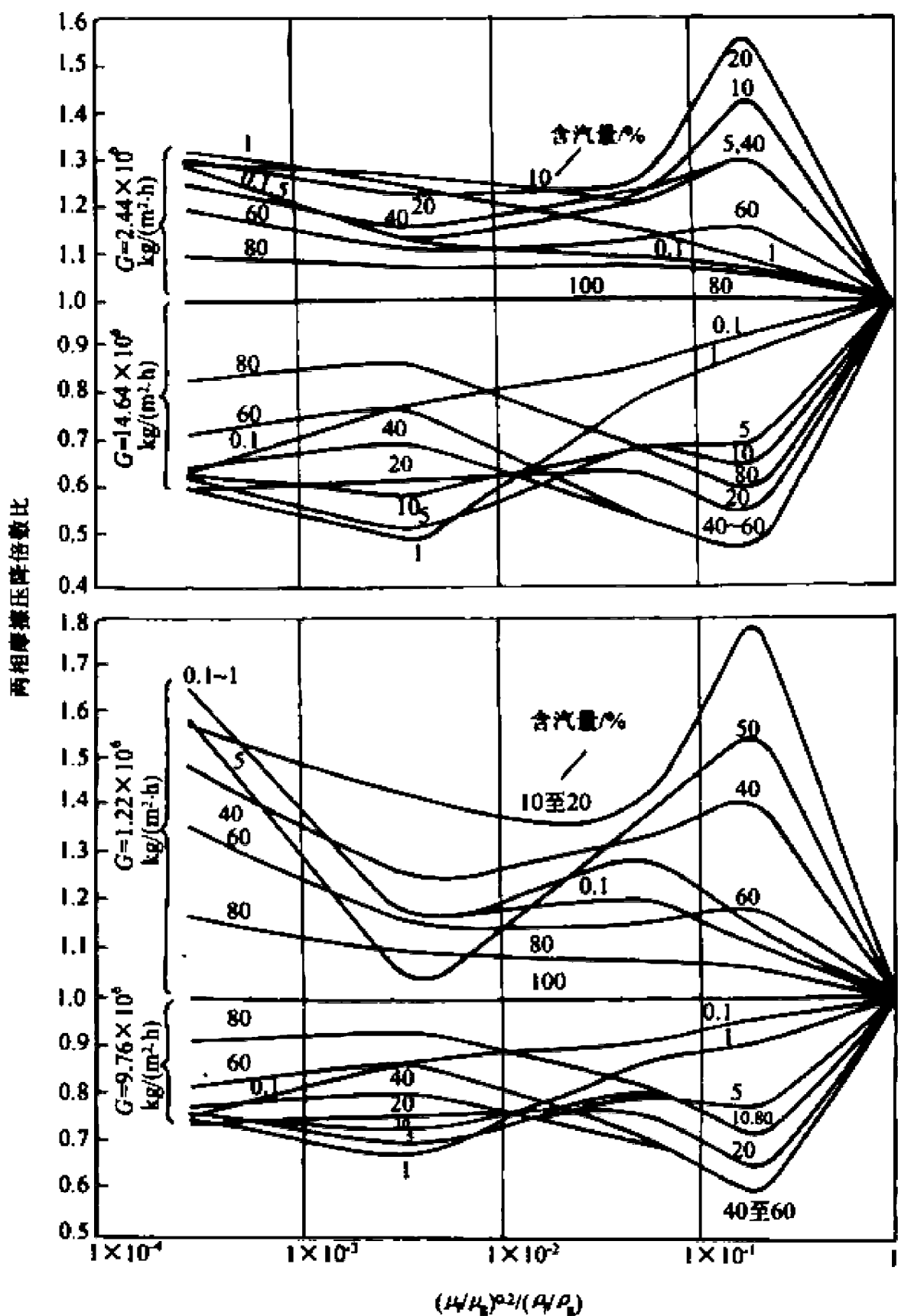


图 4-18 质量流密度对 ξ 的修正与物性指数的关系

若质量流密度为 $2.88 \times 10^5 \sim 7.2 \times 10^5 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{h})$, 可直接应用图 4-17 而无需再进行修正;
当 $G = 7.2 \times 10^5 \sim 10.8 \times 10^5 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{h})$ 时, 取 $9.76 \times 10^5 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{h})$ 一组修正曲线;
当 $G \geq 10.8 \times 10^5 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{h})$ 时, 取 $14.64 \times 10^5 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{h})$ 一组修正曲线;
当 $G = 1.8 \times 10^5 \sim 2.88 \times 10^5 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{h})$ 时, 取 $2.44 \times 10^5 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{h})$ 一组修正曲线;
当 $G \leq 1.8 \times 10^5 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{h})$ 时, 取 $1.22 \times 10^5 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{h})$ 一组修正曲线。

Baroczy 的关系式也可应用于诸如液态金属(钾、钠、水银)和制冷剂(氟利昂-22)等流体。

由于在过冷沸腾流动和饱和沸腾流动之间并没有本质的物理区别, 并且在过冷沸腾区与沸腾区边界处的任一特性参数都是连续的, 因此在已知过冷沸腾真实含汽量 x 、空泡份额 α 和

两相摩擦压降倍数 ϕ_k^2 时,同样可用式(4-81)或式(4-93)来计算过冷沸腾压降梯度。

2. 局部压降

在反应堆系统内,经常会遇到流通截面发生变化的情况,例如当两相流体流进、流出冷却剂通道,流过燃料组件定位架、孔口等部位都属于这种情况。这些局部压降计算的准确性,也会明显地影响反应堆设计的可靠性和经济性。目前对束流部位前后总的动量与动能还不可能用纯理论分析来计算,因为不同流型的速度的分布以及汽液两相间平衡的程度一般都是不知道的,因此处理两相流局部压降只能采用半经验或经验的方法。

1) 截面突然扩大

考察一截面突然扩大的两相流(见图4-3),假设 $(A_2 - A_1)$ 环形面积上的通道壁对流体的作用力是 $p_1(A_2 - A_1)$,忽略沿程摩擦阻力和重力,于是流体在截面扩大前后的动量方程为

$$p_1 A_2 + W_{f,1} V_{f,1} + W_{g,1} V_{g,1} = p_2 A_2 + W_{f,2} V_{f,2} + W_{g,2} V_{g,2} \quad (4-95)$$

式中: p 是压力(Pa); W 是质量流量(kg/s); A 是流通截面积(m^2); V 是流速(m/s)。下标 f, g 分别表示液体和蒸汽; 1 和 2 表示面积变化前和面积变化后的工况。由连续性方程

$$\left. \begin{aligned} W_f &= (1-x)W_1 = (1-\alpha)\rho_f A V_f \\ W_g &= xW_1 = \alpha\rho_g A V_g \end{aligned} \right\} \quad (4-96)$$

可得

$$\begin{aligned} W_{f,1} &= W_{f,2} = (1-x)W_1 \\ W_{g,1} &= W_{g,2} = xW_1 \\ V_{f,1} &= \frac{1-x}{1-\alpha} \frac{W_1}{\rho_f A_1} & V_{f,2} &= \frac{1-x}{1-\alpha} \frac{W_1}{\rho_f A_2} \\ V_{g,1} &= \frac{x}{\alpha} \frac{W_1}{\rho_g A_1} & V_{g,2} &= \frac{x}{\alpha} \frac{W_1}{\rho_g A_2} \end{aligned}$$

上面的 W_1 是流体的总质量流量,这里的 x 同样也表示 x_e 。把截面变化前和截面变化后的 W_1, W_g, V_f, V_g 值代入式(4-95),整理后得到

$$p_1 - p_2 = W_1^2 \left\{ \frac{(1-x)^2}{\rho_f} \left[\frac{1}{(1-\alpha)^2 A_1^2} - \frac{1}{(1-\alpha) A_1 A_2} \right] + \frac{x^2}{\rho_g} \left(\frac{1}{\alpha^2 A_2^2} - \frac{1}{\alpha A_1 A_2} \right) \right\} \quad (4-97)$$

如果假定截面变化前后流体没有相的变化,空泡份额相同,即 $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$,这样式(4-97)便简化为

$$p_1 - p_2 = \frac{W_1^2}{\rho_f} \left(\frac{1}{A_2^2} - \frac{1}{A_1 A_2} \right) \left[\frac{(1-x)^2}{(1-\alpha)} + \left(\frac{\rho_f}{\rho_g} \right) \frac{x^2}{\alpha} \right] \quad (4-98)$$

或写成

$$p_1 - p_2 = W_1^2 v_f \left(\frac{1}{A_2^2} - \frac{1}{A_1 A_2} \right) \left[\frac{(1-x)^2}{(1-\alpha)} + \left(\frac{v_g}{v_f} \right) \frac{x^2}{\alpha} \right] \quad (4-99)$$

对于均匀流上式变为

$$p_1 - p_2 = W_1^2 v_f \left(\frac{1}{A_2^2} - \frac{1}{A_1 A_2} \right) \left[1 + \left(\frac{v_g}{v_f} \right) x \right] \quad (4-100)$$

因为 $A_1 < A_2$, 式(4-99)、(4-100)等号右边是负值,所以 $p_1 < p_2$ 。这说明两相流在流经突然扩大的截面时,和单相流中的情况一样,静压力也有一个净的回升。将式(4-99)或式(4-100)与

式(4-21)相比较可以清楚地看到,在相同质量流量和相同流道截面积条件下,两相流所引起的压力回升要比单相流的大。而且空泡份额越高,压力回升也越大。若 $x=0, \alpha=0$ 则式(4-99)、(4-100)就变成适用于单相流的式(4-21)了。从两相流所得的结果与整个流动被假定为单相流时的结果相比,不难看出,方括号这一项相当于两相局部压降倍数。

截面突然扩大的局部压力损失项(两相形阻压降) $\Delta p_{e, \text{tp}}$, 可通过在截面 1-1 和截面 2-2 之间建立流体的能量方程而求得

$$(p_1 - p_2)[W_g v_g + W_l v_l] = W_l dE + \frac{1}{2} W_g (V_{g,2}^2 - V_{g,1}^2) + \frac{1}{2} W_l (V_{l,2}^2 - V_{l,1}^2) \quad (4-101)$$

式中的 dE 表示单位质量流体机械能的耗散(机械能转变为热能)。利用式(4-96)中的诸关系,并假设 $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$, 式(4-101)整理后变为

$$p_1 - p_2 = \frac{dE}{[xv_g + (1-x)v_l]} - \frac{W_l^2 \left[\frac{1}{A_1^2} - \frac{1}{A_2^2} \right] \left[\frac{x^3 v_g^2}{\alpha^2} + \frac{(1-x)^3 v_l^2}{(1-\alpha)^2} \right]}{2[xv_g + (1-x)v_l]} \quad (4-102)$$

式(4-102)等号右边的第一项代表截面突然扩大的局部压力损失项。联立式(4-99)和式(4-102)就可以求得

$$\Delta p_{e, \text{tp}} = \frac{dE}{[xv_g + (1-x)v_l]} = W_l^2 \left(\frac{1}{A_1^2} - \frac{1}{A_2^2} \right) \left\{ \left(1 + \frac{A_1}{A_2} \right) \left[\frac{x^3 v_g^2}{\alpha^2} + \frac{(1-x)^3 v_l^2}{(1-\alpha)^2} \right] \right. \\ \left. - \frac{A_1}{A_2} \left[\frac{x^2 v_g}{\alpha} + \frac{(1-x)^2 v_l}{(1-\alpha)} \right] \right\} \quad (4-103)$$

对于均匀流,该项为

$$\Delta p_{e, \text{tp}} = \frac{W_l^2}{2A_2^2} \left(1 - \frac{A_1}{A_2} \right)^2 v_l \left[1 + \left(\frac{v_{lg}}{v_l} \right) x \right] \quad (4-104)$$

当 $x=0$ 时,上式可化为单相局部形阻压降公式[即式(4-20)]。

2) 截面突然缩小

对于截面突然缩小的情况,流体在最小断面(参看图 4-4)之前,流体为收缩的加速流动,部分压力能转变为动能;但在越过最小断面后,流体的流动就转变为与截面突然扩大的相似的流动。对于这种情况,一般认为压力损失集中发生在流体扩大的一段内,在收缩断面前几乎没有压力损失。若用 A_0 代替 A_1 ,把式(4-99)和式(4-102)应用到截面 0-0 至截面 2-2 流体扩大段内,可求得分离流在流经截面突然缩小时的压力损失 $\Delta p_{e, \text{tp}}$, 其结果表达式与式(4-103)相同,只不过式中的 A_1 要换为 A_0 。对于均匀流这一压力损失项变为

$$\Delta p_{e, \text{tp}} = \frac{W_l^2}{2A_2^2} \left(\frac{A_2}{A_0} - 1 \right)^2 v_l \left[1 + \left(\frac{v_{lg}}{v_l} \right) x \right] \quad (4-105)$$

截面突然缩小的流体压力变化,应由动能变化而引起的加速压降与压力损失之和给出。对于均匀流

$$p_1 - p_2 = \frac{W_l^2 v_l}{2A_2^2} \left\{ \left(\frac{A_2}{A_0} - 1 \right)^2 + \left[1 - \left(\frac{A_2}{A_1} \right)^2 \right] \right\} \cdot \left[1 + \left(\frac{v_{lg}}{v_l} \right) x \right] \quad (4-106)$$

A_0 的大小与 A_2/A_1 的值有关,对于单相湍流, Perry 推荐值如下:

A_2/A_1	0	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0
A_0/A_2	0.586	0.598	0.625	0.686	0.790	1.0

有关汽水两相流的大量实验表明,由均匀流模型给出的结果与实验数据符合得较好。由于 $A_0 < A_2 < A_1$, 式(4-106)等号右边为正值,因而 $p_2 < p_1$ 。这说明截面突然缩小时,与单相流一样,在两相流中也导致流体静压力的下降。

3) 孔板

孔板可以用来测量两相流的流量;用经过标定的孔板还可以在测量压差的基础上测定汽液混合物的含汽量。孔板的结构简单,性能稳定,可以用来解决热力设备设计中的稳定性和均匀性等问题。

众所周知,单相流体(液体、气体或蒸气)流经孔板的质量流量与所产生的压降之间存在下列关系:

$$W_l = A' \sqrt{2\rho_l \Delta p_l} \tag{4-107}$$

和
$$W_g = A' \sqrt{2\rho_g \Delta p_g} \tag{4-108}$$

式中: W 是质量流量; ρ 是密度; Δp 是压降; 下标 l 和 g 分别表示液体和蒸汽(气体); A' 由下式给出:

$$A' = C \frac{A_0}{\sqrt{1 - (A_0/A)^2}} \tag{4-109}$$

式中: A_0 和 A 分别为孔板和通道的流通截面积(图 4-19); C 称为流量系数,其值由实验确定。

在与上述单相液体和单相蒸汽质量流量相同的两相流中,类似的液相和汽相的表达式可分别写成

$$W_l = A'_l \sqrt{2\rho_l \Delta p_{l,\varphi}} \tag{4-110}$$

和
$$W_g = A'_g \sqrt{2\rho_g \Delta p_{g,\varphi}} \tag{4-111}$$

式中: $\Delta p_{l,\varphi}$ 和 $\Delta p_{g,\varphi}$ 分别表示由液相和汽相引起的两相压降; A'_l 和 A'_g 分别为

$$A'_l = C \frac{A_{0l}}{\sqrt{1 - (A_0/A)^2}} \tag{4-112}$$

和
$$A'_g = C \frac{A_{0g}}{\sqrt{1 - (A_0/A)^2}} \tag{4-113}$$

式中的 A_{0l} 和 A_{0g} 分别为液相和汽相在孔板内所占据的流通截面积。把式(4-112)和式(4-113)相加得到

$$A'_l + A'_g = C \frac{A_{0l} + A_{0g}}{\sqrt{1 - (A_0/A)^2}} \tag{4-114}$$

因为 $A_{0l} + A_{0g} = A_0$, 比较式(4-109)和式(4-114)得到

$$A'_l + A'_g = A' \tag{4-115}$$

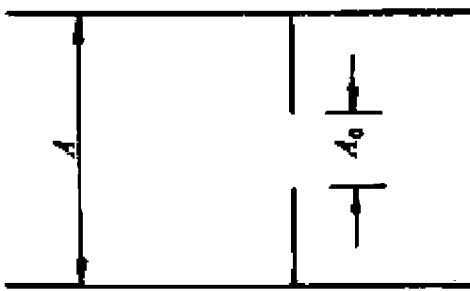


图 4-19 装有薄片型孔板的通道

合并式(4-107), (4-108), (4-110)和(4-111), 并利用式(4-115)中的关系, 就可以得到下列关系式:

$$\frac{\sqrt{\Delta p_l}}{\sqrt{\Delta p_{l, tp}}} + \frac{\sqrt{\Delta p_g}}{\sqrt{\Delta p_{g, tp}}} = 1$$

因为流经孔板时的 $\Delta p_{l, tp}$ 和 $\Delta p_{g, tp}$ 都必须等于两相压降 Δp_{tp} , 亦即 $\Delta p_{l, tp} = \Delta p_{g, tp} = \Delta p_{tp}$ 于是上式就简化为

$$\sqrt{\Delta p_{tp}} = \sqrt{\Delta p_l} + \sqrt{\Delta p_g} \quad (4-116)$$

实验结果表明, 在孔板处的两相流的实际压降要比用式(4-116)算出的结果要大。有些学者根据对汽液、气液不同的两相混合物所得到的实验数据认为把式(4-116)修改为如下形式更为合理:

$$\sqrt{\Delta p_{tp}} = 1.26\sqrt{\Delta p_l} + \sqrt{\Delta p_g} \quad (4-117)$$

4.2.3 一回路内的流动压降

上面我们讨论了流体在系统中任意给定的两个流通截面之间的压降计算方法。在反应堆的热工水力分析中, 除了需要计算系统中各点的冷却剂的压力数值之外, 往往还需要知道冷却剂在反应堆一回路系统内循环流动时的总压降。例如在计算冷却剂循环泵所消耗的功率, 以及确定堆的自然循环能力时都需要总压降的数值。

计算反应堆回路的总压降通常采取的步骤是, 首先根据流体在回路中的受热情况(加热、冷却、等温)把回路划分为若干段, 算出每一段内的各类压降之和, 然后再把各段的压降相加, 即得到整个回路的总压降。假设把回路划分成*i*段, 则总压降的数学表达式可以写成

$$\Delta p_t = \sum_i (\Delta p_{d,i} + \Delta p_{s,i} + \Delta p_{l,i} + \Delta p_{c,i}) \quad (4-118)$$

或者

$$\Delta p_t = \sum_i \Delta p_{d,i} + \sum_i \Delta p_{s,i} + \sum_i \Delta p_{l,i} + \sum_i \Delta p_{c,i} \quad (4-119)$$

式(4-119)左边的 Δp_t 表示回路中的总压降, 右边的各项依次表示回路中的提升压降、加速压降、摩擦压降、局部压降的总和。对于闭合回路来说, 系统中所产生的加速压降之和为零。即 $\sum_i \Delta p_{s,i} = 0$ 。这样式(4-119)就变成

$$\Delta p_t = \sum_i \Delta p_{d,i} + \sum_i \Delta p_{l,i} + \sum_i \Delta p_{c,i} \quad (4-120)$$

[例题 4-2] 设有一长度 $L_v = 1.2\text{m}$ 的垂直沸腾通道, 其横截面为 $l_1 \times l_2 = 0.1\text{m} \times 0.13\text{m}$, 只在它宽边的两个面上均匀加热, 平均热流密度 $\bar{q} = 10^6 \text{W/m}^2$ 。通道的运行压力 $p = 8.5927\text{MPa}$, 进入通道内的水是饱和水, 流速为 $V_m = 1.2\text{m/s}$ 。试用均匀流模型计算通道内的流动压降。

解: 计算中所用的物性参数, 可由附录表Ⅲ-1中查得。在 $p = 8.5927\text{MPa}$ 、饱和温度 $t_s = 300^\circ\text{C}$ 下查表得物性参数为:

饱和水的密度 $\rho_{ls} = 1/v_{ls} = 1/0.0014041 = 712.20\text{kg/m}^3$, 饱和水的粘性系数 $\mu_{ls} = 856.4 \times 10^{-7} \text{Pa} \cdot \text{s}$, 饱和蒸汽的密度 $\rho_{gs} = 1/v_{gs} = 1/0.02165 = 46.19\text{kg/m}^3$ 。饱和蒸汽的粘性系数 $\mu_{gs} =$

$195.3 \times 10^{-7} \text{ Pa} \cdot \text{s}$, 饱和水比焓 $h_{\text{ls}} = 1.345 \times 10^6 \text{ J/kg}$, 饱和蒸汽的比焓 $h_{\text{gs}} = 2.75 \times 10^6 \text{ J/kg}$ 。

通道的当量直径 D_e 为

$$D_e = \frac{4l_1 l_2}{2(l_1 + l_2)} = \frac{4 \times 0.1 \times 0.13}{2(0.1 + 0.13)} = 1.13 \times 10^{-1} \text{ m}$$

通道出口处的含汽量 $x_{e,ex}$ 等于通道出口处蒸汽的质量流量 $W_{g,ex}$ 除以混合物的总质量流量 W_t 。其中

$$W_{g,ex} = \frac{2L_b l_2 \bar{q}}{h_{\text{gs}} - h_{\text{ls}}} = \frac{2 \times 1.2 \times 0.13 \times 10^6}{2.751 \times 10^6 - 1.345 \times 10^6} = 0.22 \text{ kg/s}$$

$$W_t = l_1 l_2 V_{\text{in}} \rho_{\text{ls}} = 0.1 \times 0.13 \times 1.2 \times 712.20 = 11.11 \text{ kg/s}$$

故 $x_{e,ex} = W_{g,ex} / W_t = 0.22 / 11.11 = 0.0198$

因为 $G^2 x_{e,ex} (dv_{\text{gs}} / dp) = (V_{\text{in}} \rho_{\text{ls}})^2 x_{e,ex} (dv_{\text{gs}} / dp)$

$$= (1.2 \times 712.20)^2 \times 0.0198 \times (-3 \times 10^{-9}) = -4.34 \times 10^{-5}$$

其中的 dv_{gs} / dp 可由图 4-24 查得。所以 $|G^2 x_{e,ex} (dv_{\text{gs}} / dp)| \ll 1$ 。假设 f'_{tp} 沿通道长度不变, 这样就可应用式(4-89)来求解通道内的流动压降。

两相粘性系数用式(4-82)计算, 并用通道的平均含汽量 $x_{e,ex} / 2$ 代入,

$$\frac{1}{\mu} = \frac{x_{e,ex}/2}{\mu_{\text{gs}}} + \frac{1 - x_{e,ex}/2}{\mu_{\text{ls}}} = \frac{0.0198/2}{195.3 \times 10^{-7}} + \frac{1 - 0.0198/2}{856.4 \times 10^{-7}} = 12070$$

$$\mu = 8.29 \times 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$$

应用 Blasius 关系式, 即式(4-85), 得

$$f'_{\text{tp}} = 0.079 (GD_e / \mu)^{-0.25} = 0.079 (1.2 \times 712.20 \times 1.13 \times 10^{-1} / 8.29 \times 10^{-5})^{-0.25} = 0.0024$$

若用 $\Delta p_{f, \text{tp}}$, $\Delta p_{a, \text{tp}}$, $\Delta p_{el, \text{tp}}$ 分别表示两相摩擦压降、加速压降和提升压降, 则

$$\begin{aligned} \Delta p_{f, \text{tp}} &= \frac{2f'_{\text{tp}} L_b G^2 v_{\text{ls}}}{D_e} \left[1 + \frac{x_{e,ex}}{2} \left(\frac{v_{\text{gs}} - v_{\text{ls}}}{v_{\text{ls}}} \right) \right] \\ &= \frac{2 \times 0.0024 \times 1.2 \times (1.2 \times 712.20)^2 \times 1.4041 \times 10^{-3}}{1.13 \times 10^{-1}} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\cdot \left[1 + \frac{0.0198}{2} \left(\frac{2.165 \times 10^{-2} - 1.4041 \times 10^{-3}}{1.4041 \times 10^{-3}} \right) \right] \\ &= 59.73 \text{ Pa} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta p_{a, \text{tp}} &= G^2 v_{\text{ls}} x_{e,ex} = (1.2 \times 712.20)^2 (2.165 \times 10^{-2} - 1.4041 \times 10^{-3}) \times 0.0198 \\ &= 292.36 \text{ Pa} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta p_{el, \text{tp}} &= \frac{g \sin \theta L_b}{v_{\text{ls}} x_{e,ex}} \ln \left[1 + x_{e,ex} \left(\frac{v_{\text{ls}}}{v_{\text{gs}}} \right) \right] = \frac{9.8 \times 1 \times 1.2}{(2.165 \times 10^{-2} - 1.4041 \times 10^{-3}) \times 0.0198} \\ &\cdot \ln \left[1 + 0.0198 \left(\frac{2.165 \times 10^{-2} - 1.4041 \times 10^{-3}}{1.4041 \times 10^{-3}} \right) \right] \\ &= 7368.46 \text{ Pa} \end{aligned}$$

通道内的总流动压降

$$\Delta p = \Delta p_{f, \text{tp}} + \Delta p_{a, \text{tp}} + \Delta p_{el, \text{tp}} = 59.73 + 292.36 + 7368.46 = 7720.55 \text{ Pa}$$

4.3 自然循环

自然循环是指在闭合回路内依靠热段(上行段)和冷段(下行段)中的流体密度差所产生的

驱动压头来实现的流动循环。对于反应堆系统来说,如果堆芯结构和管道系统设计得合理,就能够利用这种驱动压头推动冷却剂在一回路中循环,并带出堆内产生的热量(裂变热或衰变热)。不论是单相流动系统还是两相流动系统,产生自然循环的原理都是相同的。

4.3.1 自然循环的基本概念

图 4-20 表示一个沸水堆堆芯的自然循环回路。它由下降段 AB, 上升段 CE 以及连接它们的上腔室和下腔室组成。其中上升段由加热段 CD(堆芯) 和一个在它上面的不加热的吸力腔组成。为了便于分析,假定堆芯径向的中子通量分布是均匀的,即堆芯所有燃料元件冷却剂通道内的释热量都等于平均通道的释热量。轻度过冷水以 W_{in} 的流量自下降段经由下腔室进入上升段。在加热段长度 L_w 内被加热达到饱和状态(忽略过冷沸腾),而后在饱和沸腾段长度 L_b 内再继续被加热并产生蒸汽,此后上升段中的流体就是汽水混合物了。由于汽水混合物的密度比水小,因此在下降段中由单相水产生的提升压降(负值)的绝对值比上升段中汽水混合物产生的提升压降(正值)的绝对值来得大,两者相加(代数和),其差额部分就是回路的驱动压头。在该压头的推动下,水就沿着下降段向下流,而汽水混合物则沿着上升段向上流,形成自然循环。所产生的蒸汽在上腔室内从液体中分离出来,然后被送往动力装置,其流量为 W_s 。其余的饱和水,流量为 W_f ,与从动力装置返回的流量为 W_{in} 的较冷的给水混合,沿着下降段向下流,进行再循环。

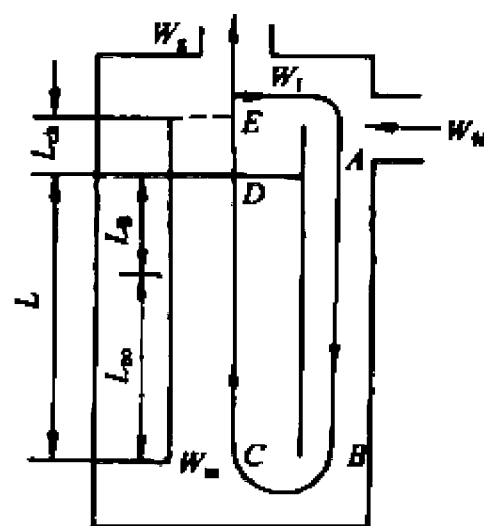


图 4-20 沸水堆堆芯的自然循环回路

显然,在自然循环情况下, $\Delta p_t = 0$, 于是式(4-120)变成

$$-\sum_i \Delta p_{d,i} = \sum_i \Delta p_{l,i} + \sum_i \Delta p_{e,i} \quad (4-121)$$

若用 Δp_d 表示驱动压头, $\Delta p_d = -\sum_i \Delta p_{d,i}$, 用 Δp_w 和 Δp_{dc} 分别表示上升段内和下降段内的压力损失之和,则式(4-121)可以改写为

$$\Delta p_d = \Delta p_w + \Delta p_{dc} \quad (4-122)$$

式(4-122)表明,在自然循环回路中,由流体的提升压降所提供的驱动压头,完全用于克服回路中的流动阻力。如果驱动压头比给定流量下的系统压力损失小,流量就自动降低,直到建立起另一个新的平衡工况为止。通常把克服上升段压力损失后的剩余驱动压头称为有效压头,用 Δp_e 表示,这样就可以写出下列方程:

$$\Delta p_e = \Delta p_d - \Delta p_w \quad (4-123)$$

比较式(4-122)和式(4-123)得到

$$\Delta p_e = \Delta p_{dc} \quad (4-124)$$

式(4-124)称为水循环基本方程式。

显而易见,堆芯内的质量平衡为

$$W_{in} = W_s \quad (4-125)$$

$$W_s + W_f = W_{in} \quad (4-126)$$

上升段出口含汽量 x_{ex} 按定义为

$$\begin{aligned} x_{e,ex} &= W_g / (W_g + W_f) = W_{fd} / (W_{fd} + W_f) \\ &= W_{fd} / W_m \end{aligned} \quad (4-127)$$

如果系统对外界没有热损失,则在上升段的进口处有如下的热平衡方程:

$$W_m h_{in} = W_f h_{fs} + W_{fd} h_{fd} \quad (4-128)$$

式中: h_{in} 是再循环水流量 W_f 和给水流量 W_{fd} 混合后的平均比焓,也就是上升段的进口比焓; h_{fs} 是再循环水的饱和比焓; h_{fd} 是给水比焓。上述方程稍加变动后便可求得 h_{in} , 即

$$h_{in} = (1 - x_{e,ex}) h_{fs} + x_{e,ex} h_{fd} \quad (4-129)$$

上升段传递给流体的总热量 Q_i 可由系统的热平衡方程求得:

$$Q_i = W_m [(h_{fs} + x_{e,ex} h_{fd}) - h_{in}] \quad (4-130)$$

或

$$Q_i = W_g (h_{gs} - h_{fd}) \quad (4-131)$$

式中的 h_{gs} 是饱和蒸汽的比焓。

4.3.2 自然循环水流量的确定

求解各种压降的方法已经在前面几节作了阐述,在给定运行参数和堆芯具体结构尺寸的情况下,系统内的驱动压头和各种压力损失都可以由相应的公式计算出来。一般来说,自然循环水力计算的目的,就是在给定的反应堆功率和已定的堆芯结构条件下,求解反应堆系统的自然循环水流量。至于求得的流量是否能够满足反应堆热工设计准则的要求,则需要通过堆芯传热计算才能确定。如果算出的自然循环水流量不能满足设计准则的要求,则在调整反应堆热工参数或修改堆芯结构(例如增加吸力腔的长度、加大流通截面积等)的基础上重新计算堆的自然循环水流量,并根据新确定的水流量再进行堆芯传热计算。上述过程需要经过多次反复,直到满足热工设计准则要求时为止。

自然循环水流量可以用差分法或图解法求解式(4-124)也就是式(4-121)而得到。由于受热系统,特别是在反应堆内,功率分布是不均匀的,也因而引起流体密度变化的不均匀性。对于这种情况用解析法直接求解一般是不可能的。

差分法通常是把式(4-124)或式(4-121)用回路(系统)各段的平均密度 $\bar{\rho}_i$ 写成差分方程的形式然后再求解。如果回路的每一边都分成高度为 Δz 的 n 段,则得到差分方程为

$$\sum_{i=1}^n g \bar{\rho}_i \Delta z - \sum_{i=n+1}^{2n} g \bar{\rho}_i \Delta z = \sum_{i=1}^{2n} \frac{C_{L,i} \bar{\rho}_i \bar{V}_i^2}{2} \quad (4-132)$$

式中: g 是重力加速度; $C_{L,i}$ 是第 i 段的总阻力损失系数; \bar{V}_i 是第 i 段的平均流速。

为了计算循环流量,需要用迭代法,开始时可以先假设一个流量,根据释热量,计算相应的密度,然后重新计算流量,并对前后两次流量进行比较。经过若干次这样的计算,直至假设的流量和算出的流量相等,或者两者的差小于某一规定值为止。

图解法给出的解虽有其近似性,但由于快速、简便,这种求解方法在某些场合仍然有其实际应用价值。下面就如何求解式(4-124)作一简要介绍。

因为 Δp_s 和 Δp_{Σ} 两者都是系统流量 W_m 的函数,当上升段内的释热量及其分布以及系统的结构尺寸确定后,根据式(4-123)用改变系统水流量的办法可以得到不同流量下的有效压头 Δp_s ; 选定坐标后,可以画出 Δp_s 随 W_m 的变化曲线,如图 4-21 所示。用同样的办法于同一坐

标中画出下降段的 Δp_{dc} 与 W_m 间的关系式。因为上升段和下降段的压力损失都随着 W_m 的增加而增加,因此,有效压头是随着 W_m 的增加而下降的。这两条曲线的交点就是式(4-124)的解。相交点是 $\Delta p_r = \Delta p_{dc}$ 的工况,即有效压头全部用于克服下降段的压力损失。交点的横坐标 W_m 就是所要求的系统的自然循环水流量。

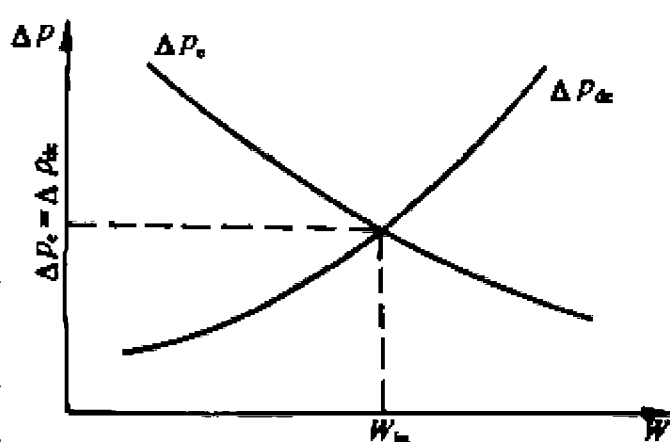


图 4-21 自然循环水流量的图解法

实际的沸水堆堆芯通常是由大量的相互平行的冷却剂通道组成的。由于堆芯径向中子通量分布的不均匀性,在不同的冷却剂通道内核燃料释出的热量是各不相同的。显然,不同的冷却剂通道所产生的蒸汽量以及随之而来的出口含汽量也各不相同。因此,在反应堆内各冷却剂通道所形成的驱动压头就都不一样。中子通量高的那些通道,驱动压头大,而位于堆芯边缘附近的通道,因为中子通量低,驱动压头也就比较小。驱动压头的这种变化,导致堆芯内各冷却剂通道内的冷却剂流量也会发生相应的变化。计算多通道沸水堆堆芯内流量分配以及自然循环总流量是一个十分繁琐的过程,要经过多次迭代,通常要用计算机来完成。

以上内容均是以沸水堆堆芯为例进行介绍的,但其全部内容和计算步骤对于压水堆一回路系统也是完全适用的。例如仅为了理解上述计算内容和步骤,可将反应堆看成加热点源,蒸汽发生器看成冷却点源,热源和冷源之间的高度为 L ,热段(反应堆出口至蒸汽发生器进口)冷却剂的密度为 ρ_h ,冷段(蒸汽发生器出口至反应堆进口)冷却剂的密度为 ρ_c ,则驱动压头为

$$\Delta p_d = (\rho_c - \rho_h)gL$$

上升段的总压力损失为

$$\Delta p_{up} = \Delta p_{up,f} + \Delta p_{up,c}$$

式中: $\Delta p_{up,f}$ 是上升段(整个热段长度)的摩擦压降; $\Delta p_{up,c}$ 是上升段所有的局部压降之和。所以有效压头为

$$\Delta p_e = \Delta p_d - \Delta p_{up}$$

下降段的总压力损失为

$$\Delta p_{dc} = \Delta p_{dc,f} + \Delta p_{dc,c}$$

式中: $\Delta p_{dc,f}$ 是下降段(整个冷段长)的摩擦压降; $\Delta p_{dc,c}$ 是下降段所有局部压降之和(包括循环泵停转,冷却剂自然循环时流过水泵的局部阻力)。

由于实际情况下,反应堆不是点热源,蒸汽发生器也不是点冷源,因此驱动压头的计算并非如此简单,反应堆和蒸汽发生器内冷却剂流经时也有各种压降,因此整个自然循环计算也如前面沸水堆堆芯中的计算一样是一个繁琐的迭代过程。

从上述内容可知,自然循环的建立是依靠驱动压头克服了回路内上升段和下降段的压力损失而产生的。如果驱动压头不足以克服上述压降,自然循环能力就要下降或最终停止。这可能是由于上升段和下降段的摩擦压降和局部压降太大,因此需要设法减小这些压降,例如采用管径稍大的管子,尽量减少各种局部压降的阻力件等等。这也可能是由于驱动压头太小,即由于上升段(热段)和下降段(冷段)之间流体的密度差不够大。在核电厂中还可能由于蒸汽发生器二次侧的冷却能力过强,反而会使一回路的自然循环能力减小以致中断。核电厂蒸汽发生器的一次侧是倒 U 形管,只有当 U 形管两侧内的流体具有较大的密度差时,才会产生相当

上的流出速度已等于声速,因而以声速推进的压力波就传播不到通道的出口截面了。这时出口截面上的压力仍将是 p_c ,它高于外部压力。由通道流出的流体到了低压的外部再进行膨胀。临界流不仅发生在通道断裂的破口处,也可能在破口上游的某一截面发生,只要那里的流速足够高。例如在沸水堆的喷射泵中就可能发生。

临界流对反应堆冷却剂丧失事故的安全考虑非常重要,因为破口处的临界流量决定了冷却剂丧失的速度和一回路的卸压速度。它的大小不仅直接影响到堆芯的冷却能力,而且还决定各种安全和应急系统开始工作的时间。在发生这类事故时,如果不能及时地对堆芯提供有效的冷却,即使反应堆能够及时停闭,也不能完全排除发生事故的可能性,这是由于传热恶化,裂变产物释放的衰变热也会把燃料元件烧毁;在水冷堆内,炽热的锆包壳还会与蒸汽发生化学反应,从而放出大量的热量,这样衰变热与化学热加在一起还有可能使堆芯熔化。因此,研究临界流,计算临界流量,对确定事故的危害程度以及设计有效的事故冷却系统,都是十分重要的。

在单相流和两相流中都可能发生临界流。在单相流,特别是在气流中,对临界流已经从理论和实验两方面都作了详细的分析和研究,有了充分的认识。在两相流方面,虽然临界流在诸如像锅炉和汽轮机中,在制冷剂 and 火箭推进剂的流动中以及其他热力设备中早已观察到,但是对这个问题所进行的理论探索和实验工作都还远远不够,仍需要作更深入的研究。

4.4.1 单相流体的临界流

对于单相流,确定某一截面发生临界流的两个等价条件是:① 临界截面的流速等于声速;② 临界截面的上游流动不受下游压力下降的影响。

在水冷堆中,单相过冷水的临界流速很高(1000~1500m/s),破口处的流速很少达到这个数值。一般来说,当一回路的通道发生断裂时,破口处由于高压水迅速泄压而急剧蒸发,在流速尚未达到单相液体中的声速之前,通道内就已经变成两相流了。在两相流中临界流速下降很多,因而从通道中流出的混合物很快达到临界流。

现在假定在系统中流动的是气体(或蒸汽),如果流体流经通道的时间很短,可以认为它与外界既无热量交换也无功量交换,忽略摩擦,这样流体的流动就是等熵流动,对于一维水平流动,可以写出下列能量微分方程:

$$dh + d\left(\frac{V^2}{2}\right) = 0 \quad (4-133)$$

上式积分后得到

$$h_0 - h_{ex} = \frac{V_{ex}^2}{2} - \frac{V_0^2}{2} \quad (4-134)$$

式中: h_0 是上游流体的滞止比焓($V_0=0$); h_{ex} , V_{ex} 是通道出口处液体的比焓和流速。于是

$$V_{ex} = \sqrt{2(h_0 - h_{ex})} \quad (4-135)$$

对于理想气体的等熵过程,存在下列诸关系: $p v = RT$; $T p^{1/\kappa} = \text{常数}$; $h = c_p T$; $c_p = \frac{\kappa R}{\kappa - 1}$;

$\kappa = \frac{c_p}{c_v}$ 。其中 T 是温度(K); p 是压力(Pa); v 是比体积(m^3/kg); R 是气体常数 [$\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$]。

若把比定压热容 c_p 、比定容热容 c_v 视为常数,则式(4-135)变为

$$V_{ex} = \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa-1} p_0 v_0 \left[1 - \left(\frac{p_{ex}}{p_0} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \right]} \quad (4-136)$$

式中: p_0 为上游滞止压力(Pa); p_{ex} 为通道出口处的压力(Pa); v_0 为滞止温度(t_0)、滞止压力(p_0)下的比体积(m^3/kg)。

再应用连续性方程,于是就得到气体在通道出口处的质量流量

$$W_{ex} = A_{ex} V_{ex} / v_{ex} \quad (4-137)$$

式中: W_{ex} 为气体在通道出口处的质量流量(kg/s); A_{ex} 为通道出口处的截面积(m^2); v_{ex} 为通道出口处气体的比体积(m^3/kg)。

因为 $p_0 v_0^\kappa = p_{ex} v_{ex}^\kappa$, $1/v_{ex} = (1/v_0)(p_{ex}/p_0)^{1/\kappa}$, 把 V_{ex} 和 $1/v_{ex}$ 值代入式(4-137)化简后得

$$W_{ex} = A_{ex} \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_0}{v_0} \left[\left(\frac{p_{ex}}{p_0} \right)^{\frac{1}{\kappa}} - \left(\frac{p_{ex}}{p_0} \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}} \right]} \quad (4-138)$$

令 $\beta = p_{ex}/p_0$, 并称为压力比。于是

$$W_{ex} = A_{ex} \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_0}{v_0} [\beta^{\frac{1}{\kappa}} - \beta^{\frac{\kappa+1}{\kappa}}]} \quad (4-139)$$

式(4-139)反映了气流流过通道时的流动规律。可以看出 W_{ex} 的大小决定于压力比的变化。如果 W_{ex} 是 β 的连续函数, 其中必有一 β 值使 W_{ex} 为最大, 这个压力比叫做临界压力比, 以 β_c 表示, 将式(4-139)对 β 取导数, 并令 $dW_{ex}/d\beta = 0$, 得到

$$\beta_c = \left(\frac{2}{\kappa+1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad (4-140)$$

与 β_c 相对应的 p_{ex} 和 W_{ex} 就是临界压力(p_c)和临界流量(W_c)。

以 β 为横坐标, W 为纵坐标, 画出 W 与 β 的关系曲线(图 4-23)。当 β 由 1.0 变化到 β_c 时, W 由零增加到 W_c (图 4-23 中曲线 ab)。当 β 由 β_c 减到零时, 从式(4-139)看来 W 应该沿曲线 bc 由 W_c 减到零。但实际情况并非如此, 当 β 由 β_c 减到零时, W 将始终保持不变(图 4-23 中的水平直线 bd)。因此实际的流量曲线是图 4-23 上的 abd , bd 两点之间的流动就是临界流。

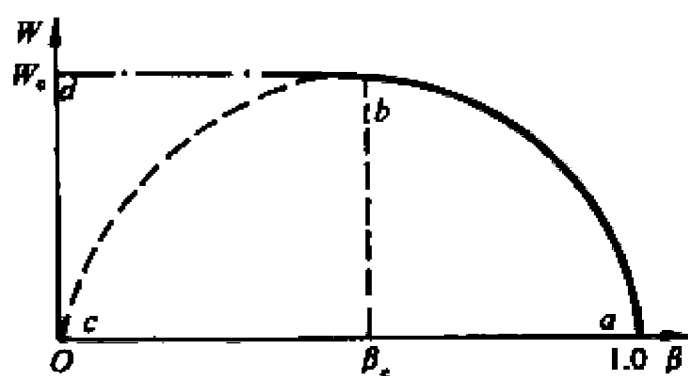


图 4-23 质量流量与压力比的关系

当压力比取临界值时, 得到临界流速即声速为

$$a = \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa+1} p_0 v_0} \quad (4-141)$$

临界流量为

$$W_c = A_{ex} \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa+1} \left(\frac{2}{\kappa+1} \right)^{\frac{1}{\kappa-1}} \frac{p_0}{v_0}} \quad (4-142)$$

在实际计算中, 对于双原子气体, 如对空气可取 $\kappa=1.4$; 对于过热蒸汽可取 $\kappa=1.3$; 对于干饱和蒸汽可取 $\kappa=1.135$ 。由此求得的各个 β_c 分别为 0.528, 0.546 和 0.577。

4.4.2 两相流体的临界流

两相临界流是比单相临界流更为复杂的流动,这是因为在汽液两相系统中,流体的压力沿通道下降的同时,还将伴随发生相间的质量、动量和能量的交换。液相部分的扩容汽化,从而导致含汽量的不断变化,继而出现不同的流型。特别是当快速膨胀时还会出现相间的不平衡。这些因素的存在,都大大增加了研究两相临界流的困难。

流过长通道和流过短通道(如孔板)的流动机理不一样,为了便于分析,通常把这两种情况分开讨论。

1. 长通道中的临界流

在分析两相临界流时,采用不同的假设就会得出不同的临界流计算模型。理论分析模型中最早采用的是“均匀平衡”模型^[6]。这种模型认为汽液两相间处于热力学平衡状态,相间无滑移,两相混合物可看作具有某种平均物性的单相流体,流动是等熵的。由于假设了相间质量、动量和能量的交换速度是无限的,所得到的临界流量偏低。这个模型比较适用于长通道和含汽量较高的情况。工程设计中普遍采用的模型是“滑移平衡”模型,这种模型考虑了相间的滑移。属于这类模型的有 Fauske 模型^[7], F. J. Moody 模型^[8]等。所有这些模型都是在一定的假设条件下获得的,因而不可避免的是在使用这些模型进行计算时所得到的结果,彼此之间吻合得并不很好,且与实验数据也存在着一定程度的差异。

Fauske 根据下列假设提出了长通道中的滑移平衡模型也称为平衡分离模型,由动量方程导出了计算长通道临界流量的关系式。这些假设是:

- (1) 流动为环状流,汽相的平均流速和液相的平均流速不相同(即汽相和液相之间存在滑移);
- (2) 汽液两相间处于热力学平衡状态;
- (3) 当质量流量不再随下游压力的降低而增加时就达到了临界流;
- (4) 对于一个给定的质量流量和含汽量,压力梯度达一有限最大值。

像单相流所考虑的那样,假设汽液混合物的流动也是等熵的。对于一维水平流动的两相流,每一相的压降都等于两相流的压降,因此可以分别写出如下的动量微分方程:

$$d(pA_l) + d(W_l V_l) = 0 \quad (4-143)$$

$$d(pA_g) + d(W_g V_g) = 0 \quad (4-144)$$

把上述两式相加后可得

$$dp = -\frac{1}{A} d(W_l V_l + W_g V_g) \quad (4-145)$$

再应用式(4-96)中的关系,则上式变为

$$dp = -\frac{W_t^2}{A^2} d\left[\frac{v_{lg}(1-x_e)^2}{1-\alpha} + \frac{v_{gg}x_e^2}{\alpha}\right] \quad (4-146)$$

式中: W_t 是两相流的总质量流量; A 是流通截面积; x_e 和 α 分别是含汽量和空泡份额; 方括号中的量是按分离流模型导得的汽-水混合物的平均比体积,即

$$v_{tp} = \frac{v_{lg}(1-x_e)^2}{1-\alpha} + \frac{v_{gg}x_e^2}{\alpha} \quad (4-147)$$

于是式(4-146)简化为

$$W_1^2 = -A^2 \frac{dp}{dv_p} \quad (4-148)$$

在长通道内,因有足够时间使汽泡形成并长大,可以认为汽液两相之间达到了热力学平衡。当压力沿着通道下降时,液体的一部分将汽化为蒸汽,使混合物的比体积 v_p 不断变化,并在通道的出口处达到最大值。由于 v_p 是 x_e 和 α 的函数,通过 x_e, α, S 间的关系,也可以把 v_p 表示成 S 的函数,因此不同的 S 值就会导致不同的 v_p 和 W 值。引进滑速比 S ,消去 α 。由式(4-147)给出 v_p 和 S 的关系为

$$v_p = \frac{1}{S} [v_{lg}(1-x_e)S + v_{eg}x_e][1+x_e(S-1)] \quad (4-149)$$

根据假设(4),保持其他参量不变,而只改变滑速比,应在满足 $\partial v_p / \partial S = 0$ 的条件下达到最大压力梯度和临界流量,于是

$$\frac{\partial v_p}{\partial S} = (x_e - x_e^2) \left(v_{lg} - \frac{v_{eg}}{S^2} \right) \quad (4-150)$$

令上式右侧等于零,就可以求得达到临界流量时的滑速比

$$S_c = (v_{eg}/v_{lg})^{1/2} \quad (4-151)$$

合并式(4-148),(4-149)得

$$W_1^2 = \frac{-A^2}{\frac{d}{dp} \left\{ \frac{1}{S} [v_{lg}(1-x_e)S + v_{eg}x_e][1+x_e(S-1)] \right\}} \quad (4-152)$$

把上式等号右边的分母展开,略去不重要的项 dv_{lg}/dp ($dv_{lg}/dp \approx 0$),并用 S_c 值代替 S ,可得到阻塞点的临界流量 W_c 的关系式为

$$W_c^2 = -A^2 S_c \left/ \left\{ [(1-x_e + S_c x_e)x_e] \frac{dv_{eg}}{dp} + [v_{eg}(1+2S_c x_e - 2x_e) + v_{lg}(2x_e S_c - 2S_c - 2x_e S_c^2 + S_c^3)] \frac{dx_e}{dp} \right\} \right. \quad (4-153)$$

用式(4-153)求解 W_c 还必须给出 $dv_{eg}/dp, dx_e/dp$ 值。对于汽水混合物 dv_{eg}/dp 的值可从饱和水和饱和水蒸气的热力性质图(图4-24)查得。如果压降 Δp 相对于系统压力 p 来说并不大,则 dv_{eg}/dp 之值可以用 $\Delta v_{eg}/\Delta p$ 近似。 dx_e/dp 可按等焓过程计算,Fauske 认为,在具有滑速比的两相系统中,流动过程是有摩擦损失的,不可能是等熵的,在许多情况下动能与总焓相比又是很小的,可忽略不计,假设为等焓过程更为接近实际。等焓值下的 dx_e/dp 可由下述关系求得,因为

$$x_e = (h - h_{lg})/h_{lg} \quad (4-154)$$

式中: h 为汽水混合物的比焓; h_{lg} 为饱和水的比焓; h_{lg} 为汽化潜热。所以

$$\begin{aligned} dx_e/dp &= d(h/h_{lg})/dp - d(h_{lg}/h_{lg})/dp \\ &= \frac{1}{(h_{lg})^2} \left[\left(h_{lg} \frac{dh}{dp} - h \frac{dh_{lg}}{dp} \right) - \left(h_{lg} \frac{dh_{lg}}{dp} - h_{lg} \frac{dh_{lg}}{dp} \right) \right] \end{aligned} \quad (4-155)$$

因为 h 不随压力而变化,所以 $dh/dp=0$ 。又因为 $h_{lg}=h_{eg}-h_{lg}$,从而 $dh_{lg}=dh_{eg}-dh_{lg}$,于是式(4-155)也可以写成

$$\frac{dx_e}{dp} = - \left(\frac{1-x_e}{h_{lg}} \frac{dh_{eg}}{dp} \right) - \left(\frac{x_e}{h_{lg}} \frac{dh_{eg}}{dp} \right) \quad (4-156)$$

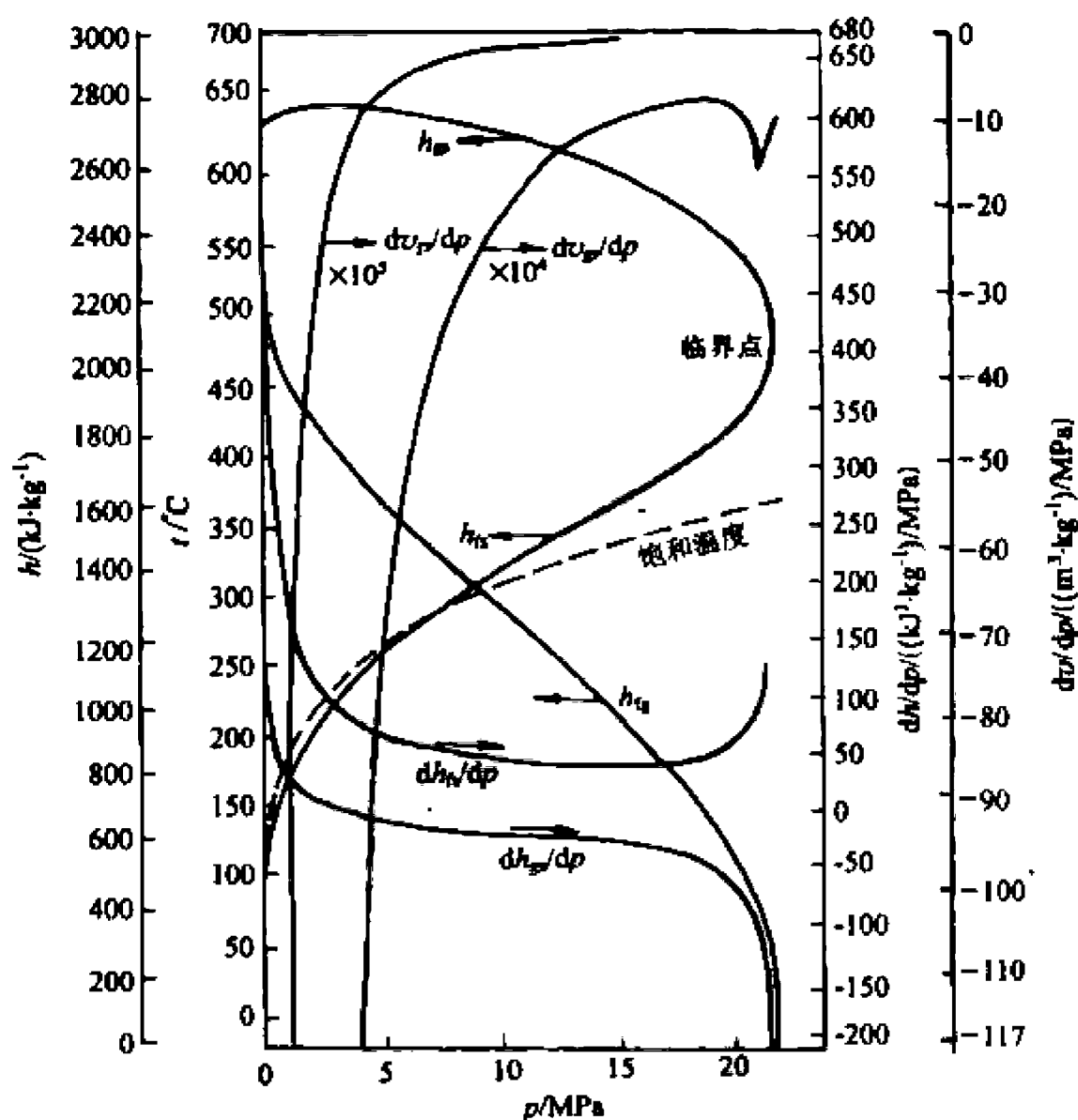


图 4-24 饱和水和饱和水蒸气的一些热力性质

对于汽水混合物来说,式中的 dh_{fg}/dp 和 dh_{gs}/dp 只是压力的函数,它们的值也可从图 4-24 查得。含汽量 x_c 可借助下面的能量方程求得:

$$h_0 = (1 - x_c) \left(h_{fg} + \frac{V_{fg}^2}{2} \right) + x_c \left(h_{gs} + \frac{V_{gs}^2}{2} \right) \quad (4-157)$$

上式系由两个单相能量方程[见式(4-134)]联合给出。引入质量流量 W_c 和滑速比 S 后,式(4-157)变成

$$h_0 = (1 - x_c) h_{fg} + x_c h_{gs} + \frac{W_c^2}{2A^2} [(1 - x_c) S v_{fg} + x_c v_{gs}]^2 \left[x_c + \frac{1 - x_c}{S^2} \right] \quad (4-158)$$

式(4-158)中的 v_{fg} , h_{fg} , v_{gs} 都是按照临界压力 p_c 进行计算的, W_c 也应为破口处的临界流量 $W_{c,c}$ 。显然式(4-158)把阻塞点的流体状态与上游滞止点的流体状态联系起来了。 p_c 可以由 Fauske 所提供的实验数据(图 4-25)确定。Fauske 的实验是在下列条件下进行的:具有直角边缘进口的通道,内径为 6.35mm,长度与直径比 $L/D=0 \sim 40$ 。从实验结果可以看出,临界压力比(p_c/p_0)只随通道长度与直径比(L/D)变化,而与初始压力 p_0 的大小和通道直径的数值没有关系。对于 $L/D > 12$ 的通道, p_c/p_0 值趋近于某一常数,其值大约是 0.55。通常可把 $L/D > 12$ 的通道当作长通道。根据福斯克滑移平衡模型算出的汽水混合物的临界质量流密度示于图 4-26。可以看出,临界质量流密度随着出口临界压力的上升而增加,随着出口含汽量的增加而减少。

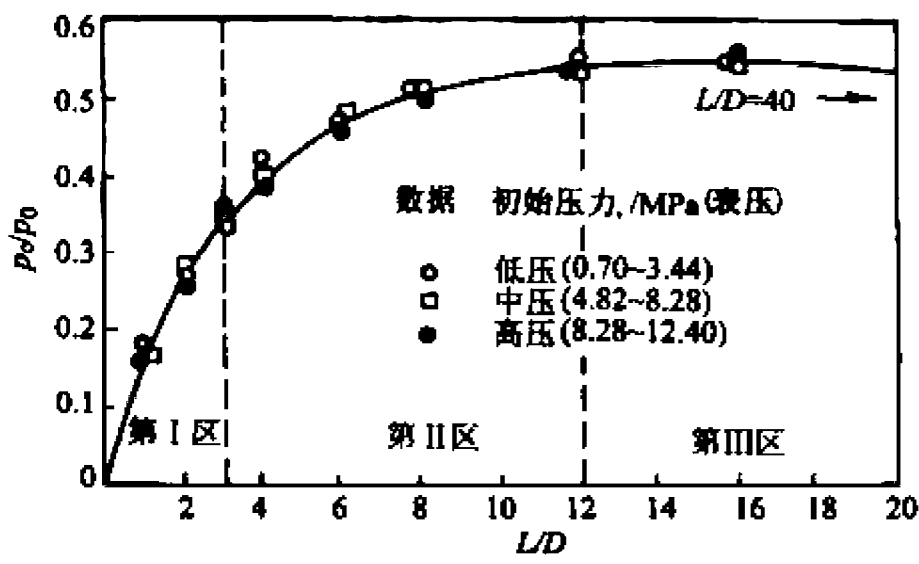


图 4-25 临界压力比随长度直径比变化的实验数据

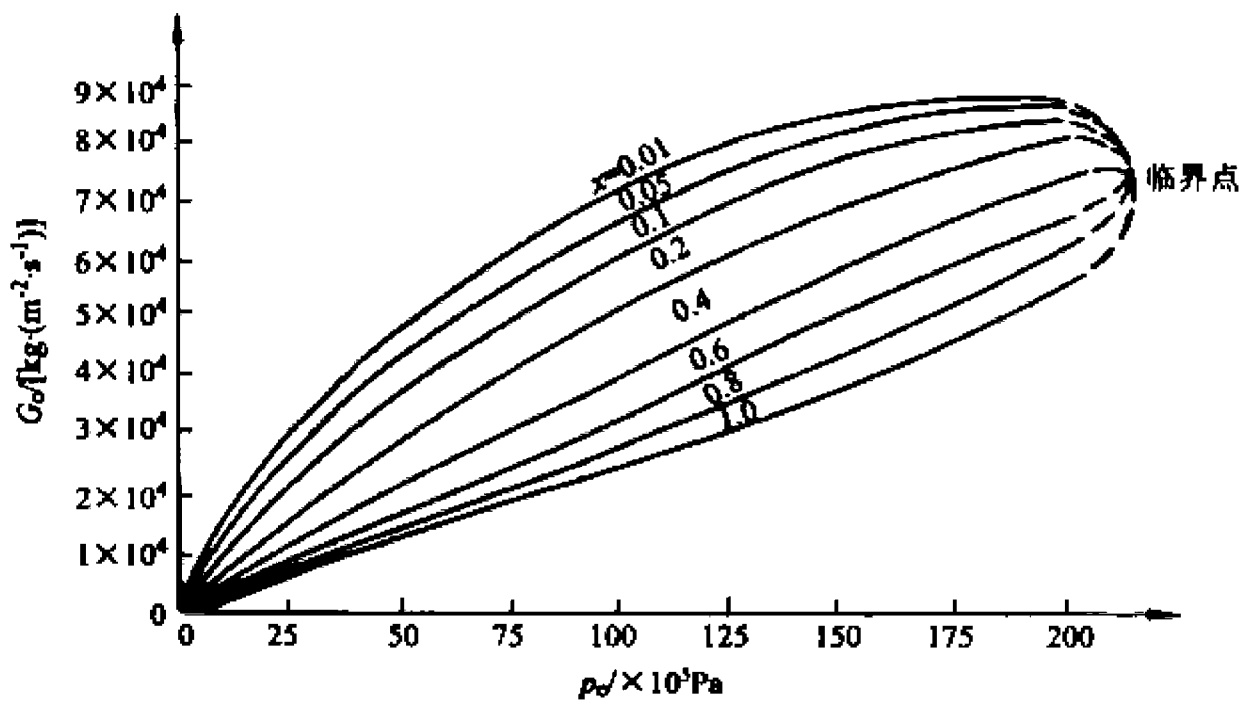


图 4-26 根据滑移平衡模型算出的汽水混合物的临界质量流密度

由于在式(4-158)中包含有 W_c ，因此应用 Fauske 方法，在已知上游滞止压力，滞止焓的情况下，要求解破口处的临界流量，需要进行多次迭代。

Moody 从能量方程导出了以上游流体的滞止参数为依据的计算下游出口临界流量的表达式。这个方法避免了 Fauske 方法的不便之处。Moody 模型假设的前提同样是：两相流动为环状流；汽相的平均流速和液相的平均流速不同；两相之间处于热力学平衡状态。若既不作功也没有传热，则上游滞止点与下游出口处的能量方程为

$$h_0 = h + x_s \frac{V_s^2}{2} + (1 - x_s) \frac{V_l^2}{2} \tag{4-159}$$

式中的 h_0, h 分别为上游滞止比焓和出口处汽水混合物的比焓。对每一相应用连续性方程 $V_s = Gx_s v_{gs}/\alpha, V_l = G(1 - x_s) v_{ls}/(1 - \alpha)$ ，再引入滑速比，则式(4-159)重新整理后得

$$h_0 = h + \frac{G^2}{2} [S(1 - x_s) v_{ls} + x_s v_{gs}]^2 [x_s + (1 - x_s)/S^2] \tag{4-160}$$

于是可得质量流密度为

$$G = [2(h_0 - h)]^{1/2} / \{ [S(1 - x_s) v_{ls} + x_s v_{gs}] [x_s + (1 - x_s)/S^2]^{1/2} \} \tag{4-161}$$

因为

$$h = h_{fs} + x_e h_{fg} \tag{4-162}$$

假设流动是等熵的,则

$$s_0 = s_{fs} + x_e s_{fg} \tag{4-163}$$

式中: s 表示比熵,下标 0,fs,fg 分别表示滞止状态,饱和液体以及饱和蒸汽与饱和液体的差。
合并式(4-162),(4-163)消去 x_e 得

$$h = h_{fs} + \frac{h_{fg}}{s_{fg}}(s_0 - s_{fs})$$

应用上式中得关系可把式(4-161)改写成

$$G = \left\{ 2 \left[h_0 - h_{fs} - \frac{h_{fg}}{s_{fg}}(s_0 - s_{fs}) \right] \right\}^{1/2} / \left\{ \left[\frac{S(s_{gs} - s_0)v_{fs}}{s_{fg}} + \frac{(s_0 - s_{fs})v_{gs}}{s_{fg}} \right] \left[\frac{s_0 - s_{fs}}{s_{fg}} + \frac{s_{gs} - s_0}{S^2 s_{fg}} \right]^{1/2} \right\} \tag{4-164}$$

式(4-164)表明,对于一定的滞止压力和滞止焓, G 是出口压力 p_{ex} 和滑速比 S 的函数即

$$G = G(p_{ex}, S, p_0, h_0) \tag{4-165}$$

Moody 认为对应上游一定的滞止压力和滞止焓, p_{ex} 和 S 是彼此独立的,因此在达到临界流量时应满足条件

$$(\partial G / \partial S)_{p_{ex}} = 0 \quad (\partial^2 G / \partial S^2)_{p_{ex}} < 0 \tag{4-166}$$

和

$$(\partial G / \partial p)_{S_c} = 0 \quad (\partial^2 G / \partial p^2)_{S_c} < 0 \tag{4-167}$$

根据式(4-166), $(\partial G / \partial S)_{p_{ex}} = 0$ 可求得在临界状态下的滑速比为

$$S_c = S(p_{ex}) = (v_{gs} / v_{fs})^{1/3} \tag{4-168}$$

该式表明,在临界状态下, S 仅是出口压力的函数。把式(4-168)代入式(4-164)再对 p 求导,

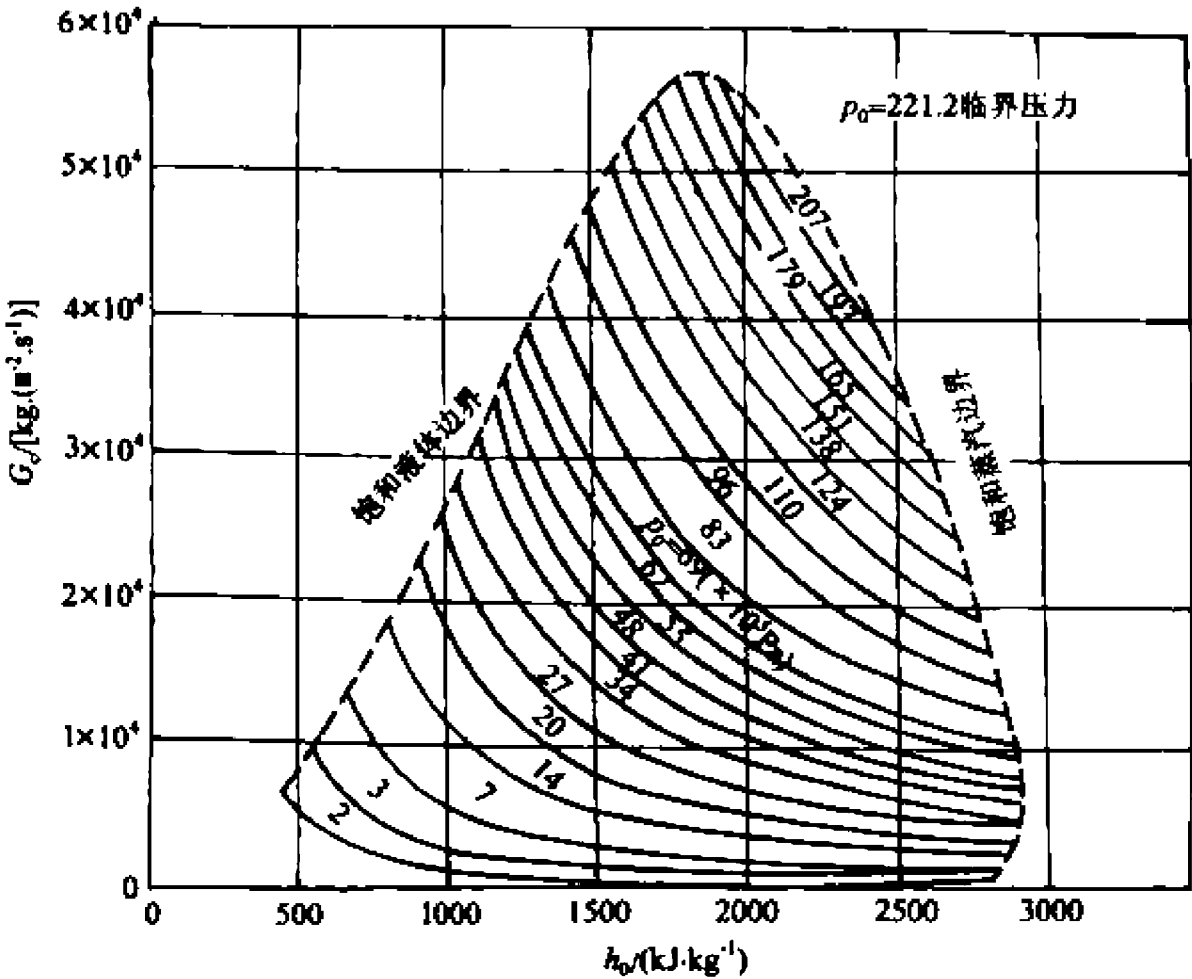


图 4-27 由 Moody 模型算出的汽水混合物的临界质量流密度

并使 $(\partial G/\partial p)_c=0$,最后便可得到 G_c 作为 p_0, h_0 函数的表达式。图 4-27 和图 4-28 分别画出了 Moody 模型以上游滞止状态为依据的下游出口临界流量和出口临界压力。Moody 还进一步把它的计算模型外推到考虑摩擦影响在内的管内流动,有关这一部分内容读者可查阅文献 [9]。

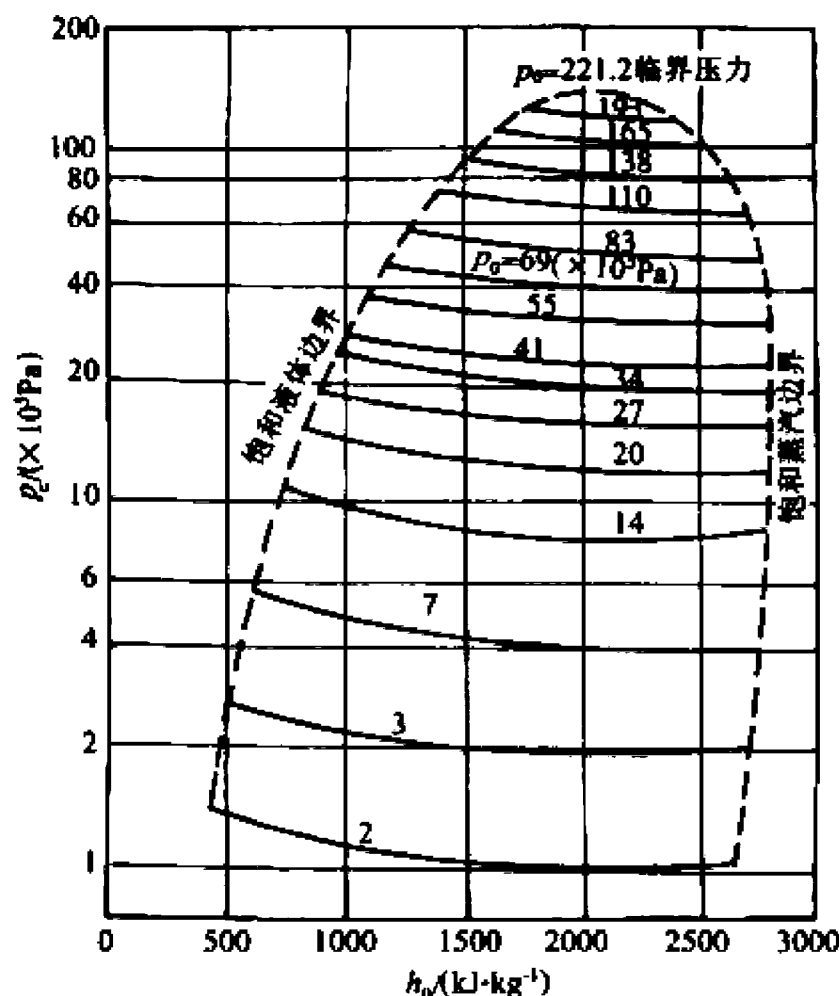


图 4-28 最大汽水混合物流量下的出口临界压力和滞止性质

2. 短通道中的临界流

相对于长通道来说,通常把 $L/D < 12$ 的通道作为短通道处理,例如孔板、接管等属于短通道。在长通道中,热平衡的假定是成立的。然而通过孔板或接管的排放,热平衡就不能达到。对于短通道,因为缺少能生成汽泡的核心,表面张力又阻碍汽泡的生成,而且还因为传热上的困难,突然汽化就会推迟发生,从而造成液体的过热,这种现象叫做亚稳态。高温高压水通过孔板或接管(例如在压力壳接管和一回路的连接处发生断裂)的快速喷放时就可能发生亚稳态。

对短通道中的两相临界流尚未进行充分的解析研究。因此目前所应用的计算短通道流量的公式多是由实验求得的经验公式。

1) 孔板

一般说来,孔板的厚度 L 与孔道的直径比很小,可认为 $L/D=0$ 。液体流过孔板时,在孔道内停留的时间极短,突然汽化发生在孔道的外面(图 4-29a),因而在孔道内不存在两相临界压力。在已知初始压力 p_0 和背压 p_b 的条件下,液体的质量流密度可以用不可压缩流体的孔板方程计算出来,该方程如下:

$$G = 0.61 \sqrt{2\rho(p_0 - p_b)} \quad (4-169)$$

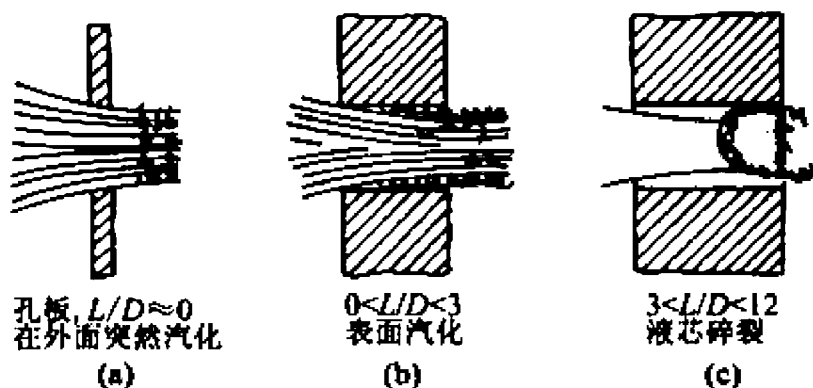


图 4-29 孔板和短通道内的两相临界流

2) 短通道

对于 $0 < L/D < 3$ 具有直角边缘进口的情况(图 4-25 中的 I 区),进入通道中的饱和液体会立即加速,造成液流的收缩,在缩颈与固体壁之间的环形区域发生急骤蒸发,从而形成一个表面上发生汽化的亚稳态液芯阻塞射流。它的质量流密度由下述方程计算:

$$G = 0.61 \sqrt{2\rho(p_0 - p_c)} \quad (4-170)$$

式中的 p_c 可由图 4-25 查得。

如果通道的长度,在 $3 < L/D < 12$ 之内,则所形成的亚稳态液芯就会在通道的下游发生剧烈的急骤蒸发形成如图 4-29c 所示的流动阻塞,该情况下的质量流密度比用式(4-170)计算得到的要低,图 4-30 示出的是该区内临界流量的实验值。

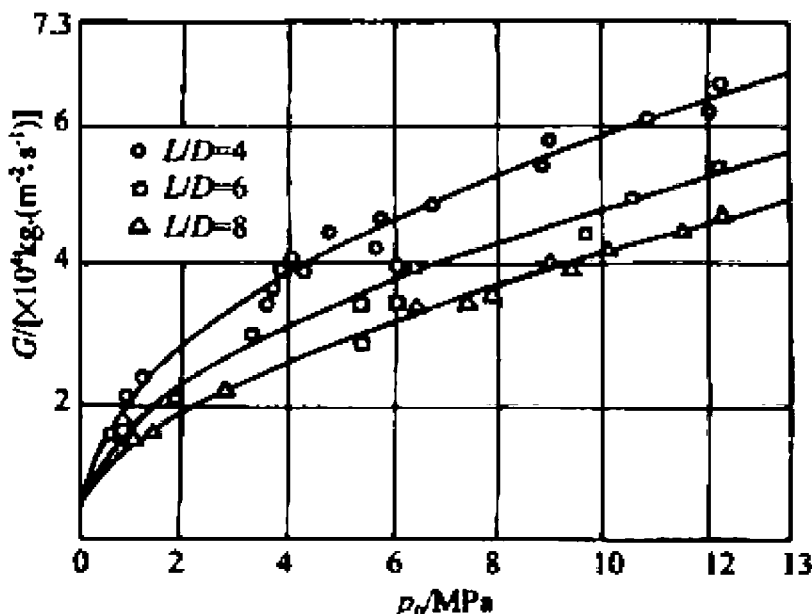


图 4-30 短通道($3 < L/D < 12$)的临界流量的实验值

不论求解长通道还是短通道的临界流量,都要求知道破口上游流体的滞止状态。为此,计算需要应用有限差分法。在通道发生断裂后的一瞬间,我们可以假设在某一个短的时间步长 Δt_i 内,破口处流体特性与通道起始状态下的流体的特性相同。这样就可以运用本节内的有关临界流方程或图来计算 G_c 。如果再假定在 Δt_i 时间步长内破口流量不变,从而可以算出 Δt_i 后留在容器内的流体。这时容器内的压力下降,可以假设容器内重新建立了热力平衡,继而算出容器内新的压力和容器内流体的新焓值。接下去就可以用新的 p_0, h_0 值计算下一个时间步长内的新的 G_c 。在每一个时间步长内使用平均流量和压力值进行迭代,直到这段时间内假定的平均流量和计算值一致时为止。在若干时间步长下重复这一过程,就可以得到整个喷放过程的流量随时间的变化。

[例题 4-3] 某压水反应堆冷却剂出口管的直径为 0.3m, 输送来自压力壳的 13.73MPa 和 290℃ 的水。假定在离压力壳 0.6m 处突然完全断裂, 试计算最初的冷却剂丧失率(kg/s)。

解: 因为自压力壳算起至断裂面处的管长 L 与出口管的直径 D 之比 $L/D=0.6/0.3=2$ 。在这种情况下冷却剂的丧失是属于通过短管的快速排放。其流量可由式(4-170)确定, 式中的 p_c 由图 4-25 查得, 当 $L/D=2$ 时, $p_c/p_0=0.26$ 。所以 $p_c=0.26p_0=3.57\text{MPa}$ 。压力为 13.73MPa、温度为 290℃ 水的密度 $\rho_l=1/v_l=1/0.001345=743.49\text{kg/m}^3$, 于是求得的质量流密度

$$\begin{aligned} G &= 0.61\sqrt{2\rho_l(p_0 - p_c)} \\ &= 0.61\sqrt{2 \times 743.49(13.73 \times 10^6 - 3.57 \times 10^6)} \\ &= 7.49 \times 10^4 \text{ kg/(m}^2 \cdot \text{s)} \end{aligned}$$

若用 A 表示断裂面的横截面积, 则通过断裂面处的流量

$$W = AG = \frac{\pi}{4} D^2 G = \frac{3.1416}{4} \times 0.3^2 \times 7.49 \times 10^4 = 5.3 \times 10^3 \text{ kg/s}。$$

4.5 流动不稳定性

在加热的流动系统中, 如果流体发生相变即出现两相流时, 流体以非均匀形态所出现的大体积变化可能导致流动的不稳定性。这里所说的流动不稳定性, 是指在一个质量流密度、压降和空泡之间存在着耦合的两相系统中, 流体受到一个微小的扰动后所产生的流量漂移或者以某一频率的恒定振幅或变振幅进行的流量振荡。这种现象与机械系统中的振动很相似。质量流密度、压降和空泡可以看作是机械系统中的质量、激发力和弹簧, 在这中间, 质量流密度和压降之间的关系起着重要的作用。流动不稳定性不仅在热源有变动的情况下会发生, 而且在热源保持恒定的情况下也会发生。

在反应堆、蒸汽发生器以及其他存在两相流的设备中一般都不允许出现流动不稳定性, 其主要原因如下:

(1) 流量和压力振荡所引发的机械力会使部件产生有害的机械振动, 而持续的机械振动会导致部件的疲劳损坏。

(2) 流动振荡会干扰控制系统。在冷却剂同时兼作慢化剂(例如水)的反应堆中, 流动振荡会引起反应堆特性的快速变化, 使得这一问题变得更为突出。

(3) 流动振荡会使部件的局部热应力产生周期性变化, 从而导致部件的热疲劳破坏。

(4) 流动振荡会使系统内的传热性能变坏, 极大地降低系统的输热能力, 并使临界热流密度大幅度下降, 造成沸腾临界过早出现。实验证明, 当出现流动振荡时, 临界热流密度的数值会降低 40% 之多。

两相流不稳定性大致可分为两大类: 静力学不稳定性和动力学不稳定性。

静力学不稳定性是非周期性的改变系统的稳态工作运行点, 它的基本特征是系统在经受一个微小扰动后, 会从原来的稳态工作点转变到另一个不相同的稳态工作点运行。这类不稳定性是由于系统的流量与压降之间的变化、流型转换或传热机理的变化所引起的。

动力学不稳定性是周期性地改变系统的稳态工作状况, 这里惯性和反馈效应是制约流动过程的主要因素。它的基本特征是当系统经受某一瞬间的扰动时, 在以声速传播的压力扰动

和以流动速度传播的流量扰动之间的滞后和反馈作用下,流动发生周期性振荡。这类不稳定性的产生主要是由于系统的流量、密度、压降之间的延迟与反馈效应,热力学不平衡性以及流型的转换等原因引起的。

流动不稳定性比较详细的分类列在表 4-6 内。下面主要讨论与反应堆设计有关的几种流动不稳定性。文献[11][12]有关部分对两相流不稳定性作了较全面的评述,读者可自行查阅。

表 4-6 两相流不稳定性的分类^[10]

类 别	型 式	机理或条件	基本特征
静力学 不稳定性	流量漂移	压降特性曲线的斜率小于驱动压头特性曲线的斜率	流量发生突变,大的流量漂移
	沸腾危机	不能有效地从加热表面带走热量	壁面温度波动,流量振荡
	流型不稳定性	泡状—团状流型与环状流型交替变化,前者比后者有较小的空泡份额和较大的压降	周期性流型转换和流量变化
	蒸汽爆发不稳定性	由于缺乏汽化核芯而周期性交替出现亚稳态到稳态的变化	液体过热或急剧蒸发,流道中伴随有逐出和再充满现象
动力学 不稳定性	声波不稳定性	压力波共振	频率高(10~100Hz),振荡的频率与压力波在系统中传播所需的时间有关
	密度波不稳定性	流量、密度和压降之间相互关系的延迟和反馈效应	频率低(1Hz 左右),与连续的行波时间有关
	热振荡	传热系数变化与流动过程之间的相互作用	发生在膜态沸腾工况
	沸水堆的不稳定性	空泡反应性与流动动态传热之间的相互作用	仅在燃料元件时间常数小和压力低时才显示出明显的不稳定性
	管间脉动	在少量平行管间的相互作用	多种方式的流量再分配
	压降振荡	流量漂移导致管道与可压缩体积之间动态的相互作用	频率很低(0.1Hz)的周期性过程

4.5.1 静力学不稳定性

1. 流量漂移

1) 不稳定性分析

流量漂移也称水动力学稳定性,其特点是系统内的流量会发生非周期性的漂移。Ledinegg在 1938 年最早研究了这种不稳定性,所以又叫做 Ledinegg 不稳定性。发生水动力不稳定性的原因,可以由一个具有恒定热量输入的沸腾通道的压降 Δp 与流量 W 之间的关系曲线,即水动力特性曲线(图 4-31)来说明。当进入通道内的水流量很大、外加的热量不足以使水达到沸腾时,通道内流动的流体全都是水,这样,如果流量降低,则通道内的压降也随着按单相水的水动力特性曲线单调下降(图 4-31 曲线 II 中的 cd 段)。当进入通道内的水流量降低到一定程度后,通道内开始出现沸腾段,这时压降随流量变化的趋势就要由两个因素来决定:① 由于流量的降低,压降有下降的趋势;② 由于产生沸腾,汽水混合物体积膨胀流速增加,从

而使压降反而随流量的减少而增大。压降究竟随流量如何变化,要看这两个因素中哪一个因素起主要作用。如果第一个因素起主要作用,则压降就会随流量的减少而降低,图 4-31 中的曲线 I 属于这种情况。如果第二个因素起主要作用,就会出现流量减少压降反而上升的现象(图 4-31 曲线 II 中的 ba 段)。到了 a 点所对应的流量 W_a 以后,如果继续降低流量,通道出口出的含汽量就会很大,甚至会出现过热段,流量越低,过热段所占的比例越大,这时体积膨胀的因素对增加压降所起的作用已经很小了,压降差不多是沿着过热蒸汽的水动力曲线随流量而单调下降(图 4-31 曲线 II 中的 aO 段)。图 4-31 曲线 II 表明的情况说明 Δp 与 W 之间并不是单调关系,在曲线 a, b 两点之间所包含的压降范围内(图 4-31 的阴影部分)对应一个压降可能有三个不同的流量。由于水动力特性曲线的这种变化,当提供一个外加驱动压头 Δp_d 时,通道中的流量就有可能出现不同的数值,可以是 W_1 ,也可以是 W_3 (后面将会看到 W_2 所对应的状态是停留不住的)。如果并联工作的各个通道处于这种流动工况,虽然它们两端的压差是相等的,但是却可以具有不相等的流量。某一个通道中的流量可能时大时小(非周期性的变化),与此同时,在并联通道的总流量不变的情况下,其他通道的流量也会发生相应的非周期性变化,这就发生了水动力不稳定性。下面来讨论一个均匀加热的水平圆形通道内的流动情况(如图 4-32 所示),并导出 Δp 与 W 间的关系式。

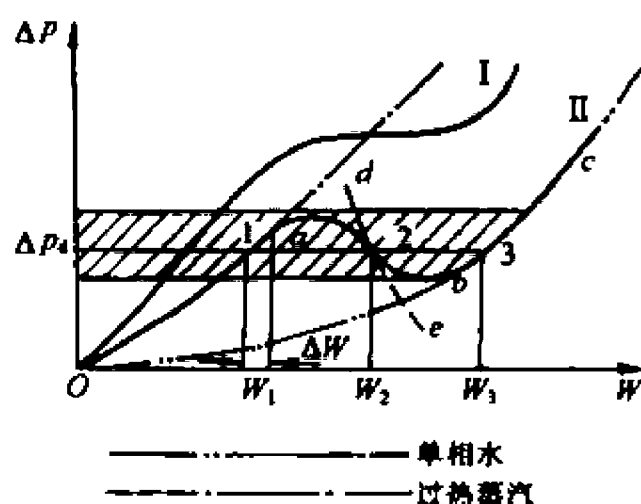


图 4-31 加热通道内的水动力特性曲线

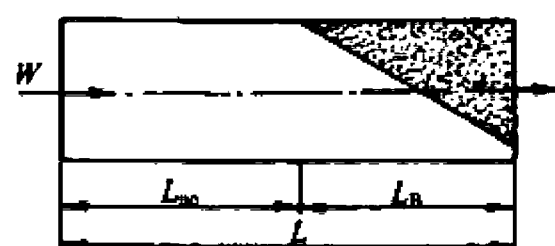


图 4-32 均匀加热的水平圆形通道内的流动

假设通道由不沸腾段 L_{no} (忽略过冷沸腾对摩擦压降的影响,把过冷沸腾段归并在不沸腾段内)和饱和沸腾段 L_b 组成,若忽略通道内的加速压降,则沿通道全长的压降 Δp_t 可表示为

$$\Delta p_t = \Delta p_{t1} + \Delta p_{t,ip} \quad (4-171)$$

式中: Δp_{t1} 是不沸腾段内的摩擦压降; $\Delta p_{t,ip}$ 是饱和沸腾段内的摩擦压降。不沸腾段内的摩擦压降可以写成

$$\Delta p_{t1} = f \frac{W^2 \bar{v}_l}{2A^2} \frac{L_{no}}{D}$$

式中: f 是不沸腾段的摩擦系数; W 是流体的质量流量; A 是通道的流通截面积, $A = \pi D^2/4$; D 是通道的直径; \bar{v}_l 是不沸腾段内水的平均比体积。因为 $\bar{v}_l \approx v_{ls}$, v_{ls} 是饱和水的比体积,则上式也可以写成

$$\Delta p_{t1} = f \frac{W^2 v_{ls}}{2A^2} \frac{L_{no}}{D} \quad (4-172)$$

与此相似,饱和沸腾段内的摩擦压降表示为

$$\Delta p_{t,ip} = f_{ip} \frac{W^2 v_{ip}}{2A^2} \frac{L_b}{D} \quad (4-173)$$

式中: f_{ip} 是饱和沸腾段内的摩擦系数; $v_{ip} = (v_{is} + v_{ex})/2$ 。 v_{ex} 是饱和沸腾段出口处汽水混合物的比体积, 假定混合物为均匀流模型, 则 $v_{ex} = v_{fs}(1 - x_{ex}) + v_{gs}x_{ex}$, 其中 v_{gs} 是饱和蒸汽的比体积, x_{ex} 是出口含汽量, $x_{ex} = q_1(L - L_{no})/(Wh_{fg})$, 式中的 q_1 是线功率, h_{fg} 是汽化潜热。合并式(4-171), (4-172)和(4-173)得到

$$\Delta p_t = \frac{W^2}{2A^3D} (fL_{no}v_{fs} + f_{ip}L_Bv_{ip}) \quad (4-174)$$

式中的 L_{no} 和 L_B 可由系统的热平衡求得,

$$L_{no} = W(h_{fs} - h_{in})/q_1$$

式中: h_{fs} 是饱和水的比焓; h_{in} 是通道进口处水的比焓。

$$L_B = L - L_{no} = L - W(h_{fs} - h_{in})/q_1$$

把 L_{no} 和 L_B 值代入式(4-174), 并应用 $v_{fs} = v_{gs} - v_{fs}$ 以及 $\Delta h_{in} = h_{fs} - h_{in}$ 的关系, 整理后得

$$\Delta p_t = A \frac{W^3}{q_1} + BW^2 + Cq_1W \quad (4-175)$$

因为 f 和 f_{ip} 与 W 的关系很弱, 故式中的 A, B, C 可视为与 W 和 q_1 无关的三个常数, 其中

$$\begin{aligned} A &= \frac{8}{\pi^2 D^5} \left[v_{fs} \Delta h_{in} (f - f_{ip}) + \frac{1}{2} f_{ip} \frac{\Delta h_{in}^2}{h_{fg}} v_{fs} \right] \\ B &= \frac{8}{\pi^2 D^5} f_{ip} L \left(v_{fs} - \frac{\Delta h_{in}}{h_{fg}} v_{fs} \right) \\ C &= \frac{4}{\pi^2 D^5} f_{ip} L^2 \frac{\Delta h_{in}}{h_{fg}} \end{aligned}$$

式(4-175)即为沸腾通道内的水动力特性方程式。它是一个三次方程, 其解可能是三个实根, 即在同一个压降下可能有两个不同的流量。如果情况是这样, 流动就是不稳定的。若方程的解是一个实根两个虚根, 则流动就是稳定的。同理, 对垂直沸腾通道也可以导出与式(4-175)相同形式的水动力特性方程式, 只不过其中的系数 A, B, C 不相同。

2) 稳定性准则

当给定一个外加驱动压头后, 如果系统运行在图 4-31 中曲线的 Oa 段, bc 段, 即正斜率 $[\partial(\Delta p_t)/\partial W > 0]$ 区段, 则流动是稳定的。例如运行在点 1 (或点 3), 此时若进入通道内的流量有一个微量变化, 如增加一个微量 ΔW , 则系统压降将变得比驱动压头大, 这样就会使流量减小, 从而使系统恢复到原来的运行点。相反地, 若流量减少一个微量 ΔW , 则这时驱动压头要比系统的压降大, 从而迫使流体加速, 流量增大, 直到恢复到点 1 时为止。

如果系统运行在曲线的 ab 段, 即负斜率 $[\partial(\Delta p_t)/\partial W < 0]$ 区段, 则流动是不稳定的。例如运行在点 2, 流动就是不稳定的, 此时流量不管是增加还是减少, 系统将不能再恢复到点 2 运行。质量流量或者增加到能够稳定运行的点 3, 或者减少到能够稳定运行的点 1, 这样就产生了流量漂移。

在 $\partial(\Delta p_t)/\partial W < 0$ 的这个区段中, 若能提供这样一个驱动压头随流量的变化曲线, 即其斜率的负值比水动力特性曲线的负值更小 (图 4-31 中虚线所示), 则就可以使流量稳定下来。此时若通道内的流量有所增加, 则由于驱动压头低于系统压降, 流体将减速, 从而使流量重新稳定在运行点 2, 虽然 $\partial(\Delta p_t)/\partial W$ 是负的, 但系统仍然是稳定的。因此水动力稳定性准则给出为

$$[\partial(\Delta p_d)/\partial W] - [\partial(\Delta p_t)/\partial W] < 0 \quad (4-176)$$

式中 Δp_d 是驱动压头。

3) 防止水动力不稳定性的措施

从上面的分析可以看出,要防止水动力不稳定性可以从以下几方面着手:

① 系统不在水动力特性曲线 $\partial(\Delta p_d)/\partial W < 0$ 的区段内运行。如果遇到系统必须在 $\partial(\Delta p_d)/\partial W < 0$ 的区段运行,可选用大流量下压头会大大降低的水泵,以满足条件 $[\partial(\Delta p_d)/\partial W] - [\partial(\Delta p_d)/\partial W] < 0$ 。

② 使水动力特性曲线趋于稳定,即消除曲线中的 $\partial(\Delta p_d)/\partial W < 0$ 的区段,使 Δp_d 和 W 成为单值对应关系。其方法主要有:

在通道进口加装节流件,增大进口局部阻力。图 4-33 中的曲线 2 为节流件阻力损失与流量的关系,因为通道进口一般为过冷水,比体积不变,所以其压降随流量的增大而增加。曲线 1 为未装节流件时通道的水动力特性。曲线 3 则为加装节流件后的通道的水动力特性。曲线 3 是由曲线 1 和曲线 2 以流量相等压降叠加而得出的。此时一个压降只对应一个流量,曲线单调上升。

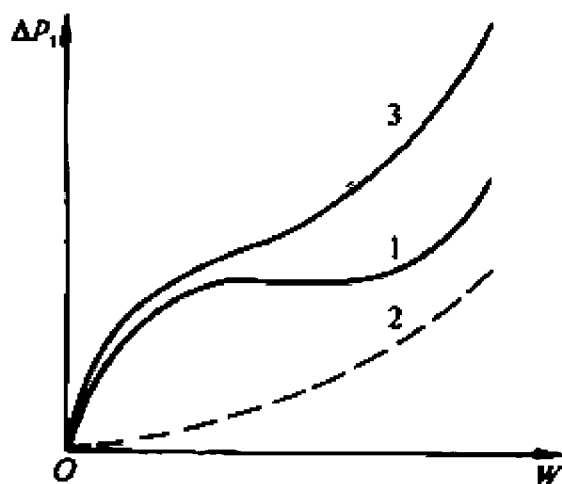


图 4-33 用节流稳定水动力特性
1—未加节流件时的水动力特性;2—节流件的压降特性;3—加节流件后的水动力特性

选取合理的系统参数。系统的运行压力越高,两个相的比体积就相差得越小,流动就越稳定,如图 4-34 所示。这是因为两相流出现流动不稳定性的根本原因在于,当水变成蒸汽时,汽水混合物的比体积变化比较大。当压力到达临界压力时,水和蒸汽的比体积相同,不稳定性也就不会出现了。除了系统的压力以外,通道进口处水的欠热度也会影响水动力特性的稳定性。通常欠热度对水动力特性的影响有一定的界限值。不同的装置界限值可能不相同,这要根据系统的具体设计参数而定。小于该界限值,减小水的欠热度,可使流动趋于稳定,如图 4-35 所示。当欠热度为零时,式(4-175)中的系数 A 等于零,压降 Δp_d 便与质量流量的平方(即 W^2)成正比,这时对应于每一压降有两个 W ,一个为正值,另一个为负值,实际上对应于一个压降只有一个流量,故不会发生流动不稳定。大于此界限值,减小进口过冷度会增加沸腾段的长度,结果反而使流动的稳定性降低。可见当过欠热大于界限值时,只有增加通道进口的过冷度,才会提高流动的稳定性。

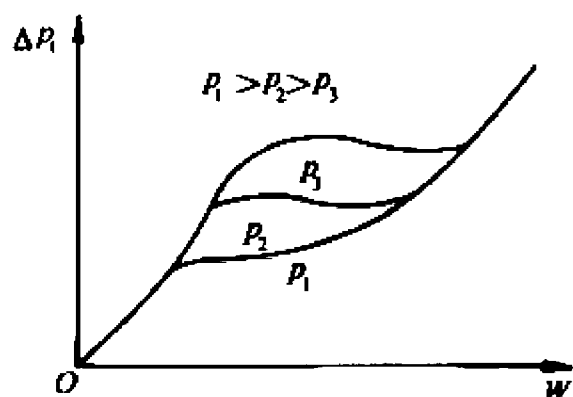


图 4-34 压力对水动力特性的影响

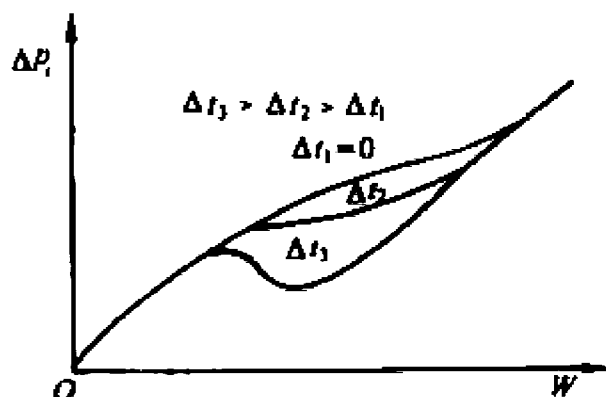


图 4-35 欠热度对水动力特性的影响

2. 流型不稳定性

流型不稳定性是在流动工况接近泡状流与环状流的转换点时发生的。在泡状流或弹状流的流动工况中,若遇有随机偏差引起的流量减少,在加热通道中会导致汽泡数目增加,可能使流型转换成环状流。由于在相同质量流密度下,环状流的压降比泡状流的压降小,在通道的驱动压头保持不变的情况下,就会促使系统的流量突然增加,在流量增加后所产生的汽体量已不足以再维持环状流,于是流型又返回到泡状流或弹状流,如此循环便发生了流量振荡。如果系统的出口含汽量选择得合理,这种不稳定性是可以避免的。通常压水堆在低于转换点的出口含汽量下运行;而沸水堆则在高于转换点的出口含汽量下运行。

3. 蒸汽爆发不稳定性

这种不稳定性,是由于液相的突然汽化导致混合物密度急速下降而引起的。它与流体的性质、通道的几何形状、加热面的状况密切相关。例如,对于非常清洁光滑的加热面,为了激活汽化核心,需要相当大的过热度,大的壁面过热度,也使近壁面的液体高度过热,在这种情况下,一旦汽化核心被激活,生成的汽泡就会在高度过热液体的加热下突然长大,产生大量蒸汽形成爆发式沸腾,伴随汽泡的长大,还会将液体从加热通道中逐出。快速蒸发降低了周围液体和加热面的温度,一旦汽泡脱离壁面后,温度较低的加热面重新被液体覆盖,汽化核心暂时被抑制,直到加热面重新建立起大的过热度,过程再次重复进行。这种不稳定行为,在一个循环里包含升温、核化、逐出及再进入的过程。液态金属系统容易发生这种类型的不稳定性,这是因为它的两个相的密度差很大,蒸汽的压力-温度曲线的斜率很小,又有良好的浸润性,这些特性就使得液态金属在汽泡开始长大以前就达到很高的过热度,一旦汽泡生成,在高过热度液体的加热下就会很快长大,同时把液体从加热通道中逐出。

对于大多数水冷反应堆系统,由于沸腾所需要的过热度不大,在正常运行工况下蒸汽爆发不稳定性并不构成一个问题。这种不稳定性在反应堆事故工况的再淹没阶段却是很有用的,电厂应急堆芯冷却系统的实验结果表明,一旦冷却剂碰到炽热的燃料元件,蒸汽爆发所引起的两相混合物的飞溅,有助于燃料元件快速冷却下来。

4.5.2 动力学不稳定性

1. 管间脉动

除了前述水动力不稳定性之外,并联通道间还会发生另外一种流动不稳定性,即所谓管间脉动,在发生管间脉动时,尽管并联通道的总流量以及上下腔室的压降并无显著变化,可是其中某些通道的进口流量 W_i 却会发生周期性的变化。当一部分通道的水流量增大时,与之并联工作的另一部分通道的水流量则减小,两者之间的流量脉动恰成 180° 相位差。与此同时,这些通道出口的蒸汽量 W_e 也相应发生周期性的变化,这样,一部分通道进口水流量的脉动与其出口蒸汽量的脉

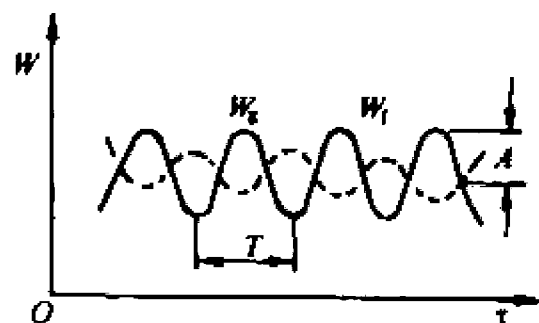


图 4-36 脉动时的汽、水流量的周期性变化

动恰成 180° 相位差, 即当水流量最大时, 蒸汽量最小; 而当水流量最小时, 蒸汽量最大。图 4-36 示出了并联通道脉动时的汽、水流量的周期性变化。

管间脉动的频率一般为 $1\sim 10$ 次/min, 频率的高低取决于通道的受热情况、结构型式以及流体的热力参数。水的脉动流量与平均流量的最大偏差, 称为脉动振幅 A , 而相邻两个最大 (或最小) 水流量之间的间隔时间称为脉动周期 T 。上述汽-水两相流的脉动现象与水动力不稳定性的区别在于, 前者是周期性的脉动, 而后者是非周期性的流量漂移。

关于管间脉动的原因, 迄今还不是很清楚, 尚待进一步研究, 下面只对其中的一种解释作简单介绍。在并联通道运行时, 通道中的热流密度总会有一些波动, 如果某一个通道中的热流密度突然由 q_1 升高到 q_2 , 则由于热流密度的突然增加, 该通道沸腾段的沸腾就会加剧, 蒸汽量增加。这一现象导致沸腾起始点附近产生瞬时局部压力升高, 并将其前后流体分别向通道进、出口两端推动, 因而使进口水流量减少而出口蒸汽量增加。与此同时, 由于热流密度的增加, 通道的加热段 L_{no} 缩短, 有一部分加热段变为沸腾段 L_B 的一部分; 局部压力的升高会将一部分汽水混合物瞬时推向过热段, 使过热段 L_{sup} 缩短。这样, 瞬时间的蒸汽量的增加和过热段的缩短都导致出口过热蒸汽温度 t_g 的下降, 这是脉动的第一瞬时 (见图 4-37)。由于局部压力升高, 相应的饱和温度也升高, 每千克水加热到沸点的显热也就增加了, 于是蒸汽的产量下降; 而此时进水少、排出的蒸汽又多, 所以局部压力接着下降。但是, 这样一来通道进口压力与局部压力间的压差增加了, 因而进水量随之增加。随着进水量的增加, 排出的蒸汽量又逐渐减少, 这时就又开始了加热段增长, 沸腾段缩短, 以及过热段增长这样一个过程。排汽量的减少和过热段的生长都导致出口蒸汽温度的升高, 这是脉动的第二瞬时。而从第二瞬时的局部压力开始下降起, 相应的饱和温度也开始降低, 于是蒸发量又开始增加。蒸发量的增加又促使局部压力升高, 如此又恢复到第一瞬时的情况。由此可见, 一旦发生一次扰动, 就会连续地、周期性地发生流量和温度的脉动。与某一通道流量和温度发生变化的同时, 与这一通道并联的其他通道的流量就会出现相反的变化, 因而会产生周期性的管间脉动。流量的忽多忽少, 使加热段、沸腾段和过热段的长度发生周期性的变化, 因而通道中不同放热工况分界处的管壁就会交替地与不同状态的流体相接触, 致使管壁温度周期性地波动, 从而可能导致金属部件发生热疲劳破坏。

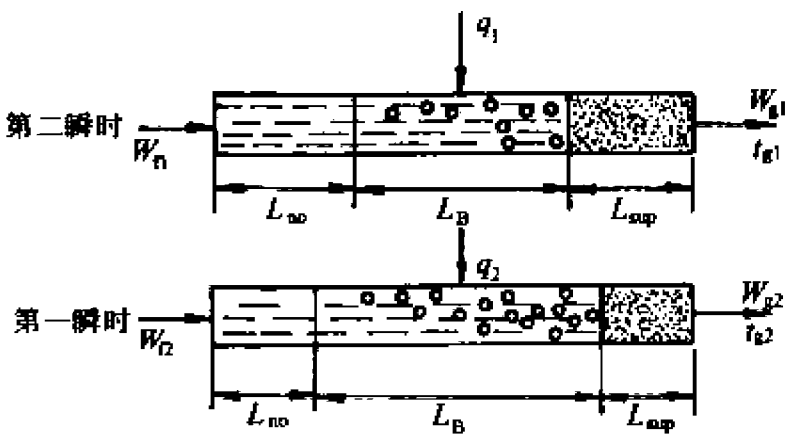


图 4-37 热流密度的变化对流动工况的影响

影响管间脉动的主要因素是:

- (1) 压力。压力越高, 蒸汽和水的比体积相差越小, 局部压力升高等现象越不易发生, 因而脉动的可能性也就越小。
- (2) 出口含汽量。出口含汽量越小, 汽-水混合物体积的变化也越小, 流动也就越稳定。
- (3) 热流密度。热流密度越小, 汽-水混合物的体积由热流密度的波动而引起的变化也就越小, 脉动的可能性也就越小。
- (4) 流速。进口流速越大, 阻滞流体流动的蒸汽容积增大现象就越不易发生, 因而可以减轻或避免管间脉动。

消除管间脉动, 除了可以调节与以上因素有关的参数外, 最有效的方法是在加热段的进口

加装节流件,提高进口阻力。这样做可以使沸腾起始点附近产生的局部压力升高远远低于进口压力,从而使流量波动减小,直至消除。图 4-38 示出了节流件对防止脉动的作用。曲线 2 表示正常工况下沿通道长度 L 的压力变化。曲线 1 为脉动过程中局部压力下降时沿通道长度的压力变化。曲线 3 则为局部压力升高时沿通道长度的压力变化,此时进入通道的水流量减小而出口蒸汽流量增加,若该局部压力超过进口压力 p_m ,则水就会倒流回去,沸腾起始点也就向进口方向移动。如果在并联的各个通道的进口都加装节流件,使节流件产生的压降超过可能的压力波动幅度,则脉动现象就可消除。那么节流件的压降究竟应该保持多大才能消除脉动呢?实验表明,要防止脉动必须满足下列准则:

$$\frac{\Delta p_m + \Delta p_l}{\Delta p_B} \geq a \tag{4-177}$$

式中: Δp_m 为加热段的压降(Pa); Δp_l 为节流件产生的压降(Pa); Δp_B 为沸腾段的压降(Pa),当出口为过热蒸汽时还应加上过热段的压降; a 为一常数,取决于系统的工作压力 p 和通道中流体的质量流密度 G 。 a 值可以从图 4-39 和图 4-40 的曲线中查出。 a 的具体取值方法如下:先根据通道中热流密度最低时的流体的质量流密度 G ,由图 4-39 查得一个 a 值,再根据系统的工作压力,由图 4-40 查得另一个 a 值,取两者中较大的一个数值(但不小于 0.2)。取定 a 值后,就可以根据前述有关公式计算出 Δp_m 和 Δp_B ,而后再用式(4-177)算出节流件的压降 Δp_l ,根据该压降即可确定所需节流件的开孔尺寸。

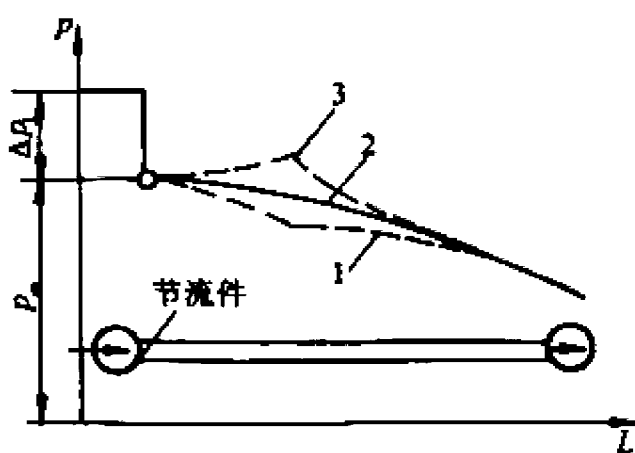


图 4-38 节流件对防止脉动的作用

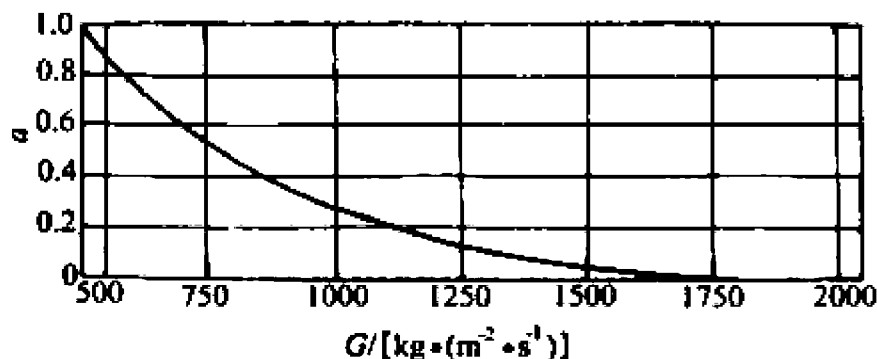


图 4-39 确定节流件压降用的常数 a 与流体质量流密度的关系

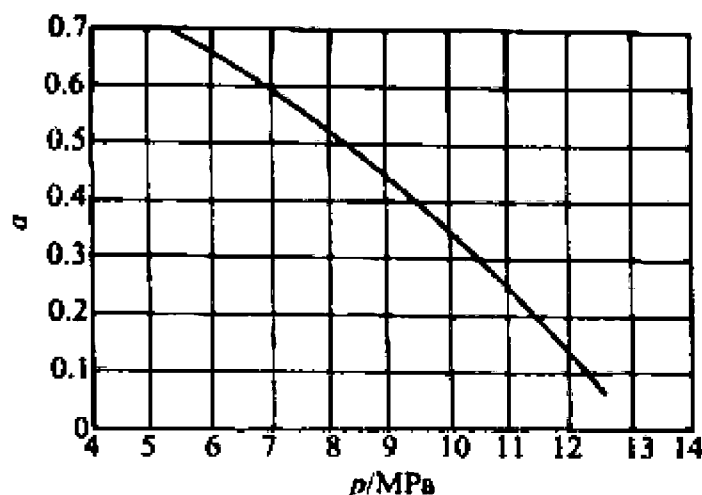


图 4-40 确定节流件压降用的常数 a 与系统工作压力的关系

2. 密度波振荡

在水动力不稳定性中,流量的微小变化会导致系统的大的流量漂移,而对于密度波振荡,微小的流量变化能够引起系统的大的流动振荡。密度波属低频振荡(通常小于 1Hz),由连续波定律可以知道其振荡周期大约是流体质点穿越通道所需时间的 1~2 倍。

密度波振荡可作如下的物理解释:在受热通道中,进口流量的微量减少,将使流体的出口焓值增加,空泡份额上升,因而引起流体的出口密度下降。在通道中由于不沸腾段长度与沸腾

段长度的改变,这一扰动必将导致摩擦压降、加速压降、提升压降和传热性能的变化。在一定的通道几何特性、运行工况和边界条件下,扰动使压力脉动在出口处有 180° 的相位差。多次的反馈作用,形成系统流量、密度和压降的周期性振荡。

增加进口阻力、提高系统压力和增大质量流密度有助于改善系统的不稳定性。增加进口阻力,将在进口处形成较高的压头,强迫流体流过通道,大大降低了系统内压力的脉动对进口流量变化的影响。提高系统的压力将使汽液两相流的密度差减小;增大质量流密度,在一定的输入功率下,意味着蒸发率的降低,因而系统的稳定性提高。

密度波振荡可借助描述流体瞬态流动的质量、动量、能量守恒方程和结构方程进行分析。这些方程可以应用数值分析法直接求解;也可以采用频域法,应用反馈控制理论进行分析。

3. 压降振荡

当系统存在可压缩体积以及系统运行在接近水动力特性曲线的负斜率区时,有可能发生压降振荡。压降振荡频率比密度波振荡频率约小一个量级(0.1 Hz)。

压降振荡的一种物理解释如下^[6]:当系统的下游加热管段 CD(见图 4-41)处于发生流量漂移的边缘,质量流密度的微量下降就会引起该段流动阻力的增加。如果系统 AD 两点间的驱动压头保持不变,C 点的压力就会升高,迫使流体流入可压缩体积(波动箱)。与此同时系统上游 AB 管段的压降和流量开始下降,CD 管段流量的进一步降低将会引起该

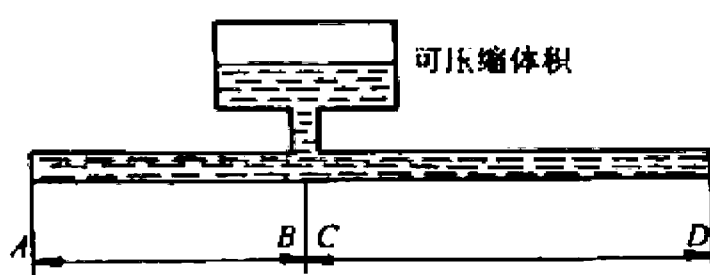


图 4-41 压降振荡系统

管段阻力的减少,C 点的压力随之下降,于是流体离开可压缩体积流入 CD 管段。上述过程在可压缩体积与加热管段间的相互作用下往复进行,形成持续性的压降振荡。

在上述讨论的各种不稳定性中,反应堆设计者最为关注的是流量漂移和密度波振荡。事实表明,只要反应堆设计得合理,这些不稳定性对反应堆的正常运行不会酿成不利后果。

思考题

- 4-1 反应堆稳态工况水力计算包括哪些内容?
- 4-2 单相流压降通常由哪几部分组成? 试以压水动力堆稳态运行工况为例加以说明。
- 4-3 在单相流中,计算非等温流动摩擦压降和未定型流动摩擦压降应注意些什么?
- 4-4 如何计算带有定位架的棒状燃料元件组件的流动压降?
- 4-5 何谓多相流,单组分两相流,双组分两相流。酒精和水在一起流动是两相流吗? 二氧化碳和空气呢?
- 4-6 何谓流型,在垂直加热通道中汽水两相流主要存在哪几种流型,研究流型对进行反应堆热工水力分析有何实际意义?
- 4-7 什么叫空泡份额、滑速比? 在汽水两相流中定义了哪三种含汽量,它们的含义是什么? 在过冷沸腾区 x 和 x_c 是一回事吗? 在饱和沸腾区呢,为什么?
- 4-8 你知道两相流压降是如何计算的吗? 它主要有哪些计算模型?
- 4-9 何谓自然循环,它在反应堆热工设计中的地位如何?

- 4-10 何谓临界流,研究临界流对反应堆的安全有何意义?
- 4-11 计算两相临界流的 Fauske 模型与 Moody 模型之间有没有差别,差别在哪里?
- 4-12 流动不稳定性有哪些危害,在单相流系统中会出现流动不稳定性吗?为什么?

习 题

- 4-1 某一传热试验装置,包括一根由 1.2m 长、内径是 13mm 的垂直圆管组成的试验段。水从试验段顶部流出,经过一个 90° 弯头后进入 1.5m 长的套管式热交换器。假设热交换器安放在水平管道的中间部分,水在管内流动,冷却水在管外逆向流动。热交换器的内管以及把试验段、热交换器、泵连接起来的管道均为内径是 25mm 的不锈钢管。回路高 3m,总长 18m,共有四个 90° 弯头。在试验段的进出口都假设有突然的面积变化。回路的运行压力是 16MPa,当 260°C 的水以 5m/s 的速度等温流过试验段时,求回路的摩擦压降。若试验段均匀加热,使试验段的出口水温变为 300°C (进水温度仍为 260°C),回路的压降又是多少?
- 4-2 试导出汽水两相流的空泡份额 α 、真实含汽量 x 和滑速比 S 之间的关系式。
- 4-3 某沸水堆冷却剂通道,高 1.8m,运行压力为 4.8MPa,进入通道的水的欠热度是 13°C ,离开通道时的含汽量是 0.06,如果通道的加热方式是① 均匀的和② 正弦的(坐标原点取在通道的进口处),试计算该通道的不沸腾段的高度和饱和沸腾段的高度(忽略过冷沸腾段和外推长度)。
- 4-4 设有一个以正弦方式加热的沸腾通道(坐标原点取在通道的进口处),长 3.6m,运行压力为 8.3MPa,不沸腾段的高度为 1.2m,进口水的欠热度为 15°C ,试求该通道的出口含汽量和空泡份额(忽略过冷沸腾段)。
- 4-5 某一模拟试验回路的垂直加热通道,在某高度处发生饱和沸腾,已知加热通道的内径 $d=2\text{cm}$,冷却水的质量流量 $W_f=1.2\text{t/h}$,系统的运行压力是 10MPa,加热通道进口水的比焓 $H_{f,m}=1214\text{kJ/kg}$,沿通道轴向均匀加热,热流密度 $q=6.7\times 10^5\text{W/m}^2$,通道长 2m。试用平衡态模型计算加热通道内流体的饱和沸腾起始点的高度和通道出口处的含汽量。
- 4-6 按下述条件计算内径为 5.1cm 的沸腾通道出口处的摩擦压降梯度。流体为汽水两相流;压力为 18MPa;进口处饱和水的质量流量 $W_{f,0}=2.15\text{kg/s}$;出口含汽量 $x_{ex}=0.183$ 。
- 4-7 试用分离流模型计算例题 4-2 的流动压降。
- 4-8 试计算内径由 20mm 突然扩大至 50mm 的水平管中汽水两相流的压力变化和压力损失。假设系统的运行压力是 1MPa,含汽量是 0.04,质量流量是 0.8kg/s 。
- 4-9 某压水反应堆,运行压力 $p=13.8\text{MPa}$,水的平均温度 $\bar{t}_f=340^\circ\text{C}$,一回路主管道直径 $d=0.3\text{m}$ 。在离压力壳出口管约 6m 处突然发生断裂,断口是完整的而且与管道轴线相垂直,背压是大气压。试计算在发生断裂的瞬间的冷却剂的丧失率。
- 4-10 用题 4-5 中的垂直加热通道来模拟一个内部自然循环的沸水堆活性区,试确定该系统的驱动压头。取滑速比 $S=2.0$ 。

参 考 文 献

- [1] 汤焱孙, J. 韦斯曼. 压水反应堆热工分析. 袁乃驹等译, 北京: 原子能出版社, 1983
- [2] 石森富太郎. 原子炉工学讲座 5——热工学构造设计. 日本: 培风馆株式会社, 1972
- [3] J. G. 考里尔. 对流沸腾和冷凝. 魏先英等译, 北京: 科学出版社, 1982
- [4] F. S. Castellana, C. F. Bonilla. Two-phase Pressure Drop and Heat Transfer in Rod Bundles. Two-phase Flow and Heat Transfer in Rod Bundles. ASME, New York, 1969, 15~30
- [5] N. Zuber, J. A. Findlay. Average Volumetric Concentration in Two-phase Flow Systems, J. Heat Trans. , 1965, 88:453
- [6] G. B. Wallis. One-dimensional Two-phase Flow, Ch. 2, MacGraw Hill Book Company, 1969
- [7] H. K. Fauske, Contribution to the theory of two-phase, one-Component critical flow, ANL-6633, 1962
- [8] F. J. Moody. Maximum flow rate of a single-component, two-phase mixture. Trans. ASME, J. Heat Transfer, Series C87, 134, 1965
- [9] R. T. Lahey, F. J. Moody, the Thermal Hydraulics of A Boiling Water Nuclear Reactor, Ch. 9. American Nuclear Society, 1977
- [10] 赵兆颐等. 反应堆热工流体力学. 北京: 清华大学出版社, 1992
- [11] J. A. Boure, A. E. Bergles, and L. S. Tong. Review of two-phase flow instability. Nuc. Eng. Des. 1973, 25:165~192
- [12] 陈学俊等. 气液两相流与传热基础. 北京: 科学出版社, 1995

第5章 堆芯稳态热工分析

反应堆热工设计的任务就是要设计一个既安全可靠而又经济的堆芯输热系统。在利用核能作为能源的核动力装置中,这个系统是把核能转变成其他类型能量的一个中间枢纽。所以,反应堆热工设计在整个反应堆设计中占有极重要的地位。反应堆热工设计的涉及面很广,它不但与反应堆本体的其他方面诸如堆物理、堆结构、堆材料和堆控制等的设计有关,而且还与一、二回路系统的设计有着密切的联系。要做好反应堆热工设计,就必须全面地了解反应堆热工设计与其他各专业设计之间的关系,也只有这样,才能进一步认识到热工设计在整个反应堆设计中所占的重要地位。本章将着重介绍压水动力堆的稳态热工分析。

反应堆热工设计所要解决的具体问题,就是在堆型和进行热工设计所必需的条件已定的前提下,通过一系列的热工水力计算和一、二回路热工参数最优选择,确定在额定功率下为满足反应堆安全要求所必需的堆芯燃料元件的总传热面积、燃料元件的几何尺寸以及冷却剂的流速(或流量)、温度和压力等,使堆芯在热工方面具有较高的技术经济指标。

在进行反应堆热工设计之前,由各有关专业共同讨论并初步确定的前提为:

- (1) 根据所设计堆的用途和特殊要求(如尺寸、重量等的限制)选定堆型,确定所用的核燃料、慢化剂、冷却剂和结构材料等的种类;
- (2) 反应堆的热功率、堆芯功率分布不均匀系数和水铀比允许的变化范围;
- (3) 燃料元件的形状、它在堆芯内的布置方式以及栅距允许变化的范围;
- (4) 二回路对一回路冷却剂热工参数的要求;
- (5) 冷却剂流过堆芯的流程以及堆芯进口处冷却剂流量的分配情况。

5.1 热工设计准则

在设计反应堆冷却系统时,为了保证反应堆运行安全可靠,针对不同的堆型,预先规定了热工设计必须遵守的要求,这些要求通常就称为堆的热工设计准则,反应堆在整个运行寿期内,不论是处于稳态工况,还是处于预期的事故工况,它的热工参数都必须满足这个设计准则。堆的热工设计准则,不但是热工设计的依据,而且也是安全保护系统设计的原始条件;除此之外,它还是制定运行规程的出发点。热工设计准则的内容,不但随堆型而不同,而且随着科学技术的发展、堆设计与运行经验的积累以及堆用材料性能和加工工艺等的改进而变化。例如早期设计的压水动力堆,是不允许冷却剂发生过冷沸腾的,而近期设计的压水动力堆,则不但允许冷却剂发生过冷沸腾,而且还允许在堆芯最热通道出口处发生饱和沸腾(但在堆芯出口处冷却剂混合后的水温仍低于饱和温度)。因为这样做可以提高堆芯出口处冷却剂的温度,从而提高核电厂的热效率。由于动力堆类型较多,其热工设计准则不能一一列举,在此仅以压水动力堆为例作一介绍,目前压水动力堆设计中所规定的稳态热工设计准则,一般有下列几点^[1]:

- (1) 燃料元件芯块内最高温度应低于其相应燃耗下的熔化温度。对于压水动力堆采用的

燃料——二氧化铀,其熔点约为 2800°C ,但经过辐照后,其熔点将会下降。实测表明燃耗每增加 $10000\text{MW}\cdot\text{d/t(U)}$,其熔点约下降 32°C 。所以,在通常所达到的燃耗深度下,熔点将降低到 2650°C 左右。在稳态热工设计中,目前燃料元件中心最高温度选取的限制值大多介于 $2200\sim 2450^{\circ}\text{C}$ 之间。

(2) 燃料元件外表面不允许发生沸腾临界。通常用临界热流密度比(DNBR)来定量地表示这个限制条件,DNBR的定义是:

$$\text{DNBR} = \frac{\text{利用专门公式计算得到的堆内某处的临界热流密度}}{\text{该处的实际热流密度}} \quad (5-1)$$

在整个堆芯内 DNBR 的最小值称为最小临界热流密度比或最小偏离核态沸腾比或最小 DNB 比,用 MDNBR 或 DNBR_{\min} 表示;为了使燃料元件不易烧毁,在设计超功率及可预计的瞬态运行过程中,MDNBR 均不应低于某一规定值。如果用来计算临界热流密度的公式没有误差,且 MDNBR 为 1 时,则表示燃料元件表面要发生沸腾临界。如果计算公式存在误差,那么 MDNBR 就要定得比 1 大些。

(3) 必须保证正常运行工况下燃料元件和堆内构件能得到充分冷却;在事故工况下能提供足够的冷却剂以排出堆芯余热。

(4) 在稳态额定工况和可预计的瞬态运行工况中,不发生流动不稳定性。对于压水堆,实际上只要堆芯最热通道出口附近冷却剂中的含汽量小于某一数值,即不会发生流动不稳定性。

气冷堆的热工设计准则与压水堆的不同,气冷堆不存在像压水堆那样的燃料元件表面的沸腾临界问题。气冷堆的热工设计准则,主要是燃料元件表面最高温度、中心最高温度以及燃料元件和结构部件的最大热应力不超过允许值。又如对于用水作冷却剂的生产堆,一般就把燃料元件包壳与水发生加速腐蚀时的包壳表面温度作为其设计准则之一。这是因为新的裂变燃料的生产量与堆的热功率成正比,要增加新的裂变燃料的生产量,就必须尽可能提高反应堆的热功率,而功率的提高会使包壳的表面温度也跟着升高,当这个温度升高到某个数值时,包壳就会被水加速腐蚀,从而影响燃料元件的寿命。应该指出,包壳加速腐蚀并不会立即影响反应堆的安全,但它会影响反应堆燃料的换料周期和运行周期,从而影响新的裂变燃料的生产量。因此,把引起包壳加速腐蚀的温度值定为生产堆的一条热工设计准则。

对反应堆冷却系统的要求包括安全和可靠性两个方面。安全与可靠性一般是这样划分的,即把影响到运行人员和周围居民生命和健康的较大事故归入到安全范畴;而将另一些不影响运行人员和周围居民生命与健康的较小事故归入到可靠性范畴。例如,堆内即使有个别或极少量燃料元件包壳存在缺陷(如微小裂隙),使少量放射性物质泄入冷却剂中,但放射性物质的泄出量仍在冷却剂净化系统的净化能力范围内,则整个装置仍可继续运行,那么这种冷却系统就是可靠的。

5.2 堆芯冷却剂流量分配

为了在安全可靠的前提下尽量提高反应堆的输出功率,在进行热工设计之前,必须预先知道堆芯热源的空间分布和在各个冷却剂通道内的冷却剂流量。有了这两个数据,才能根据所选定的堆芯结构、燃料组件的几何尺寸、材料的热物性等,通过计算,确定整个堆芯的焓场、温度场(对于水冷堆还要计算临界热流密度),分析反应堆的安全性和经济性。堆芯释热率的分

布已在第2章中作了详细的讨论,这一节将讨论冷却剂在堆芯内各冷却剂通道之间的流量分配问题。

由于各种原因,进入堆芯的冷却剂并不是均匀分配的。对于不同类型的反应堆,造成流量分配不均匀的主要原因并不完全一样,所以必须根据具体堆型进行具体分析。就压水堆而言,造成流量分配不均匀的原因主要有:

(1) 进入下腔室的冷却剂流,不可避免地会形成许多大大小小的涡流区,从而有可能造成各冷却剂通道进口处的静压力各不相同。

(2) 各冷却剂通道在堆芯或燃料组件中所处的位置不同,其流通截面的几何形状和大小也就不可能完全一样,例如处在燃料组件边、角位置上的冷却剂通道,其流通截面和中心处的就可能不一样。

(3) 燃料元件和燃料组件的制造、安装的偏差,会引起冷却剂通道流通截面的几何形状和大小偏离设计值。

(4) 各冷却剂通道中的释热量不同,引起各通道内冷却剂的温度、热物性以及含汽量也各不相同,从而导致各通道中的流动阻力产生显著的差别。这是使流入各通道的冷却剂流量大小不同的一个重要原因。

从反应堆的总热功率确定所需要的冷却剂总流量并不困难,但是要找出冷却剂在堆芯内的流量分配数据就不那么容易了。由于堆芯内冷却剂流动的复杂性,目前还不可能单纯依靠理论分析来解决堆芯流量的分配问题,而只能借助于描述稳态工况的冷却剂热工水力基本方程式、已知的参量、边界条件以及一些经验数据或关系式,来求得可能满足工程要求的堆芯流量分配的近似解。比较准确的流量分配,一般是在设计了堆本体之后,根据相似理论,通过水力模拟实验测量出来的,不过这也只能测得冷态工况下的流量分布;有时甚至要在反应堆建成后进行堆内实际测量才能得到。

压水堆堆芯的成千上万个相互平行的冷却剂通道可以看作是一组并联通道。堆芯的上下腔室就是这些平行通道的汇集处,依照计算模型的不同,并联通道通常被划分为闭式通道和开式通道两类。如果相邻通道的冷却剂之间不存在质量、动量和热量的交换,就称这些通道为闭式通道,反之则称为开式通道。由开式棒束燃料组件组成的堆芯,在实际运行时相邻通道的冷却剂之间将发生混合或交混,但是,如果在热工水力计算中,不考虑这些通道之间的冷却剂的质量、动量和能量的交换,那就是意味着仍然把这些通道当作闭式通道处理。下面以压水堆为例,具体讨论求解堆芯流量分配的方法。

5.2.1 闭式通道间的流量分配

在求解并联闭式通道的流量分配时,首先需要列出已知条件和稳态工况下各通道的有关守恒方程。对于闭式通道来说,因为只考虑一维向上(或向下)的流动,不计相邻通道间的冷却剂的质量、动量和热量的交换,所以这些方程的形式都比较简单。

在确定并联通道的冷却剂流量分配时,通常需要已知下面的两个条件:

(1) 下腔室出口的压力分布,即各冷却剂通道的进口压力 $p_{1.in}, p_{2.in}, \dots, p_{n.in}$ 。一般堆芯冷却剂进口的压力分布由水力模拟实验测量得到,或根据经验数据给出。

(2) 上腔室进口的压力分布,即各冷却剂通道的出口压力 $p_{1.ex}, p_{2.ex}, \dots, p_{n.ex}$,对于压水

堆,目前设计中一般假设上腔室进口面是一等压面(均为 p_{ex}),即

$$p_{1,ex} = p_{2,ex} = \dots = p_{i,ex} = \dots = p_{n,ex} = p_{ex}$$

在进行计算时所采用的基本方程式如下:

1) 质量守恒方程

假设堆芯是由 n 个并联的闭式冷却剂通道组成的(如图 5-1 所示),冷却剂的总循环流量为 W ,并联通道的各分流量分别为 $W_1, W_2, \dots, W_i, \dots, W_n$,则可写出质量守恒方程如下:

$$(1 - \xi_s)W = \sum_{i=1}^n W_i \quad (5-2)$$

式中的 ξ_s 称为旁流系数,它表示冷却剂不通过堆芯而旁流的流量占 W 的份额。目前核电厂压水堆 $\xi_s = 5\%$ 。 $(1 - \xi_s)W$ 表示流经堆芯冷却剂通道的冷却剂流量。

2) 动量守恒方程

若用一般的函数形式表示,则对第 i 个冷却剂通道可以写出

$$p_{i,in} - p_{i,ex} = f(L_i, D_{e,i}, A_i, W_i, \mu_i, \rho_i, x_i, a_i) \quad (5-3)$$

上式等号左边的 $p_{i,in}, p_{i,ex}$ 分别表示第 i 个冷却剂通道的进、出口压力。等号右边括弧中的 $L_i, D_{e,i}, A$ 分别表示通道的长度、当量直径和流通截面积; W, μ, ρ, x, a 分别表示质量流量、粘性系数、密度、含汽量和空泡份额;下标 i 表示通道的序号。对于 n 个冷却剂通道,显然可以列出 n 个如式(5-3)那样的方程。

3) 能量守恒方程

对于第 i 个闭式冷却剂通道的微元长度 Δz (如图 5-2 所示),其热平衡方程可表示为

$$\frac{A_i \Delta[\rho h_i(z)]}{\Delta \tau} + \frac{W_i \Delta h_i(z)}{\Delta z} = q_l(z) \quad (5-4)$$

式中: i 为通道的序号, $i=1, 2, \dots, n$; A_i 为第 i 个冷却剂通道的流通截面积; ρ 为冷却剂密度; $h_i(z)$ 为在位置 z 处冷却剂的比焓; $\Delta h_i(z)$ 为冷却剂流过微元长度 Δz 时的焓升; $\Delta \tau$ 为冷却剂流过微元长度 Δz 所需的时间; W 为冷却剂质量流量; $q_l(z)$ 为在轴向高度 z 处燃料元件的线功率。

式(5-4)的左边第一项表示第 i 个通道的位置 z 处微元体 $A_i \Delta z$ 中冷却剂的比焓随时间的变化值。第二项表示在位置 z 处冷却剂流经微元长度 Δz 后所带出的热量。右边表示燃料元件棒在第 i 个通道的 $z \sim z + \Delta z$ 长度内释出的热量。对于稳态工况,左边第一项为零,于是式(5-4)变成

$$\frac{W_i \Delta h_i(z)}{\Delta z} = q_l(z) \quad (5-5)$$

对于稳态闭式通道, W_i 沿整个 z 轴为常数,由此可把式(5-5)写成积分形式:

$$W_i [h_{i,ex} - h_{i,in}] = \int_0^L q_{l,i}(z) dz \quad (5-6)$$

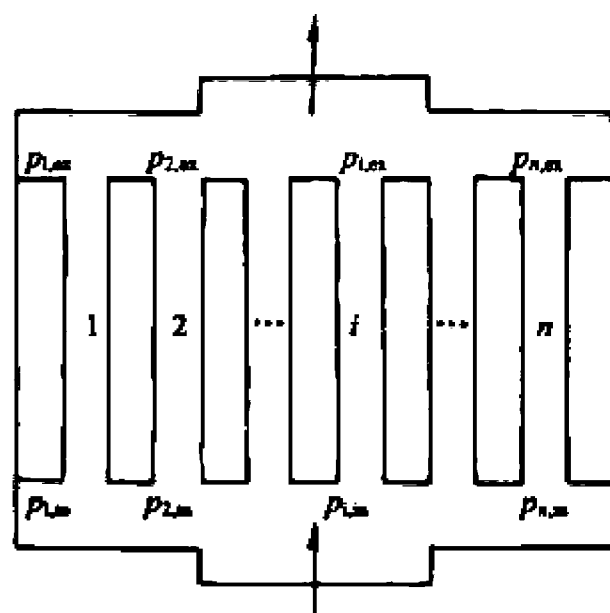


图 5-1 堆芯并联通道示意图

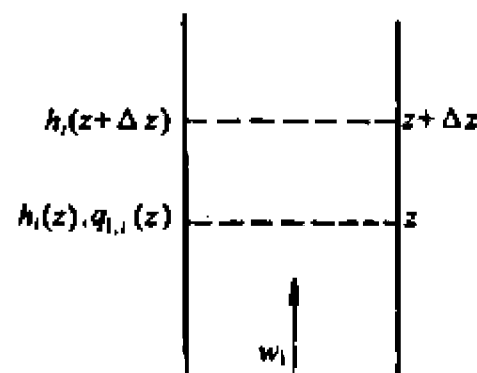


图 5-2 闭式通道热平衡示意图

式中: i 为通道的序号, $i=1, 2, \dots, n$; $h_{i,ex}$ 为第 i 个通道冷却剂的出口比焓(J/kg); $h_{i,in}$ 为第 i 个通道冷却剂的进口比焓(J/kg); $q_{l,i}(z)$ 为第 i 个通道轴向高度 z 处的燃料元件的线功率 W/m; L 为通道长度 m。

对于 n 个冷却剂通道, 要求解的未知量为: 各通道的冷却剂质量流量 W_1, W_2, \dots, W_n ; 上腔室进口压力 p_{ex} ; 以及用来确定各通道内冷却剂热物性的冷却剂的比焓(由焓转换成温度, 然后再确定热物性), 它们在通道的出口处可表示为 $h_{1,ex}, h_{2,ex}, \dots, h_{n,ex}$ 。这样一共有 $2n+1$ 个未知量。包含这些未知量的方程有 n 个动量守恒方程, 即式(5-3); n 个能量守恒方程, 即式(5-6)和一个质量守恒方程, 即式(5-2), 所以共有方程 $2n+1$ 个。联立求解这 $2n+1$ 个方程, 就可以得到包括各通道冷却剂流量在内的 $2n+1$ 个未知数的解。

若要提高计算精确度, 就需要把整个通道沿轴向分为若干个间距足够小的步长, 从进口开始, 先给定一组满足式(5-2)的流量分配数据, 然后应用各个动量守恒方程、能量守恒方程、已知的各个通道进口压力以及堆芯进口比焓, 计算出冷却剂通过各通道第一个步长的出口压力和出口比焓。在计算第一个步长的流动压降时所需的冷却剂的热物性可按堆芯进口温度确定。接着再用第一个步长的出口压力、出口比焓作为第二个步长的进口压力、进口比焓计算第二个步长的出口压力、出口比焓。在计算第二个步长压降时所需的冷却剂的热物性可按第一个步长冷却剂的出口温度确定。如此沿通道轴向逐个步长计算下去直到堆芯出口处的末一个步长为止。如果计算出的各通道的出口压力不满足已知的条件(2), 那么就必須重新修改所假定的进口流量分配数据, 重复上述计算过程, 直到满足条件(2)时为止。这时所得的各通道流量和冷却剂沿轴向的比焓分布即为所求。

实际上要达到各通道出口压力完全相等是不可能的, 通常是迭代到使 $\Delta p_{i,ex}$ 小于某一规定的误差时为止, 即

$$\Delta p_{i,ex} = |\bar{p}_{ex} - p_{i,ex}| < \epsilon \quad (5-7)$$

式中: \bar{p}_{ex} 是各个通道出口压力的平均值; ϵ 是允许的误差。

若对闭式通道进行粗略计算, 也可以把整个通道按一个步长计算。

5.2.2 开式通道间的流量分配

对于开式(即无盒壁组件)冷却剂通道, 相邻通道冷却剂间在流动过程中存在着横向的质量、动量和能量的交换。这种横向的交换又常统称为交混。由于这种交混, 各通道内的冷却剂的质量流密度沿轴向将不断发生变化(在各闭式通道内, 冷却剂的质量流密度沿轴向是不变的)。这样就使热通道内冷却剂的比焓和温度比没有交混时的要有所降低, 与之相应的, 燃料元件的温度也会有所下降。在水堆中, 这种横向交混还能提高燃料元件表面的临界热流密度。所有这些因素都有利于提高堆的安全性和经济性。

相邻平行通道间的冷却剂的横向流动交混, 其机理如下:

(1) 质量交换是通过流体粒子(分子和原子)的扩散、通道中机械装置引起的湍流扩散、压力梯度引起的强迫对流、温差引起的自然对流以及相变(如蒸发)等来实现的。质量交换必然伴随着动量和能量的交换。

(2) 动量交换是通过径向压力梯度、流体流动时相邻冷却剂通道流体间的湍流效应来实现的。径向压力梯度起因于通道尺寸形状的偏差、功率分布的差异以及流道进口处压力分布

的不均匀。径向压力梯度可造成定向的净横流,这种定向横流有时又称为转向叉流。流体运动时的湍流交混又可分为自然湍流交混和强迫湍流交混两种。自然湍流交混是由流体脉动时的自然涡团扩散引起的。在一段时间内平均来看,这种自然湍流交混并无横向的净质量转移,只有动量与能量的交换。强迫湍流交混是流道中机械装置引起的,一般无横向净质量转移,但有动量与能量的交换。

(3) 能量交换是通过流体粒子的扩散、流体粒子间直接接触时的导热以及不同温度流体间的对流与辐射来进行的。

在不同的反应堆中,相邻通道流体间横向交混效应还与燃料元件及其冷却剂通道的结构形式有关。燃料棒组件轴向存在定位架的情况下,横向交混有四种形式:光棒区段的交混,包括自然湍流交混与转向叉流交混两种,它们均属于自然交混类型;定位架处的交混,包括流动散射与流动后掠两种,它们均属于强迫交混类型。

在压水堆中,在单相水区段内,自然湍流交混不引起净质量转移,只有动量和能量交换。转向叉流则引起净横向质量流动,并伴随着动量和能量的交换;流动散射是一种无定向流动交混,它是由无导向翼片的定位架、轴向或周向肋片以及端板等引起的,这些机械部件打乱了流线且引起流体的湍动,但并不造成有明显取向的流体流动,这种效应与一般的自然湍流效应相类似,故称流动散射。应该指出,只有在突起物的下游才会引起流动散射效应。流动后掠是由绕丝定位件、有导向翼片的定位架以及螺旋形肋片等引起的。流体在掠过这些结构部件时引起了定向净横向质量流动,故常称流动后掠。

由于流动交混效应的复杂性,相邻平行通道定位架附近横向净质量转换值需由实验测定,或由实验整理出的经验公式计算得到;只有光棒处的转向叉流时净质量转移可由相邻通道间的压力梯度计算而得。在单相与两相流的情况下,对于光棒段,相邻通道流体间湍流能量交混和湍流动量交混的表达式有不同的形式,以下再进一步地叙述。

1. 单相流

1) 湍流热交混

在相邻平行通道间,湍流热交混量为

$$Q_{jk} = W_{jk} (h_j - h_k) \Delta z \quad (5-8)$$

式中: Q_{jk} 为相邻通道的流体间湍流交换的热量(J/s 或 W); h_j, h_k 分别为通道 j 和 k 的流体比焓(J/kg); Δz 为冷却通道轴向步长(m); W_{jk} 为通道轴向单位长度内的湍流交换流量[kg/(m·s)],而

$$W_{jk} = \beta_{jk} P_{jk} \bar{G}_{jk} \quad (5-9)$$

式中: β_{jk} 为相邻通道 j 与 k 间流体的湍流交混系数; P_{jk} 为相邻通道 j 与 k 间的燃料棒间间隙; \bar{G}_{jk} 为通道 j 与 k 的冷却剂轴向质量流密度的算术平均值。

湍流交混系数 β_{jk} 中需要考虑棒束几何尺寸、定位件类型的影响以及交混的各向异性,因此需由实验测定。

2) 湍流动量交混

单相流体的湍流动量交混,可由图 5-3 所示的流动通道加以分析,距中心 r 处的流体所受的剪应力 τ , 可以表示为

$$\tau_r = -\mu \frac{\partial u}{\partial r} + \rho u u_r \quad (5-10)$$

式中： μ 为流体的粘性系数 ($\text{Pa} \cdot \text{s}$)； u 为流体的轴向速度 (m/s)； u_r 为流速的径向速度 (m/s)。

上式等号右边的第一项表示由于流体的粘性而产生的摩擦力；第二项表示由湍流作用而产生的剪应力，也就是由湍流作用而引起的动量迁移所产生的作用力，其中 $u u_r$ 项可表示为：

$$u u_r = -\epsilon_m \frac{\partial u}{\partial r} \quad (5-11)$$

式中： ϵ_m 为湍流动量扩散系数 (m^2/s)； r 为从流道中心线算起的径向距离 (m)。

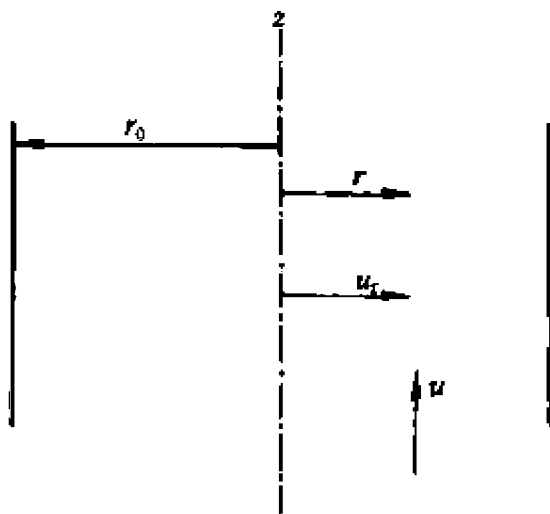


图 5-3 湍流动量交混示意图

若已知 ϵ_m ，便可以计算出湍流动量交混值。影响 ϵ_m 的因素很多，诸如棒束通道的几何形状、尺寸，与壁面间的距离等，因而 ϵ_m 是各向异性的。沿棒的径向分量表示为 ϵ_{mr} ，沿周向的分量表示为 ϵ_{mp} ；对于矩形通道，垂直于轴向方向的分量为 ϵ_{my} ，它们的数值是各不相同的。

一般可以把 ϵ_{mr} 表示为

$$\epsilon_{mr} = C_r r_0 \left(\frac{\tau}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{m}^2/\text{s}) \quad (5-12)$$

式中： r_0 为管道的半径 (m)； τ 为管壁上的剪应力 (N/m^2)； C_r 为待定实验常数。

ϵ_{my} 可以表示为

$$\epsilon_{my} = C_y Y_0 \left(\frac{\tau}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{m}^2/\text{s}) \quad (5-13)$$

式中： C_y 为实验常数； Y_0 为流道中心线至壁面的距离 (m)。

ϵ_{mp} 可以表示为

$$\epsilon_{mp} = C_p S \left(\frac{\tau}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{m}^2/\text{s}) \quad (5-14)$$

式中： C_p 为实验常数； S 为待定特征长度，它可以是通道的当量直径 D_e ，也可以是从棒的表面至流道中剪应力为零的位置间的距离 S_p 。

2. 汽水两相流

汽水两相流的湍流交混与单相流的不同，有关的研究还很不成熟，下面只作简要的介绍。

假设相邻通道中汽-液每一相均具有相同的饱和焓值，则有：

(1) 湍流质量交混。除了汽-汽、液-液之间相互等质量交换而无净质量转移外，还由于汽-液间交换的结果发生净质量转移，这是由于汽-液两相等体积交换而非等质量交混而引起的；而在单相流时湍流交混是无净质量转移的。

(2) 湍流动量交混。这种工况，汽-汽、液-液、汽-液间的三种交混都必须考虑。

(3) 湍流能量交混。根据上述假设，只须考虑在汽-液之间进行。

汽-水两相湍流交混系数与流型密切相关，特别是当流动由泡状流型转变为弹状流型时，

交混系数将产生较大的变化;其次,交混系数还与空泡份额、系统压力和质量流密度等因素有关。

目前尚无汽-水两相湍流交混系数的理论计算公式,实验研究工作开展得也很不够,尚有待今后进一步的工作。对于汽-水两相流的其他几方面交混的实验研究和理论分析模型工作也需进一步开展。

关于单相水,相邻通道冷却剂间因压力梯度引起的转向横流时的动量和能量交换、转向横流压降、横流阻力系数以及转向横流对轴向动量的影响等将在后面各有关部分中加以介绍。

在并联开式通道中,不但在通道入口存在流量分配不均匀的问题,而且由于存在相邻通道冷却剂间的混合交混,就使得描述冷却剂热工水力状态的方程变得复杂起来;而且方程本身还包括若干需要直接由实验确定的量,如相邻通道冷却剂之间的交混系数、横流阻力系数等,这些增加了求解开式并联通道流量分配的困难。求解开式通道流量分配的方法和闭式通道的大体相似,但是又有其不同之处:

(1) 不能一次取整根通道来计算。应该把通道沿轴向分为很多长度足够小的步长,每次对一个步长进行计算。计算的方法和 5.2.1 节所用的基本上是相同的,但由于步长较短,一般可以把方程表示为差分或微分的形式。

(2) 无论是湍流交混还是横流混合对流体轴向的动量都有影响。横流混合对于流体轴向动量的影响比较大,它起了两种作用,一种是加速了流体所进入通道(即受主通道)的流速,另一种是对流体所流出通道(即施主通道)起了阻滞作用。

Bowring 建议^[2],横流引起受主通道 i 产生的附加加速压降 $\Delta p_{i,\text{cross1}}$ 可以表示为

$$\Delta p_{i,\text{cross1}} = \frac{-\Delta\omega_j}{2A_i} \left\{ (1 - \bar{x}_j) \left[\frac{G_{j,\text{in}}(1 - x_{j,\text{in}})}{\rho_{j,\text{in}}(1 - \alpha_{j,\text{in}})} + \frac{G_{j,\text{out}}(1 - x_{j,\text{out}})}{\rho_{j,\text{out}}(1 - \alpha_{j,\text{out}})} \right] + \frac{\bar{x}_j}{\rho_g} \left(\frac{G_{j,\text{in}}x_{j,\text{in}}}{\alpha_{j,\text{in}}} + \frac{G_{j,\text{out}}x_{j,\text{out}}}{\alpha_{j,\text{out}}} \right) \right\} \quad (5-15)$$

式中: $\Delta\omega_j$ 为通道 j 到通道 i 的横流速度增量(kg/s); $\rho_{j,\text{in}}, \rho_{j,\text{out}}$ 为 j 通道中在入口和出口的液相密度(kg/m³); ρ_g 为汽相的平均密度(kg/m³); \bar{x} 为出入口含汽量的平均值; $x_{\text{in}}, x_{\text{out}}$ 为入口和出口含汽量;下标 i, j 为 i, j 通道。

横流对 i 通道产生的阻滞压降 $\Delta p_{i,\text{cross2}}$ 为

$$\Delta p_{i,\text{cross2}} = \frac{-F_{\text{cross}}\Delta z}{A_i} \left[\omega_j + \frac{|\Delta\omega_j| - \Delta\omega_j}{2\Delta z} \right] \left[\frac{\bar{G}_j}{\rho_j} - \frac{\bar{G}_i}{\rho_i} \right] \quad (5-16)$$

式中: ω_j 为通道 j 到通道 i 的横流速度[kg/(m·s)]; F_{cross} 为横流动量修正系数; $|\Delta\omega_j|$ 为 $\Delta\omega_j$ 的绝对值; \bar{G} 为入口和出口的平均轴向质量流密度[kg/(m²·s)]。

式(5-15)和(5-16)都可以用于单相流或两相流,用于单相流时,取 $x=0$ 。当 $\Delta\omega_j > 0$ 时, $\Delta p_{i,\text{cross1}}$ 是负的,这是因为 i 通道的流速增大,使一部分静压能转化为动能之故。

$\Delta p_{i,\text{cross2}}$ 只发生在施主通道,从式(5-16)可见,当 $\Delta\omega_j > 0$ 时, $\Delta p_{i,\text{cross2}}$ 为正数,若 $\omega_j > 0$,则 $\Delta p_{i,\text{cross2}}$ 为零。

所以在并联开式通道的流量计算中,对每一个通道所用的轴向动量方程[与式(5-3)类似],应该包括上述 $\Delta p_{i,\text{cross1}}$ 和 $\Delta p_{i,\text{cross2}}$ 项,而且应该增加一个质量平衡方程和一个横向动量方程。在通道 i 中某步长内的质量平衡方程可表示为

$$\frac{\Delta W_i}{\Delta z} = - \sum_{j=1}^{n_i} \omega_{ij} \quad [\text{kg}/(\text{m} \cdot \text{s})] \quad (5-17)$$

式中: n_i 为与 i 通道相邻的开式通道数; ΔW 为出入口流量的差值(kg/s)。

横向动量方程可用下式:

$$p_i - p_j = K_{ij} u_{ij}^2 \quad (5-18)$$

或

$$p_i - p_j = C_{ij} \omega_{ij} |\omega_{ij}| \quad (5-19)$$

式中: u_{ij} 为从 j 通道进入 i 通道的横流线速度(m/s); $|\omega_{ij}|$ 为横流速度 ω_{ij} 的绝对值(m/s); K_{ij} 和 C_{ij} 为横流阻力系数。

对于湍流交混, 尽管在并联的开式通道中由于流速不同, 当通道间发生湍流交混时, 高速的流体会使低速的流体动量增加, 但是实验结果表明, 这种湍流交混对流体轴向动量的影响很小, 可以忽略。

对于开式通道每一个步长流量分配的方法, 与闭式通道中所介绍的方法基本上是一样的。若共有 n 个通道和 n_i 对相邻通道, 可以写出 n 个轴向动量方程, n 个式(5-17)的质量平衡方程和 n_i 个式(5-18)或式(5-19)的横流动量方程, 一共有 $n_i + 2n$ 个方程式。未知量中有 n 个 ΔW 、 n 个 p 值和 n_i 个横流速度 ω_{ij} , 也共有 $n_i + 2n$ 个未知量, 故可得出定解。整个计算应从通道入口第一个步长开始。可以预先拟定一个各通道第一个步长的入口流量, 按上述介绍的方法一个步长一个步长地算到通道的出口, 当算出的最后一个步长的出口压力不能满足给定的边界条件时(一般设各通道出口压力相等), 则重新拟定一个各通道的入口流量, 重复以上的计算过程, 直到满足给出的出口边界条件为止。

以上的计算方法, 只适用于绝热的通道, 否则还要利用 n 个热平衡方程求出步长的出口温度以及相应的物性。详细的计算方法在子通道模型中再加以介绍。

5.2.3 堆芯进口流量的分布

在下部腔室中流体的流动路线或旋涡可以影响堆芯入口处的流量分配。流体从热屏蔽与壳壁之间下降所形成的向下射流使在堆芯进口的边缘处产生一个低压区, 它将减少在外围组件中的流量。对于一个具有水平旋转平面的旋涡来说, 在它的中心处的压力一般低于其四周的压力。因此, 进入任何一个位于旋涡上方的燃料组件内的流量都减少了。

展平进口流量最有效的方法是增加堆芯底部的流动阻力。根据 Prandtl 的改善流速分布的方程式^[3]

$$\frac{\Delta V_{\text{展平}}}{A_{\text{avg}}} = \frac{1}{K+1} \frac{\Delta V_{\text{射流}}}{V_{\text{avg}}} \quad (5-20)$$

式中

$$K = \frac{\Delta p_{\text{射流}}}{\rho V_{\text{avg}}^2 / 2} \quad (5-21)$$

一个类似的关系式可以用于堆芯的进口。例如, 考虑到在堆芯进口处的欧拉数为

$$Eu = \frac{\Delta p_{\text{堆芯进口}}}{\rho V_{\text{射流}}^2 / 2} \leq 0 \quad (5-22)$$

在最不利的情况下, K 等于 10。要获得热通道进口的压降可以把射流产生的静压和平均进口压降加在一起。这样可以得到(最大流量的通道的 Δp)/(平均通道的 Δp)等于 11/10。由于 Δp 正比于 V^2 , 故最大进口流速与平均进口流速之比等于 $(11/10)^{1/2}$ 。

曾经采用过许多种根据势流理论得出的分析方法以计算下腔室的速度分布。Tong 和 Yeh^[4]用绘制共形图的方法解得二维流场的近似值。Yeh^[5]得出了在三维情况下势场的解。他把热场分为若干区(下降段、下腔室和下降段底部上方的圆柱形区),并采用分离变量法解每一区的微分方程式。图 5-4 表示出一个典型计算的解。这张图表明,下降段的外缘延伸到离堆芯下部较远的位置是有利的。虽然在下腔室边上的流量分配明显地不均匀,但当流体向上运动,分配就变得比较均匀了。

虽然可认为势流理论对给出有关性能定性的见解并对流速作出大致的估计是有用处的,但这种分析方法需要把几何条件简化并略去在下腔室中的许多构件。当然,对带来的任一个旋涡都不能加以考虑。鉴于现有的分析方法的局限性,大多数反应堆设计工作者都采用按比例模型通过实验研究以决定下腔室的速度分布。

Hetsroni^[6]在水力学方面描述了一个压水堆壳和堆芯模型的试验。从几何条件、相对粗糙度、雷诺数和欧拉数 $[\Delta p(2g_c)/\rho V^2]$ 四个量纲为 1 的数中,他得出了几何条件和欧拉数是最重要的结论。他的试验是用几何形状不变、比例为 1/7 的模型做的。仔细保持在模型中的欧拉数与原型中的欧拉数大体相同。并且对 1/7 的比例因子加以调整以

适用于在小的流动通道中的相对粗糙度,但在大的通道中对此可忽略不计。得出的试验结果是:若把直的下腔室的下缘延伸至堆芯的下面,流量分配便可以大大改善。下降段带斜度的下缘并不能使流量分配满足要求。而且还发现流量分配与下腔室内的几何条件有关。

把从实验得出的流速分布应用到实际的堆芯设计中去多少还存在一些问题。在运行工况下,高功率区产生相当多的蒸汽,进口流量的再分配可保持堆芯出口的压力几乎是恒定的。Khan^[7]建议可利用测得的堆芯进口流速分布以求得在堆芯进口处的压力分布。他并进一步建议可以假设这个压力分布在运行工况下保持不变。另一种方法是可以利用流量分配以决定下降段与堆芯的各个组件间一系列的流动阻力,然后再假设在运行工况下这一些阻力保持不变。

5.3 热管因子和热点因子

5.3.1 核热管因子和核热点因子

在反应堆内,即使燃料元件的形状、尺寸、密度和裂变物质富集度都相同,堆芯内中子通量

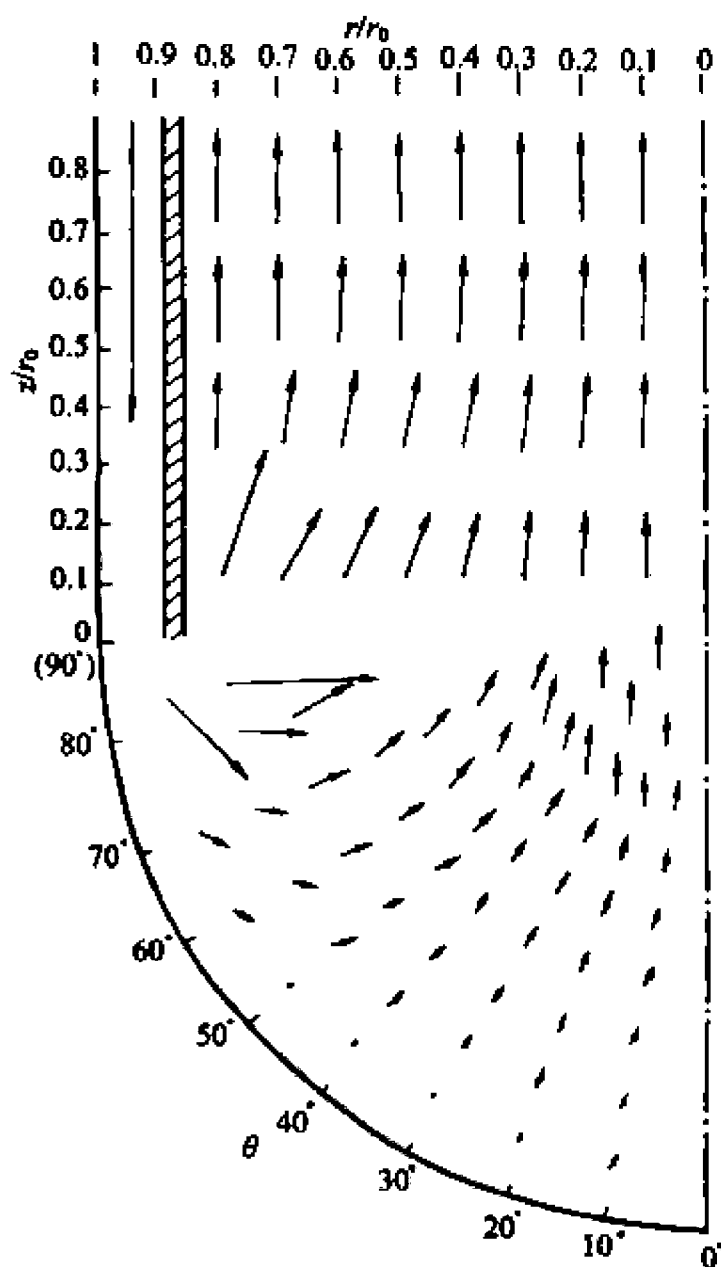


图 5-4 在下腔室中典型的流速分布
(箭头表示流体速度的方向和相对的大小)

的分布也还是不均匀的;再加上堆芯内存在控制棒、水隙、空泡以及在堆芯周围存在反射层,就更加重了堆芯内中子通量整体分布和局部分布的不均匀性。显然,与上述中子通量分布相对应,堆芯内的热功率分布也就不会是均匀的了。当不考虑在堆芯进口处冷却剂流量分配的不均匀,以及不考虑燃料元件的尺寸、性能等在加工、安装、运行中的工程因素造成的偏差,单纯从核的原因来看,堆芯内就存在着某一积分功率输出最大的燃料元件冷却剂通道,这种积分功率输出最大的冷却剂通道通常就称为热管或热通道;同时,堆芯内还存在着某一燃料元件表面热流密度最大的点,这种点通常就称为热点。热管和热点对确定堆芯功率的输出量起着决定性的作用。

热管和热点的定义及其应用是随着反应堆的设计、制造、运行经验的积累和计算模型及计算工具的发展而不断发展的。在早期设计的反应堆中,整个堆芯内所装载的裂变物质的富集度是相同的,燃料元件组件的形状尺寸也是相同的,堆芯进口处流入各燃料元件冷却剂通道内的流体温度和流量的设计值也认为相同,在这种情况下,整个堆芯中积分功率输出最大的燃料元件冷却剂通道必然就是热管。在反应堆的物理和热工设计中,为了保证堆的安全,常常保守地将堆芯内的中子通量局部峰值人为地都集中到热管内,这样一来,热点自然也就位于热管内了,也就是说热管包含了热点;同时还保守地假定,径向核热管因子 F_R^N 沿热管全长是常数,以及热管的轴向归一化功率分布 $\phi(z)$ 与堆芯其余冷却剂通道的轴向功率分布相同,即热管的轴向归一化功率仅为轴向位置的函数而与径向无关。很显然,按照上述确定的热管和热点,其工作条件肯定是堆芯内最“热”的了。因此只要保证热管的安全,而无需再烦琐地计算堆内其余燃料元件和冷却通道的热工参数,就能保证堆芯其余燃料元件的安全了,这就是为什么在反应堆发展的早期,在堆热工设计中采用热管和热点分析模型(见本章第 5.5 中称为单通道模型的堆芯稳态热工分析)的原因。

早期设计的压水反应堆,不允许热管中冷却剂发生沸腾,堆热工设计准则规定热管出口处冷却剂的温度要小于堆芯工作压力下的饱和温度,以及燃料元件的最高中心温度和最高表面温度要分别小于相应的允许值。前一条热工设计准则相应于限制热管的积分功率输出;而后一条热工设计准则相应于限制热点的最大热流密度输出。在热点位于热管内的条件下,并应用第 3 章中的有关分析计算,即近似认为燃料元件的轴向功率是按余弦规律分布时,元件的最高中心温度为

$$t_{0,\max} = t_{f,\text{in}} + \frac{\Delta t_f}{2} + [\Delta\theta_i(0) + \Delta\theta_c(0) + \Delta\theta_g(0) + \Delta\theta_u(0)] \cdot \sqrt{1 + \left[\frac{\Delta t_f/2}{\Delta\theta_i(0) + \Delta\theta_c(0) + \Delta\theta_g(0) + \Delta\theta_u(0)} \right]^2} \quad (5-23)$$

可近似写成

$$t_{0,\max} \approx t_{f,\text{in}} + \frac{\Delta t_f}{2} + [\Delta\theta_i(0) + \Delta\theta_c(0) + \Delta\theta_g(0) + \Delta\theta_u(0)] \quad (5-24)$$

类似地,燃料元件表面最高温度 $t_{cs,\max}$ 也可近似用下式计算:

$$t_{cs,\max} \approx t_{f,\text{in}} + \frac{\Delta t_f}{2} + \Delta\theta_i(0) \quad (5-25)$$

由以上两式可见, $t_{0,\max}$ 和 $t_{cs,\max}$ 都与冷却剂温度和元件各部分的温差有关。当只从核方面的因素考虑时,冷却剂温度、元件各部分的温差只与热流密度有关,因此,当热点位于热管内时,且

在燃料元件的材料性质、形状尺寸已定的情况下, $t_{0,\max}$ 和 $t_{\text{ex},\max}$ 只与最大热流密度(即热点的热流密度)有关。由此可见在热工设计中, 只定义一个热流密度核热点因子就够了, 而不必再定义另外的核热点因子了。这样, 燃料元件表面上热流密度最大的点就是限制堆芯功率输出的热点。

为了定量地表征热管和热点的工作条件, 堆芯功率分布(有时称为堆芯功率整体分布)的不均匀程度常用热流密度核热点因子 F_q^N 来表示; 在单通道模型中, 人为地把热点位于热管内, 故 F_q^N 有时也称为热流密度核热管因子。如果不考虑堆芯中控制棒、水隙、空泡和堆芯周围反射层的影响, 则有

$$F_q^N = \frac{\text{堆芯最大热流密度}}{\text{堆芯平均热流密度}} = \frac{q_{\max}}{\bar{q}} = F_R^N F_Z^N \quad (5-26)$$

在实际计算中, 必须要考虑控制棒、水隙、空泡等局部因素对功率分布的影响, 还应考虑到在堆芯核设计中如应用 $R-Z$ 坐标计算时的方位角影响, 以及核计算不准确性所造成的误差, 故上式应改写为

$$F_q^N = F_R^N F_L^N F_\theta^N F_Z^N F_U^N \quad (5-27)$$

上式中 F_L^N 为控制棒等局部因素造成的局部峰核热点因子; F_θ^N 为方位角修正系数; F_U^N 为核计算误差修正系数。

由于

$$\frac{q_{v,\max}}{\bar{q}_v} = \frac{q_{\max}}{\bar{q}} = \frac{q_{l,\max}}{\bar{q}_l} = F_q^N \quad (5-28)$$

故得

$$\begin{aligned} q_{v,\max} &= \bar{q}_v F_q^N \\ q_{\max} &= \bar{q} F_q^N \\ q_{l,\max} &= \bar{q}_l F_q^N \end{aligned}$$

式中: $q_{v,\max}$ 、 q_{\max} 、 $q_{l,\max}$ 分别燃料元件的最大体积释热率、最大表面热流密度和最大线功率; 而 \bar{q}_v 、 \bar{q} 、 \bar{q}_l 分别为燃料元件的平均体积释热率、平均表面热流密度、平均线功率。其中平均线功率的计算式为

$$\bar{q}_l = \frac{N_l F_u}{nL} \quad (5-29)$$

式中: N_l 为堆的热功率; F_u 为燃料中释热份额; n 为全堆燃料元件总根数; L 为堆芯高度。

根据上述定义, 热管中的积分功率输出 Q_{\max} 可用下式表示(坐标原点设在堆芯进口处):

$$Q_{\max} = \left(\int_0^L q_l(z) dz \right)_{\max} = \int_0^L \bar{q}_l F_R^N F_L^N F_\theta^N \phi(z) dz \quad (5-30)$$

热管和平均管中冷却剂焓升的比值, 称为焓升核热管因子, 并用 $F_{\Delta H}^N$ 表示。即

$$F_{\Delta H}^N = \frac{\text{热管最大焓升}}{\text{堆芯平均管焓升}} = \frac{\Delta h_{\max}}{\Delta h}$$

如果整个堆芯装载完全相同的燃料元件, 又假设热管和平均管内冷却剂的流量相等, 并略去其他工程因素的影响, 则堆芯冷却剂的焓升核热管因子 $F_{\Delta H}^N$ 就等于径向核热管因子 F_R^N , 这个结论可从下面的推导得出。

$$F_{\Delta H}^N = \frac{\text{热管平均线功率} \times \text{堆芯高度} / \text{冷却剂流量}}{\text{平均管平均线功率} \times \text{堆芯高度} / \text{冷却剂流量}}$$

$$\begin{aligned}
 &= \frac{\int_0^L \bar{q}_1 F_R^N \phi(z) dz}{\bar{q}_1 L} = \frac{F_R^N \int_0^L \phi(z) dz}{L} = \frac{F_R^N \bar{\phi}(L) L}{L} \\
 &= F_R^N \bar{\phi}(L)
 \end{aligned}$$

由于轴向归一化功率分布 $\phi(z)$ 是对轴向全长 L 的功率平均值归一的, 故 $\bar{\phi}(L)$ 等于 1, 于是得到

$$F_{\Delta H}^N = F_R^N \quad (5-31)$$

在实际计算热管冷却剂焓升时, 还应计入 F_L^N 及 F_ϕ^N 两个因子的影响, 一般常将这两个因子归并在 F_R^N 中。

如果上面单独由核的原因引起的热流密度核热点因子 F_q^N 和焓升核热管因子 $F_{\Delta H}^N$ 用有关热工参数的名义(设计)值表示, 则它们也可以改写成如下的形式:

$$F_q^N = \frac{\text{堆芯名义最大热流密度}}{\text{堆芯平均热流密度}} = \frac{q_{n,\max}}{\bar{q}} \quad (5-32)$$

$$F_{\Delta H}^N = \frac{\text{堆芯名义最大焓升}}{\text{堆芯平均管焓升}} = \frac{\Delta h_{n,\max}}{\Delta h} \quad (5-33)$$

5.3.2 工程热管因子和工程热点因子

上面关于热流密度核热点因子 F_q^N 和焓升核热管因子 $F_{\Delta H}^N$ 的定义式中, 所涉及到的燃料元件的热流密度和冷却剂的焓升, 都是应用名义(设计)值, 即没有考虑到诸如燃料元件等在加工、安装及运行中的各类工程因素所造成的实际值与设计值之间的偏差。但在实际计算中, 都必须考虑这些工程因素所造成的偏差。

上述工程上不可避免的误差, 会使堆芯内燃料元件的热流密度、冷却剂流量、冷却剂焓升及燃料元件的温度等偏离名义值。为了定量分析由工程因素引起的热工参数偏离名义值的程度, 这里引出了热流密度工程热点因子 F_q^E 和焓升工程热管因子 $F_{\Delta H}^E$ 的概念。即

$$F_q^E = \frac{\text{堆芯热点最大热流密度}}{\text{堆芯名义最大热流密度}} = \frac{q_{h,\max}}{q_{n,\max}} \quad (5-34)$$

$$F_{\Delta H}^E = \frac{\text{堆芯热管最大焓升}}{\text{堆芯名义最大焓升}} = \frac{\Delta h_{h,\max}}{\Delta h_{n,\max}} \quad (5-35)$$

综合考虑核和工程两方面的因素后, 定义热流密度热点因子 F_q 和焓升热管因子 $F_{\Delta H}$ 为

$$F_q = F_q^N F_q^E = \frac{q_{n,\max}}{\bar{q}} \frac{q_{h,\max}}{q_{n,\max}} = \frac{q_{h,\max}}{\bar{q}} \quad (5-36)$$

$$F_{\Delta H} = F_{\Delta H}^N F_{\Delta H}^E = \frac{\Delta h_{n,\max}}{\Delta h} \frac{\Delta h_{h,\max}}{\Delta h_{n,\max}} = \frac{\Delta h_{h,\max}}{\Delta h} \quad (5-37)$$

同时考虑核和工程两方面的因素后, 对热管和热点的定义可阐述为: 热管是堆芯内具有最大焓升的冷却剂通道。这里所说的冷却剂通道, 在按正方形栅格排列的棒束燃料组件中, 它是由四根相邻的燃料元件棒所围成的冷却剂通道; 而在按三角形栅格排列的棒束燃料组件中, 则是由三根相邻的燃料元件棒所围成的冷却剂通道。至于热点, 则是燃料元件上限制堆芯功率输出的局部点。

为了更清楚起见, 下面将用数学表达式来说明单通道分析模型中热管和热点上热工参数

的计算方法,同时也说明热管因子和热点因子的用法。

热管冷却剂焓升

$$\Delta h_{h,\max} = \frac{\int_0^L \bar{q} F_R^N F_{\Delta H}^E \phi(z) dz}{W} \quad (5-38)$$

上式中的 F_R^N 中已包含 F_L^N 及 F_S^N 。

燃料元件表面最大热流密度

$$q_{h,\max} = \bar{q} F_q^N F_q^E \quad (5-39)$$

至于燃料元件温度的计算,以燃料包壳外壁的膜温差为例:

$$\Delta \theta_c(z) = \frac{q_1(z)}{\pi d_{co} h(z)} = \frac{\bar{q} F_R^N F_q^E \phi(z)}{\pi d_{co} h(z)} \quad (5-40)$$

在以上计算中, F_q^E 及 $F_{\Delta H}^E$ 都是取不利于安全的工程偏差,因而这些因子都大于 1。所以,在考虑了工程因素的影响后,计算得到的燃料元件最高温度比没有考虑工程偏差时的要高。正因为如此,在堆热工设计中称工程热管因子和工程热点因子为工程不利因子。

目前,在子通道分析模型中,热管被定义为冷却剂焓升最高的燃料元件冷却通道。由式(5-38)可见,热管出现在积分功率输出和冷却剂流量之比值最大的位置上,而并不一定发生在积分功率输出最大或冷却剂流量最小的通道。但在目前电厂压水堆采用开式通道的情况下,堆芯进口对冷却剂流量分配不均匀的影响只在离进口 0.6m 左右的长度内表现出来,再往后其影响就很小了;因而堆芯内热管的位置主要取决于冷却剂通道全长上积分功率输出的大小,而堆芯进口冷却剂的流量分配不均匀仅起着较小的影响。至于热点,则仍然是燃料元件上限制堆芯功率输出的局部点。

在子通道分析模型中,可直接根据堆芯三维功率分布、焓升工程热管因子和热流密度工程热点因子计算出燃料元件的温度。下面是根据这种模型写出的一根燃料元件棒外表面温度的计算公式:

$$t_{co}(x, y, z) = t_{f,m} + \frac{\left(\int_0^z q_1(x, y, z) F_{\Delta H}^E dz \right)}{W(x, y, z) \cdot c_p} + \frac{q_1(x, y, z) F_q^E}{\pi d_{co} h(x, y, z)} \quad (5-41)$$

5.3.3 降低热管因子和热点因子的途径

热管因子及热点因子值是影响反应堆热工设计安全性和经济性的重要因素,也是动力堆的重要技术性能指标之一。因此,在反应堆设计时必须设法降低它们的数值。热管因子及热点因子是由核和工程两方面不利因素造成的,因而要减小它们的数值也必须从这两方面着手:

(1) 在核方面。主要是沿堆芯径向装载不同富集度的核燃料;在堆芯周围设置反射层;在堆芯径向不同位置布置一定数量的控制棒和可燃毒物棒,这个办法的缺点是中子利用不经济。以上几种办法只能部分改善堆芯径向功率分布的不均匀性。至于展平堆芯轴向功率分布,实际上只能采用设置反射层或长短控制棒结合的办法。

(2) 在工程方面。主要是合理地控制有关部件的加工及安装误差,同时需要兼顾工程热管因子和工程热点因子数值的减少和加工费用的增加。通过合理的结构设计和反应堆水力模拟实验,改善堆芯下腔室的冷却剂流量分配的不均匀性。加强堆芯内相邻冷却剂通道间的流

体横向交混,以降低热管内冷却剂的焓升。

随着反应堆设计、建造和运行经验的积累,热管因子及热点因子的数值也在逐渐降低。表 5.1 列出了核电厂压水堆的热管因子及热点因子在不同年代的取值。从表中可以看到 F_q^E 和 $F_{\Delta H}^E$ 的值都大于 1,因为都是取不利于安全的工程偏差(仅流动交混因子 $F_{\Delta H,5}^E < 1$,但所有工程分因子综合后的 $F_{\Delta H}^E$ 仍大于 1)。因此在考虑了工程因素的影响后,计算所得的燃料元件的最高温度比没有考虑工程偏差时的要高。

表 5-1 20 世纪各年代核电厂压水堆的热管因子及热点因子^[2]

符 号	50 年代设计, 60 年代初运行	60 年代设计, 60 年代末运行	60 年代中设计, 70 年代初运行	70 年代初设计, 70 年代中运行	70 年代后设计, 准备提出的
$F_{\Delta H}^N$		1.60	1.46	1.435	1.435
$F_{\Delta H}^N$		1.80	1.72	1.67	1.54(1.35)
F_U		1.08	1.08	1.08	1.05
$F_q^N = F_{\Delta H}^N F_U^N F_{\Delta H}^N$		3.11	2.71	2.59	2.32(2.02)
F_q^E	1.08	1.04	1.04	1.03	1.03
$F_q = F_q^N F_q^E$	5.17	3.24	2.82	2.67	2.39(2.10)
$F_{\Delta H,1}^E \cdot F_{\Delta H,2}^E$	1.14	1.14	1.08	1.08	
$F_{\Delta H,1}^E$	1.07	1.07	1.03	1.03	
$F_{\Delta H,4}^E$	1.05	1.05	1.05	1.05	
$F_{\Delta H,5}^E$		0.95	0.92	0.92	
$F_{\Delta H}^E = \prod_{i=1}^5 F_{\Delta H,i}^E$	1.28	1.22	1.075	1.075	
$F_{\Delta H}^N = F_{\Delta H}^N F_U^N$		1.73	1.58	1.545	
$F_{\Delta H} = F_{\Delta H}^N F_{\Delta H}^E$		2.11	1.70	1.67	

5.3.4 热管因子和热点因子的应用

关于工程热管因子和工程热点因子的综合计算,先后有两种方法在实用中采用较多,一种是乘积法,另一种是混合法。在反应堆发展的早期,热流密度工程热点因子 F_q^E 和焓升工程热管因子 $F_{\Delta H}^E$ 的计算都采用乘积法。这种方法通常是把所有工程偏差都看作是非随机性质的,在综合计算影响热流密度的各工程偏差时,保守地采用了将各个工程偏差值相乘的方法,即所说的乘积法;综合计算影响冷却剂焓升的工程偏差时也同样采用乘积法。乘积法的含义就是指把所有有关的最不利的工程偏差都同时集中作用在热管或热点上;所谓最不利的工程偏差,那是指在综合计算时取对安全不利方向的最大工程偏差。由上可见,乘积法虽然满足了堆内燃料元件的热工设计安全要求,但却降低了堆的经济性。

目前广泛应用的方法是混合法,这种方法把燃料元件和冷却剂通道的加工、安装及运行中产生的误差分成两大类:一类是非随机误差或称系统误差,例如由堆芯下腔室流量分配不均匀、流动交混及流量再分配等因素造成的热管冷却剂实际焓升与名义焓升间的偏离;另一类是随机误差或统计误差,如燃料元件及冷却剂通道尺寸的加工、安装误差。在计算焓升工程热管因子时,因存在两类不同性质的误差,所以首先应分别计算各类误差造成的分因子量,如属非随机误差,则按前述乘积法计算分因子量;如属随机误差,则按误差分布规律用相应公式计算,然后再将不同误差性质的两大类焓升工程热管因子逐个相乘得到总的焓升工程热管因子。同理在计算热流密度工程热点因子时,也应按其各类误差的性质分别进行计算。由上可见,混合法的实质,是把工程误差分为非随机误差与随机误差两大类,先分别计算各类误差,最后再把它们综合起来。

用随机误差进行计算时,认为所有有关的不利工程因素是按一定的概率作用在热管和热点上的。与前述非随机误差的计算相比,有几点不同:一是取“不利的工程因素”而非“最不利的工程因素”;二是“按一定的概率作用在热管和热点上”,而非“必然同时集中作用在热管上和热点上”;三是有一定的可信度(即概率)而非“绝对安全可靠”。在详细说明计算属于随机误差的各有关分因子之前,先对随机误差量有关的基本概念作一简单回顾。

在大批生产某一产品的过程中,要测定工件的加工误差,以检验产品质量是否合格。如果对同一种工件,不能逐件测定其误差(自动化检验装置可每件检测),那么就只能在批量产品中抽查一定数量的工件,这种检验产品质量的方式称为抽样检查,抽样检查的工件数应占总生产工件数的百分比,需根据具体情况而定。对大批产品抽样检查后进行统计分析表明,加工误差的出现,有如下的规律:

- (1) 对单个产品来说,加工误差的大小与正负带有偶然的性质,即误差属于随机变量的性质。
- (2) 当按同一图纸大批生产同一种工件时,加工误差的大小与正负服从高斯分布(正态分布)。加工件数愈多,这一结论愈正确,高斯分布如图 5-5 所示,图中横坐标 x 代表误差值,纵坐标 y 代表误差出现的概率密度。
- (3) 小误差比大误差出现的概率多,这在图 5-5 上看得很清楚。
- (4) 大小相等、符号相反的正负误差出现的概率近似相等,故高斯曲线对称于 y 轴
- (5) 极大的误差值,不论正负号,其出现的概率均非常小。

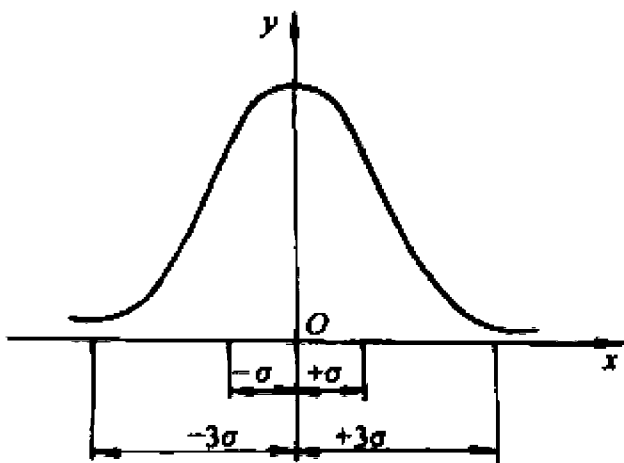


图 5-5 正态密度函数 $y(x)$ 图

这里对概率密度作一解释。

设 x 表示每一工件加工后的实际尺寸与标准(名义)尺寸之差,称为观测值, N 表示某一零件按同一图纸加工的同一批产品中抽样检查的总工件数,即观测总次数; n_i 表示某一观测值 x_i 在 $(x - \frac{\Delta x}{2}, x + \frac{\Delta x}{2})$ 内出现的次数,即频数。将观测值 x_i 出现的次数 n_i 与总的观测次数 N 相除,即可得到观测值 x_i 的相对出现次数 n_i/N ,常将比值 n_i/N 称为 x_i 出现的频率 ω_i ;当观测次数十分多时, x_i 出现的频率就接近于 x_i 出现的概率 p 。下面先引进概率密度的表示

式,再导出概率表示式。

$$\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \left(\frac{n_i}{N \Delta x} \right) = \frac{dn}{N dx} \quad (5-42)$$

上式等号右边的项常称为概率密度,并用 y 表示,即

$$y = \frac{1}{N} \frac{dn}{dx} \quad (5-43)$$

利用 y 与 x_i 作图,即可得如图 5-5 所示的曲线。

这样一来,对 dx 微元长度而言,误差出现的概率的表达式可表示如下:

$$\frac{dn_i}{N} = \frac{1}{N} \left(\frac{dn_i}{dx} \right) dx = y_i dx \quad (5-44)$$

统计量 x 的高斯误差函数给出为

$$y = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} \quad (5-45)$$

式中 σ 称为均方误差,其定义为

$$\sigma = \sqrt{\frac{x_1^2 + x_2^2 + \cdots + x_N^2}{N}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N x_i^2}{N}} \quad (5-46)$$

均方误差 σ 的意义是指在一批产品中某种零件加工后的实际尺寸与标准尺寸的偏差值平方和的均方根。因为

$$x_i = x_{ir} - x_n \quad (5-47)$$

式中: x_n 为工件的标准尺寸; x_{ir} 为第 i 个工件加工后抽样检查测出的实际尺寸。也就是说 x_i 是工件加工后的实际尺寸与标准尺寸之差,所以均方误差又称标准误差。均方误差的 3 倍常称为极限误差,用符号 $[3\sigma]$ 表示,即

$$[3\sigma] = 3\sigma \quad (5-48)$$

在 $\pm x$ 范围内,误差出现的概率 p 为

$$p = \int_{-x}^{+x} y dx = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\frac{x}{\sigma}}^{\frac{x}{\sigma}} e^{-\left(\frac{t}{\sigma}\right)^2} d\left(\frac{x}{\sqrt{2}\sigma}\right) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-t}^t e^{-t^2} dt \quad (5-49)$$

式中 $t = \frac{x}{\sqrt{2}\sigma}$ 。用不同的 x 值代入上式,即得:

当 $x = \pm\sigma$ 时, $p = 68.3\%$;

当 $x = \pm 2\sigma$ 时, $p = 95.6\%$;

当 $x = \pm 3\sigma$ 时, $p = 99.7\%$ 。

由上可见,在 $\pm 3\sigma$ 范围内,高斯曲线与横坐标轴之间的面积(即概率)为 99.7%,而在 $\pm 3\sigma$ 范围之外的概率只有 0.3%。在反应堆的燃料元件加工中,负向误差不影响堆的安全,故求取合格范围内的概率时,积分的下限与上限分别取为 $-\infty$ 与 $+3\sigma$,在这个范围内的概率为 99.865%,通常近似写作 99.87%,即在一万个产品中,只有 13 个不合格(堆热工设计中常取合格产品的误差范围为 $-\infty$ 与 $+3\sigma$)。

以上对直接测量的物理量的误差作了分析。有些物理量在某些场合不能或不便于直接测量,那么它们就只能借助于直接测量一些与这些物理量有关的并能直接测到的物理量,再进行

计算求得,这种测量就称为间接测量。对于诸如长度、质量、温度和时间等直接测量的物理量本身,在测量时也不可避免地会出现一定的误差,这就使间接测量也产生一定的误差。间接测量的误差与直接测量的误差间存在如下的关系:

设物理量 Q 是直接测量到的量 q_1, q_2, \dots, q_n 的任一线性函数,且设 $Q = q_1 q_2 \dots q_n$, 各个 q 的误差 $\Delta q_1, \Delta q_2, \dots, \Delta q_n$, 将使 Q 产生一个误差 ΔQ , 这个 ΔQ 就称为间接测量误差。如果 $q_1 q_2 \dots q_n$ 的误差属于随机性质,且服从正态分布,则 ΔQ 也属于随机性质,并且也服从正态分布。

采用相对误差表示直接测量值的误差,较绝对误差更能反映误差的特性。所谓某一物理量的相对误差是指该物理量误差的绝对值与其名义值之比,而相对均方误差

$$\sigma_Q = \frac{\sigma}{Q} \quad (5-50)$$

式中, Q 为某一物理量的名义值, σ 为该物理量均方误差的绝对值。

设某函数为

$$Q = \frac{q_1^m q_2^n q_3^p}{q_4^r q_5^s}$$

应用在间接测量中误差传递公式,则 Q 的相对标准误差可表示成

$$\begin{aligned} \sigma_Q &= \sqrt{\left(\frac{\partial Q}{\partial q_1}\right)^2 \left(\frac{\sigma_{q_1}}{Q}\right)^2 + \left(\frac{\partial Q}{\partial q_2}\right)^2 \left(\frac{\sigma_{q_2}}{Q}\right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial Q}{\partial q_5}\right)^2 \left(\frac{\sigma_{q_5}}{Q}\right)^2} \\ &= \sqrt{\left(\frac{m\sigma_{q_1}}{q_1}\right)^2 + \left(\frac{n\sigma_{q_2}}{q_2}\right)^2 + \dots + \left(\frac{s\sigma_{q_5}}{q_5}\right)^2} \end{aligned} \quad (5-51)$$

在堆热工计算中也是这样,如果一个工程热点分因子(或热管分因子)是某些物理量的函数,且这些物理量的误差是各自独立的随机误差,符合正态分布,那么该工程热点分因子(或热管分因子)也将服从正态分布。

下面就根据前述工程热管因子及热点因子的计算方法,先分别计算各分因子的值,而后再综合成总的工程热管因子及工程热点因子。

1. 热流密度工程热点因子 F_q^E

热流密度工程热点因子包含四个方面的影响因素,即燃料芯块的直径、密度、裂变物质的富集度以及燃料包壳外径的加工误差。这些误差都是随机性质的,实测表明符合正态分布,且各个影响因素的误差值是互不相关的独立变量,它们将使燃料元件包壳外表面热流密度偏离名义值。

燃料元件包壳外表面热流密度与局部点的燃料芯块质量和富集度成正比,而质量又与密度和横截面积成正比。所以热流密度正比于燃料芯块的富集度 e 、密度 ρ 和横截面积 A (它与芯块直径的平方 $d_{c,n}^2$ 成正比)。热流密度还与元件包壳外表面积成反比,而包壳外表面积与包壳外径 $d_{cs,n}$ 成正比,所以热流密度与元件包壳外径成反比,即

$$q_{n,\max} \propto e_n \rho_n d_{c,n}^2 / d_{cs,n} \quad (5-52)$$

式中 $q_{n,\max}$ 为燃料元件表面热流密度名义最大值。

在设计反应堆时,常取极限误差 3σ 作为合格产品的允许误差范围,此时,落在 $(-\infty, 3\sigma)$ 内的概率为 99.87%,即可信度为 99.87%。包壳外表面热流密度的极限相对误差值为

$$\left[\frac{3\sigma_q^E}{q_{n,\max}} \right] = 3 \sqrt{\left(\frac{2\sigma_{d_{c,n}}}{d_{c,n}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_\rho}{\rho_n} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_e}{e_n} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{d_{cs,n}}}{d_{cs,n}} \right)^2} \quad (5-53)$$

式中: $3\sigma_q^E$ 为由工程上不利因素引起的燃料元件表面热流密度极限误差; $\dot{q}_{n,\max}$ 为燃料元件表面热流密度名义最大值; $d_{u,n}$, σ_{du} 分别为燃料元件芯块直径的名义值及其均方误差; ρ_n , σ_ρ 分别为芯块密度的名义值及其均方误差; e_n , σ_e 分别为燃料中裂变物质富集度的名义值及其均方误差; $d_{cs,n}$, σ_{dcs} 分别为燃料元件包壳外径的名义值及其均方误差。上式等号右边根号中的第一项, 即 $\frac{2\sigma_{du}}{d_{u,n}}$, 系表示芯块横截面积的相对误差。

各均方误差的计算公式分别如下述:

$$\sigma_{du} = \sqrt{\frac{\Delta d_{u,1}^2 + \Delta d_{u,2}^2 + \cdots + \Delta d_{u,N}^2}{N}} \quad (5-54)$$

$$\sigma_\rho = \sqrt{\frac{\Delta \rho_1^2 + \Delta \rho_2^2 + \cdots + \Delta \rho_N^2}{N}} \quad (5-55)$$

$$\sigma_e = \sqrt{\frac{\Delta e_1^2 + \Delta e_2^2 + \cdots + \Delta e_N^2}{N}} \quad (5-56)$$

$$\sigma_{dcs} = \sqrt{\frac{\Delta d_{cs,1}^2 + \Delta d_{cs,2}^2 + \cdots + \Delta d_{cs,N}^2}{N}} \quad (5-57)$$

式中: $\Delta d_{u,i}$ 为抽样检查时第 i 块燃料芯块加工后实际直径与名义直径之差; $\Delta \rho_i$ 为第 i 块燃料芯块加工后实际密度与名义密度之差; Δe_i 为第 i 块燃料芯块加工后裂变物质富集度的实际值与名义值之差; $\Delta d_{cs,i}$ 为第 i 根燃料元件包壳外径加工后的实际值与名义值之差; N 为抽样检查的工件数。应该注意, 对于热点热流密度, 上述各项误差应取最大值。

最后可得热流密度工程热点因子为:

$$F_q^E = \frac{q_{h,\max}}{q_{n,\max}} = \frac{q_{n,\max} + \Delta q}{q_{n,\max}} = 1 + \frac{\Delta q}{q_{n,\max}} = 1 + 3\left(\frac{\sigma_q^E}{q_{n,\max}}\right) \quad (5-58)$$

2. 焓升工程热管因子 $F_{\Delta H}^E$

对于压水堆, 焓升工程热管因子 $F_{\Delta H}^E$ 由五个分因子组成, 现分别讨论和计算如下:

1) 由燃料芯块直径、密度及裂变物质富集度的加工误差引起的焓升工程热管分因子 $F_{\Delta H,1}^E$

这几项误差均属随机性质, 故类似于 F_q^E 的求法, 可写成

$$3\left(\frac{\sigma_{\Delta H,1}^E}{\Delta h_{n,\max}}\right) = 3\sqrt{\left(\frac{2\sigma_{du,hc}}{d_{u,n}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\rho,hc}}{\rho_n}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{e,hc}}{e_n}\right)^2}$$

式中 $3\left(\frac{\sigma_{\Delta H,1}^E}{\Delta h_{n,\max}}\right)$ 为由燃料芯块直径、密度和燃料富集度偏离名义值而引起的热管冷却剂的焓升极限相对误差。

由于热管焓升是对通道全长上的冷却剂焓升而言的, 上式各均方误差均有下标 hc , 即表示计算均方误差应取热管全长上误差的平均值, 如:

$$\sigma_{du,hc} = \sqrt{\frac{\Delta \bar{d}_{u,1}^2 + \Delta \bar{d}_{u,2}^2 + \cdots + \Delta \bar{d}_{u,N}^2}{N}} \quad (5-59)$$

最后可得

$$F_{\Delta H,1}^E = 1 + 3\left(\frac{\sigma_{\Delta H,1}^E}{\Delta H_{n,\max}}\right) \quad (5-60)$$

2) 由燃料元件冷却剂通道尺寸误差引起的焓升工程热管分因子 $F_{\Delta H,2}^E$

在影响 $F_{\Delta H,2}^E$ 的三个因素中,燃料元件包壳外径的加工误差和燃料元件栅距的安装误差,都属随机性质,第三个因素是运行后燃料元件的弯曲变形,要想取得在燃料元件全长上由弯曲变形而造成的通道尺寸的平均误差,是相当困难的。故从保守角度出发,弯曲变形量取最大值,并且作为非随机误差处理,也运用乘积法。

$$F_{\Delta H,2}^E = \frac{\Delta h_{h,\max,2}}{\Delta h_{n,\max}} = \frac{Q_{n,\max}/W_{h,\min,2}}{Q_{n,\max}/\bar{W}} = \frac{\bar{W}}{W_{h,\min,2}} \quad (5-61)$$

式中: $Q_{n,\max}$ 为热管中的名义最大积分功率输出; \bar{W} 为平均管的冷却剂流量; $W_{h,\min,2}$ 由上述三个工程上的不利因素造成的热管中的冷却剂的最小流量。

热管的 A 和 D_* 分别为

$$A = P^2 - \frac{\pi}{4} d_{cs}^2 \quad (5-62)$$

$$D_* = \frac{4 \left(P^2 - \frac{\pi}{4} d_{cs}^2 \right)}{\pi d_{cs}} = \frac{4P^2 - \pi d_{cs}^2}{\pi d_{cs}} \quad (5-63)$$

上述两式中均包含有燃料元件棒的栅距 P 和燃料棒的包壳外径 d_{cs} 两个参数,必须先分别求出 P 和 d_{cs} 的实际值。 d_{cs} 只存在加工误差,且属随机性质, P 则包含随机性质的安装误差及非随机性质的运行后弯曲变形而造成的误差。下面先对各项误差按其性质分别求出,而后再把它们综合起来。

燃料棒的包壳外径的极限相对误差为

$$3 \left(\frac{\sigma_{dcs,lc}}{d_{cs,n}} \right) = 3 \left[\sqrt{\frac{\Delta \bar{d}_{cs,1}^2 + \Delta \bar{d}_{cs,2}^2 + \cdots + \Delta \bar{d}_{cs,N}^2}{N}} / d_{cs,n} \right] \quad (5-64)$$

式中 $\Delta d_{cs,N}$ 应取抽样检查中第 N 件燃料元件全长上包壳外径平均误差中的正向最大值。相应的焓升工程热管因子可由下式求得:

$$F_{\Delta H,dcs}^E = 1 + 3 \left(\frac{\sigma_{dcs,lc}}{d_{cs,n}} \right) \quad (5-65)$$

燃料棒在安装中的栅距极限相对误差为

$$3 \left(\frac{\sigma_{p,2}}{P_n} \right) = 3 \left[\sqrt{\frac{\Delta \bar{P}_1^2 + \Delta \bar{P}_2^2 + \cdots + \Delta \bar{P}_N^2}{N}} / P_n \right] \quad (5-66)$$

相应的焓升工程热管因子为

$$F_{\Delta H,ap}^E = 1 + 3 \left(\frac{\sigma_{p,2}}{P_n} \right) \quad (5-67)$$

燃料棒在运行后弯曲变形使栅距产生误差,相应的焓升工程热管因子为

$$F_{\Delta H,b}^E = \frac{P_{\min,b}}{P_n} \quad (5-68)$$

式中: $P_{\min,b}$ 为在热管全长上燃料棒弯曲变形后的最小栅距; P_n 为栅距名义值。

此时,热管的流通截面积变为

$$A = (P_n F_{\Delta H,ap}^E F_{\Delta H,b}^E)^2 - \frac{\pi}{4} (d_{cs,n} F_{\Delta H,dcs}^E)^2 \quad (5-69)$$

$$D_* = \frac{4A}{\pi d_{cs,n} F_{\Delta H,dcs}^E} \quad (5-70)$$

假设其他热工参数为常量,单纯考虑燃料元件冷却剂通道尺寸误差,并认为平均管和热管的冷却剂流动压降相等,即

$$\Delta P_h = \Delta p_m \quad (5-71)$$

式中: Δp_h 为热管冷却剂流动压降; Δp_m 为平均管冷却剂流动压降。

为简化起见,流动压降只考虑沿程摩擦压降,则热管压降为

$$\begin{aligned} \Delta p_h &= f \frac{\rho V^2 L}{2 D_e} = (a Re^{-b}) \frac{\rho V^2 L}{2 D_e} = a \left(\frac{D_e V}{\nu} \right)^{-b} \frac{\rho V^2 L}{2 D_e} \\ &= \frac{a L \nu^b}{2} \frac{(V \rho A)^{(2-b)}}{D_e^{(1+b)} \rho^{(1-b)} A^{(2-b)}} = \left(\frac{a L \nu^b}{2 \rho^{(1-b)}} \frac{W^{(2-b)}}{D_e^{(1+b)} A^{(2-b)}} \right)_h \end{aligned} \quad (5-72)$$

式中: f 为沿程摩擦阻力系数; ρ 为冷却剂的密度; V 为冷却剂的流速; L 为通道长度; D_e 为通道的当量直径; Re 为雷诺数; ν 为流体的运动粘度; A 为通道的横截面积; W 为通道内冷却剂的流量; 下标 h 表示热管。

由上式可得在热管中的冷却剂最小流量为

$$W_{h,min,2} = \left(\frac{2 \rho^{(1-b)}}{a L \nu^b} \right)_h^{\frac{1}{(2-b)}} A_h D_{e,h}^{(\frac{1+b}{2-b})} \Delta p_h^{\frac{1}{(2-b)}} \quad (5-73)$$

同理可得平均管的流量为

$$\bar{W} = \left[\frac{2 \rho^{(1-b)}}{a L \nu^b} \right]_m^{\frac{1}{(2-b)}} A_m D_{e,m}^{(\frac{1+b}{2-b})} \Delta p_m^{\frac{1}{(2-b)}} \quad (5-74)$$

式中下标 m 表示平均管。

式(5-73)及(5-74)右边第一项近似为常数且相等,又因 $\Delta p_h = \Delta p_m$, 故得

$$\begin{aligned} F_{\Delta H,2}^E &= \frac{\bar{W}}{W_{h,min,2}} = \frac{[A D_e^{(\frac{1+b}{2-b})}]_m}{[A D_e^{(\frac{1+b}{2-b})}]_h} \\ &= \frac{P_n^2 - \frac{\pi}{4} d_{ca,n}^2}{\bar{P}_{h,min}^2 - \frac{\pi}{4} d_{ca,h,max}^2} \left[\frac{(4 \bar{P}^2 - \pi d_{ca,n}^2) / (\pi d_{ca,n})}{(4 \bar{P}_{h,min}^2 - \pi d_{ca,h,max}^2) / (\pi d_{ca,h,max})} \right]^{(\frac{1+b}{2-b})} \end{aligned} \quad (5-75)$$

最后把 A 和 D_e 两个数值代入(5-75)就可求得 $F_{\Delta H,2}^E$ 的值。

3) 堆芯下腔室冷却剂流量分配不均匀的抬升工程热管分因子 $F_{\Delta H,3}^E$

由于堆芯下腔室结构上的原因,分配到堆芯各冷却剂通道的流量是不均匀的。其不均匀程度难以用理论分析求出,一般需从堆本体的水力模拟装置中由实验测出。现有的实测数据表明,堆芯各燃料元件冷却剂通道的流量与平均管流量相比,有大,有小,但从热工设计安全要求出发,总是取热管分配到的流量小于平均管的流量。根据实测确定的热管流量,即可求得

$$F_{\Delta H,3}^E = \frac{Q_{n,max} / W_{h,min,3}}{Q_{n,max} / \bar{W}} = \frac{\bar{W}}{W_{h,min,3}} \quad (5-76)$$

式中 $W_{h,min,3}$ 为由堆芯下腔室分配到热管的冷却剂流量。

4) 考虑热管内冷却剂流量再分配时的抬升工程热管分因子 $F_{\Delta H,4}^E$

近期设计的压水动力堆,允许热管内的冷却剂发生过冷沸腾和饱和沸腾。这样,由于热管内有气泡生成,热管内冷却剂的流动压降就要比没有发生沸腾时的大。但是由于加在热管两端的驱动压头是一定的,因此热管在发生沸腾时冷却剂流量就要减少,多出的这一部分冷却剂就要流到堆芯其他燃料元件冷却剂通道中去。上述这种现象通常称为并联平行通道间的冷却

剂流量再分配。当燃料元件的释热量一定时,流量再分配会使热管冷却剂的焓升增加。这个因素对焓升的影响用 $F_{\Delta H,4}^E$ 表示。即

$$\begin{aligned} F_{\Delta H,4}^E &= \frac{\Delta h_{h,max,4}}{\Delta h_{h,max,3}} \\ &= \frac{Q_{n,max}/W_{h,min,4}}{Q_{n,max}/W_{h,min,3}} = \frac{W_{h,min,3}}{W_{h,min,4}} \end{aligned} \quad (5-77)$$

式中 $W_{h,min,4}$ 为发生流量再分配后的热管冷却剂流量。

考虑了再分配后的热管和没有考虑再分配的热管流量间的误差,不属于随机误差。

这里 $F_{\Delta H,4}^E$ 的定义与其他各个焓升工程热管分因子的定义有所不同。 $F_{\Delta H,4}^E$ 不是用平均管流量与热管流量之比,而是用同一个热管的两个流量之比来表示,一个是只考虑了因堆芯下腔室流量分配不均匀而分配到的热管流量,另一个是在下腔室流量分配不均匀的基础上,又考虑了热管内因冷却剂沸腾使流阻增加而引起流量再分配后的流量。若采用平均管流量与热管再分配后流量比来定义 $F_{\Delta H,4}^E$,势必将 $F_{\Delta H,3}^E$ 也包括进去了。

要求得 $F_{\Delta H,4}^E$,必须先求得 $W_{h,min,4}$,这可通过使热管压降与驱动压头相等来求得。热管的驱动压头要比平均管小一些,这是因为各燃料元件冷却通道出口处即堆芯上腔室压力 p_t 虽然相同,但堆芯下腔室各燃料元件冷却剂通道进口处压力 $p_{i,h}$ 是各不相同的,热管进口处分配到的冷却剂流量少于平均管的,其对应的进口处压力 $p_{i,h}$ 也小于平均管的进口处压力 $p_{i,m}$,因而热管两端的驱动压头小于平均管两端的驱动压头。在从堆本体水力模拟装置上实测得到热管进口处冷却剂流量的情况下,就可以应用动量守恒原理导出热管两端的驱动压头。

由于堆芯下腔室流量分配不均匀,热管分配到的流量比平均管的少。若用 δ 表示这种流量减少的百分数,则

$$\delta = \frac{\bar{W} - W_{h,min,3}}{\bar{W}} \quad (5-78)$$

从而得

$$W_{h,min,3} = \bar{W}(1 - \delta) \quad (5-79)$$

平均管的沿程摩擦压降

$$\Delta p_{f,m} = \left(\frac{aL\nu^b}{2\rho^{(1-b)}} \frac{\bar{W}^{(2-b)}}{D_e^{(1+b)} A^{(2-b)}} \right)_m \quad (5-80)$$

热管的沿程摩擦压降

$$\Delta p_{f,h} = \left(\frac{aL\nu^b (\bar{W}(1 - \delta))^{(2-b)}}{2\rho^{(1-b)} D_e^{(1+b)} A^{(2-b)}} \right)_h \quad (5-81)$$

若认为热管和平均管的物性参数近似相等,则由式(5-80)及(5-81)可得

$$\Delta p_{f,h} = \Delta p_{f,m} (1 - \delta)^{(2-b)} = \Delta p_{f,m} K_{f,h} \quad (5-82)$$

其中

$$K_{f,h} = (1 - \delta)^{(2-b)} \quad (5-83)$$

由于加速压降和形阻压降都与质量流密度的平方成正比,因而用同法可得

$$\Delta p_{a,h} = \Delta p_{a,m} (1 - \delta)^2 = \Delta p_{a,m} K_{a,h}$$

其中

$$K_{a,h} = (1 - \delta)^2 \quad (5-84)$$

$\Delta P_{in,h}$ 、 $\Delta P_{ex,h}$ 、 $\Delta p_{gd,h}$ 等与平均管的相应值之比也为 $(1 - \delta)^2$ 。

最后综合可得

$$\Delta p_{h,e} = K_{f,h} \Delta p_{f,m} + K_{a,h} (\Delta p_{in,m} + \Delta p_{a,m} + \Delta p_{gd,m} + \Delta p_{ex,m}) + \Delta p_{el,m} \quad (5-85)$$

式中: $\Delta p_{h,e}$ 为热管两端的有效驱动压头; $\Delta p_{f,h}$ 、 $\Delta p_{f,m}$ 分别为热管和平均管的沿程摩擦压降; $\Delta p_{a,h}$ 、 $\Delta p_{a,m}$ 分别为热管和平均管的加速压降; $\Delta p_{in,h}$ 、 $\Delta p_{in,m}$ 分别为热管和平均管进口处的形阻压降; $\Delta p_{ex,h}$ 、 $\Delta p_{ex,m}$ 分别为热管和平均管出口处的形阻压降; $\Delta p_{gd,h}$ 、 $\Delta p_{gd,m}$ 分别为热管和平均管的定位架形阻压降; $\Delta p_{el,m}$ 为平均管的提升压降; $K_{f,h}$ 为热管摩擦压降的下腔室修正因子; $K_{a,h}$ 为热管各形阻压降及加速压降的下腔室修正因子。

由式(5-85)可见, 热管的有效驱动压头可由平均管的各个压降乘以相应的修正因子而求得。由于这里的修正因子都是来源于下腔室流量分配的不均匀, 故对提升压降不作修正, 它与下腔室流量分配并无直接关系。但因热管的冷却剂密度与平均管的不相同, 故这一项的数值是带有近似性的。

在求得了 $\Delta p_{h,e}$ 后, 即可由此求热管的冷却剂流量。若用压降等于驱动压头的办法直接求解热管内冷却剂流量比较烦琐, 故常用迭代法求解, 即先假设一个热管冷却剂流量(比平均管内的流量略低一些), 根据该流量可以算出相应的热管压降 Δp_h , 经过若干次迭代直至满足下面的收敛准则为止:

$$\left| \frac{\Delta p_h - \Delta p_{h,e}}{\Delta p_{h,e}} \right| \leq \epsilon_0 \quad (5-86)$$

满足上式的热管冷却剂流量即为所求的实际值。收敛判据 ϵ_0 的大小依设计要求而定。有了热管冷却剂流量, 而后就可按式(5-77)求得 $F_{\Delta H,4}^E$ 。

5) 考虑相邻通道冷却剂间相互交混的熔升工程热管分因子 $F_{\Delta H,5}^E$

在相邻冷却通道内的冷却剂相互之间进行着横向的动量、质量和热量交换。热管中较热的冷却剂与相邻通道中较冷的冷却剂间的相互交混, 使热管中的冷却剂熔升降低。这个影响因素用 $F_{\Delta H,5}^E$ 表示, 即

$$F_{\Delta H,5}^E = \frac{\Delta h_{h,max,5}}{\Delta h_{n,max}} \quad (5-87)$$

考虑横向交混后, 热管冷却剂的实际最大熔升就不同于热管冷却剂名义最大熔升。这种误差也不属于随机误差, 也很难从理论分析得到, 而只能直接进行实验测定或者根据由实验整理出来的经验关系式计算得到。

最后综合各分因子求得的总的熔升工程热管因子

$$F_{\Delta H}^E = F_{\Delta H,1}^E F_{\Delta H,2}^E F_{\Delta H,3}^E F_{\Delta H,4}^E F_{\Delta H,5}^E \quad (5-88)$$

在混合法中把燃料元件和冷却通道的加工、安装及运行中产生的误差分成随机误差和非随机误差计算, 较之早期的乘积法将所有的误差全部作为非随机误差计算, 要先进得多。因为将误差分类后算得的热流密度工程热点因子和熔升工程热管因子要比将误差全都作为非随机误差时的小; 与之相应, 用前者计算得到的燃料表面最大热流密度和燃料元件最高温度也比较低, 这样, 在满足堆热工设计准则要求的前提下, 就可以提高堆的功率输出。总之, 混合法既考虑到堆的安全要求, 又考虑到堆的经济性, 因此在目前得到广泛采用。

下面以热流密度工程热点因子为例, 分别用混合法及乘积法进行计算, 这样就可以明显看出两种计算结果的差别。

[例题 5-1] 已知某反应堆燃料元件的芯块直径的名义值为 $8.4 \times 10^{-3} \text{m}$, 其最大误差为

$\pm 0.025 \times 10^{-3} \text{m}$, 极限误差为 $\pm 0.02 \times 10^{-3} \text{m}$, 燃料元件芯块密度的名义值为 94%, 其最大误差为 $\pm 2.5\%$, 极限误差为 $\pm 2.0\%$; 燃料中裂变物质富集度的名义值为 2.7%, 其最大误差为 $\pm 0.035\%$, 极限误差为 $\pm 0.03\%$; 燃料元件包壳外径的名义值为 0.01m, 其最大误差为 $\pm 0.035 \times 10^{-3} \text{m}$, 极限误差为 $\pm 0.030 \times 10^{-3} \text{m}$ 。试分别用混合法和乘积法求 F_v^E 值。

解 按混合法:

$$\left(\frac{3\sigma_q^E}{q_n}\right) = \sqrt{\left(\frac{2 \times 0.02}{8.4}\right)^2 + \left(\frac{2}{94}\right)^2 + \left(\frac{0.03}{2.7}\right)^2 + \left(\frac{0.03}{10}\right)^2} \approx 0.03$$

于是

$$F_v^E = 1 + \left(\frac{3\sigma_q^E}{q_n}\right) = 1.03$$

按乘积法:

$$F_v^E = \left(\frac{8.4 + 0.025}{8.4}\right) \times \left(\frac{94 + 2.5}{94}\right) \times \left(\frac{2.7 + 0.035}{2.7}\right) \times \left(\frac{10}{10 + 0.035}\right) = 1.05$$

由上面的计算可见, 用乘积法算得的热流密度工程热点因子要比用混合法算得的大。

综上所述可见, 工程热管及热点因子的计算方法合理与否, 将直接影响到堆的安全可靠性与经济性。如果计算方法太保守, 把属于随机性质误差所引起的各分因子也当作非随机误差处理, 则算得的工程热管及热点因子偏大, 虽然安全, 但影响堆的经济性。反之, 如果把非随机误差所引起的各分因子也当作随机误差处理, 就会影响堆的安全性。因此必须正确计算工程热管及热点因子。

另外, 燃料元件的加工误差值确定得是否合适, 也会影响到堆的经济性。例如把燃料元件芯块直径的加工误差定得太小, 那么堆芯热工性能改善不多, 而加工费用却要增加不少(如成品率减少或对加工设备和检验设备的要求更高, 则投资更大)。因此必须合理确定加工误差。

5.4 典型的临界热流密度关系式

由于沸腾时的临界热流密度对水冷堆的设计十分重要, 在压水堆热工设计准则中就规定了燃料元件外表面不允许发生沸腾临界。若干年来, 国内外已作了许多实验研究和理论分析工作, 但目前尚未提出一个完善的理论计算公式, 因而在进行堆热工设计时还不得不应用由实验结果整理出来的经验公式。迄今为止, 在有关的国外文献中已发表了大量的临界热流密度的计算公式, 根据公式的适用范围, 在反应堆初步设计时可以从选用某些公式, 但是在做最终设计时, 则必须采用根据所确定的具体参数和结构形式进行实验而得到的关系式。

近期设计的压水动力堆, 虽然都允许堆芯热管内的冷却剂发生过冷沸腾和饱和沸腾, 但在堆芯的出口处, 混合后的冷却剂仍为过冷水。根据冷却剂的工况, 热管内自堆芯进口至出口, 有过冷段、过冷沸腾段和低含汽量的饱和沸腾段。这样, 沿加热通道轴向高度, 冷却剂的含汽量在逐渐增加, 并且连续地变化着。在堆热工设计时, 希望能有一个从液体的过冷状态到产生蒸汽, 即含汽量由负值连续变化到正值这样一个宽的范围内都适用的临界热流密度计算公式。国外在设计压水动力堆时使用的临界热流密度公式之一是 W-3 公式^{[8][9]}, 该公式就具有上述这种性质, 可在初步设计时选用。

在压水动力堆的额定工况稳态热工设计中, 通常只遇到过冷沸腾及低含汽量的饱和沸腾

工况,因此要讨论的临界热流密度是指的 q_{DNB} ,而不是在垂直流道中环状流型下加热壁面烧干的临界热流密度,下面介绍几个沿加热通道发生流动沸腾时的典型 q_{DNB} 公式。

1. W—3 公式

W—3 公式主要是根据轴向热流密度均匀分布的单通道试验所得到的临界热流密度数据整理而成的,但这个公式不仅适用于轴向热流密度均匀分布的临界热流密度的计算,而且也可用于轴向热流密度非均匀分布的棒束元件冷却通道的临界热流密度的计算。只是在后一种情况下需要采用冷却剂通道的局部参数,即局部的冷却剂质量流密度、焓和含汽量,而不用整个棒束组件内的平均参数值;另外还要用一个热流密度分布不均匀因子进行修正。这里所以对热流密度分布不均匀进行修正,是考虑到热流密度分布不均匀后,从上游近壁面来的流体,特别是从边界层区域来的流体,当接触到下游壁面时,把过热液体和汽泡都带到下游边界层里了。这样,上游热流密度分布的影响就传递到发生烧毁的下游边界层中去了。这种上游效应在下游的反映,叫做对烧毁的记忆效应。在均匀热流时,这个上游效应已包括在实测数据中,故不存在修正的问题。如果实际的棒束通道中还存在非加热的壁面(即冷壁),则还要用一个冷壁因子加以修正。这里考虑到贴近冷壁的一部分流体不参与加热面的冷却。另外,与单通道试验情况不同,堆内燃料组件上有各种形式的定位件及混流片。流体顺着混流片冲刷着包壳表面,把汽泡冲走了,使元件表面不易形成汽膜,同时使燃料元件表面的流体与周围流体加强了交混,这样就强化了元件表面的放热,从而使 q_{DNB} 得到提高,这个因素的影响可用定位件修正因子修正。

轴向均匀加热的 W—3 公式:

$$q_{\text{DNB},\text{ax}} = 3.154 \times 10^6 \{ (2.022 - 6.238 \times 10^{-3} p) + (0.1722 - 1.43 \times 10^{-3} p) \\ \times \exp[(18.177 - 5.987 \times 10^{-2} p)x_e] \} \left[(0.1484 - 1.596x_e + 0.1729x_e | x_e |) \right. \\ \times \left. \frac{0.2049G}{10^6} + 1.037 \right] (1.157 - 0.869x_e) [0.2664 + 0.8357 \exp(-124D_e)] \\ \times [0.8258 + 0.341 \times 10^{-6} (h_b - h_{i,\text{in}})] \quad (\text{W/m}^2) \quad (5-89)$$

式中: $q_{\text{DNB},\text{ax}}$ 为轴向均匀加热的临界热流密度 (W/m^2); p 为冷却剂工作压力 (Pa); G 为冷却剂质量流密度 [$\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{h})$]; D_e 为冷却剂通道的当量直径 (m); h_b 为冷却剂的饱和比焓 (J/kg); $h_{i,\text{in}}$ 为堆芯进口处冷却剂的比焓 (J/kg); x_e 为计算点 z 处的平衡含汽量, $|x_e|$ 为其绝对值。平衡含汽量 x_e 的计算式为

$$x_e = \frac{h_l(z) - h_b}{h_{lg}} \quad (5-90)$$

其中 h_{lg} 为汽化潜热 (J/kg)。

W—3 公式的适用范围:

$$p = (6.895 \sim 15.86) \times 10^6 \text{ Pa}; \\ x_e = -0.15 \sim +0.15; \\ G = (4.9 \sim 24.5) \times 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{h}); \\ D_e = 0.00508 \sim 0.0178 \text{ m}; \\ \text{加热长度 } L = 0.254 \sim 3.668 \text{ m};$$

$$h_{f,w} \geq 930 \text{ kJ/kg};$$

$$\frac{\text{加热周长}}{\text{湿润周长}} = 0.88 \sim 1.00;$$

通道的几何形状为圆形、矩形和棒束形。

1) 轴向热流密度是非均匀分布的修正

轴向热流密度分布不均匀对 q_{DNB} 的影响,可用一个热流密度分布不均匀修正因子 F_s 进行修正。轴向非均匀加热时的 W-3 公式为

$$q_{\text{DNB},N} = q_{\text{DNB},ev} / F_s \quad (5-91)$$

式中: $q_{\text{DNB},N}$ 为轴向非均匀加热时的临界热流密度; F_s 为轴向热流密度分布不均匀修正因子。根据理论和实验相结合的半经验法推得^[10]:

$$F_s = \frac{C \int_0^{z_{\text{DNB},N}} q(z) \exp[-C(z_{\text{DNB},N} - Z)] dz}{q(z_{\text{DNB},N}) [1 - \exp(-C z_{\text{DNB},ev})]} \quad (5-92)$$

式中: $q(z)$ 为轴向坐标 z 处元件表面热流密度 (W/m^2); $q(z_{\text{DNB},N})$ 为在非均匀热流密度下轴向计算点 $z_{\text{DNB},N}$ 处元件表面的热流密度 (W/m^2); z 为从堆芯进口算起的轴向坐标; $z_{\text{DNB},ev}$ 为在均匀热流密度下堆芯进口至发生 DNB 的轴向位置 (m); $z_{\text{DNB},N}$ 为非均匀热流密度下堆芯进口至发生 DNB 的轴向位置 (m); C 为系数。其值为

$$C = 12.64 \frac{(1 - x_{\text{DNB}})^{4.31}}{(G/10^6)^{0.478}} \quad (\text{m}^{-1}) \quad (5-93)$$

式中 x_{DNB} 为计算点 $z_{\text{DNB},N}$ 处的平衡含汽量。

确定经验系数 C 式的参数范围是:

工作压力 $p = (6.90 \sim 13.8) \times 10^6 \text{ Pa}$;

质量流密度 $G = (1.79 \sim 14.065) \times 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$;

流体比焓 $h = 177.0 \sim 1464.9 \text{ kJ/kg}$;

流道长度 $L = 0.635 \sim 1.828 \text{ m}$;

当量直径 $D_e = 0.00449 \sim 0.01132 \text{ m}$;

含汽量 $x_{\text{DNB}} = -0.25 \sim 0.25$ 。

在过冷沸腾区和低含汽量饱和沸腾区, C 的数值大, F_s 值小, 因而指数衰减快, 这就减小了记忆效应, 因此局部热流密度的大小基本上决定了烧毁点。在高含汽量区, C 的数值小, F_s 值大, 烧毁点上游一段距离的记忆效应就强烈, 因此在高含汽量区, 主要是平均热流密度 (或焓升 Δh) 决定了烧毁点。

2) 冷壁效应的修正

考虑到冷壁效应, 在 W-3 公式中需要引入冷壁修正因子 F_c 。 F_c 可由下面的经验公式计算得到, 即

$$F_c = 1 - R_s [13.76 - 1.372 \exp(1.78 x_s) - 5.15 \left(\frac{G}{10^6} \right)^{-0.0535} - 0.01796 \left(\frac{p}{10^6} \right)^{0.14} - 12.6 D_h^{0.107}] \quad (5-94)$$

式中:

$$R_s = \left(1 - \frac{D_s}{D_h} \right) \quad (5-95)$$

D_h 为用通道加热周长(不计冷壁部分)求得的热周当量直径(m),

$$D_h = \frac{4 \text{ 倍冷却剂流通面积}}{\text{加热周界长度}} \quad (5-96)$$

必须注意,如果存在冷壁,则计算 $q_{DNB,ex}$ 时式(5-89)中的 D_e 应该用 D_h 来代替。

式(5-94)的适用范围是:

冷却剂通道长 $L \geq 0.254\text{m}$;

燃料元件棒间隙 $b \geq 2.54 \times 10^{-3}\text{m}$;

工作压力 $p = (6.86 \sim 15.87) \times 10^6 \text{Pa}$;

含汽量 $x_c \leq 0.1$;

冷却剂的质量流密度 $G = (4.86 \sim 24) \times 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{h})$ 。

3) 定位架的修正

考虑到定位架的存在,在 W-3 公式中需要引入定位架修正因子 F_s 。定位架修正因子 F_s 也是一个由经验公式算得的系数:

$$\begin{aligned} F_s &= \frac{\text{有定位架的 } q_{DNB}}{\text{无定位架的 } q_{DNB}} \\ &= 1.0 + 0.6144 \times 10^{-2} \left(\frac{G}{10^6} \right) \left(\frac{C_{TD}}{0.019} \right)^{0.35} \end{aligned} \quad (5-97)$$

式中: G 为冷却剂的质量流密度 [$\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{h})$]; C_{TD} 为冷却剂的热扩散系数,对不同形状和尺寸的定位架和混流片,有不同的值。如用单箍型定位架时,可取 $C_{TD} = 0.019$ 。

这里需要指出:在应用 W-3 公式进行计算并作了上述修正后,理论计算所得的 q_{DNB} 数值常与实验测得的不同,为了安全起见,常须结合具体结构在上述理论计算值上乘以修正系数,这样就与实验值相近了。

W-3 公式的作者曾把由 W-3 公式算得的 $q_{DNB,c}$ 值与在不同的实验回路上测得的几千个实验数据 $q_{DNB,e}$ 作了比较,若以 $q_{DNB,e}/q_{DNB,c}$ 为横坐标,以该比值出现的频率为纵坐标作图,则可得到一个近似高斯分布的图形,如图 5-6 所示。 $q_{DNB,e}$ 与 $q_{DNB,c}$ 的偏差,95% 以上的数据是在 $\pm 23\%$ 以内,具有 95% 的可信度,如图 5-7 所示。这种误差是随机性的。造成这种误差的原因可能有以下几个方面:

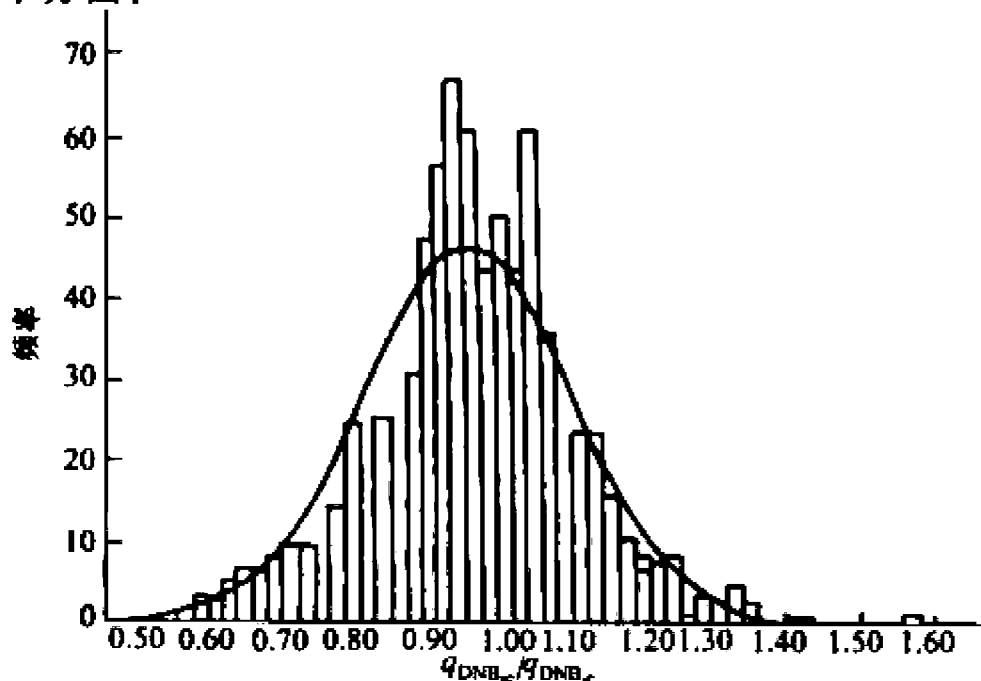


图 5-6 $q_{DNB,e}/q_{DNB,c}$ 的频率分布图

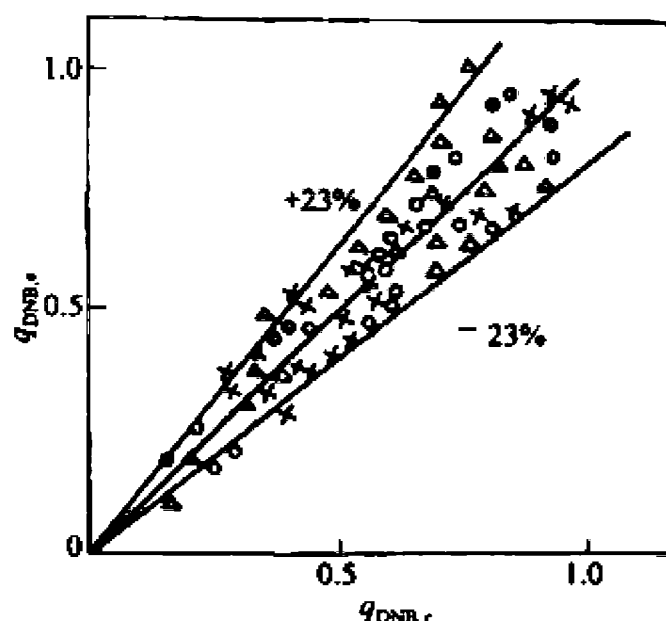


图 5-7 q_{DNB} 的 W-3 公式计算值和非均匀
加热实验测定值(均为相对值)的比较

- (1) 流体的湍流特性及表面粗糙度的随机特性。由此造成的随机误差约为 $\pm 3\%$ 。
- (2) 实验段的制造公差,包括圆管壁厚、通道尺寸等,这种误差约为 $\pm 5\%$ 。
- (3) 由于 q_{DNB} 的某些修正因子计算公式的不完善性所引起的误差,这种误差约为 $\pm 5\%$ 。
- (4) 随机和非随机的测量仪表的误差以及由各种不同实验回路的系统特性而产生的误差约为 $\pm 10\%$ 。

以上所列的误差合计为 $\pm 23\%$,这就是 $q_{\text{DNB,c}}$ 与 $q_{\text{DNB,e}}$ 相比误差达到 $\pm 23\%$ 的原因。由 W-3 公式计算值与由实验测得的下限值之比为 $1/(1-0.23)=1.3$,即在设计时若取实验测得的下限值,则应该把由 W-3 公式计算得到的值除以 1.3。

2. W-2 公式

当含汽量 x_e 大于 +0.15 时,已超过了上述的 W-3 公式适用范围,此时就应该采用 W-2 公式。W-2 公式有两个表达式:在含汽量 $x < 0$ 的部分,用 q_{DNB} 表达式,这一表达式在设计中用得不多,此处不作介绍;在含汽量 $x_e > 0$ 的部分,W-2 公式是用烧毁焓升 Δh_{BO} 表示的,即用汽-水混合物的焓升来计算烧毁热流密度。依据进口焓和其他一些参数,在达到下述公式中的烧毁焓升 Δh_{BO} 时元件表面可能被烧毁。W-2 公式在 $x_e > 0$ 的部分如下:

$$\Delta h_{\text{BO}} = h_f(z) - h_{f,\text{in}} = 2216.51 \left(\frac{h_{fg} - h_{f,\text{in}}}{4190} \right) + h_{fg} \left\{ [0.825 + 2.3 \exp(-670 D_e)] \right. \\ \left. \times \exp\left(\frac{-0.308 G}{10^6} \right) - 0.41 \exp\left(-\frac{0.0048 z}{D_e} \right) - 1.12 \frac{\rho_g}{\rho_f} + 0.548 \right\} \quad (\text{J/kg}) \quad (5-98)$$

式中: h_{fg} 为水的汽化潜热(J/kg); z 为冷却剂通道轴向坐标; ρ_g 为饱和蒸汽的密度(kg/m^3); ρ_f 为饱和水的密度(kg/m^3)。

W-2 公式的使用范围:

工作压力 $p = 5.488 \sim 18.914 \text{ MPa}$;

流体质量流密度 $G = (2 \sim 12.5) \times 10^4 \text{ kg/(m}^2 \cdot \text{h)}$;

当量直径 $D_e = 0.00254 \sim 0.0137 \text{ m}$;

通道长度 $L=0.228\sim 1.93\text{m}$;

出口含汽量 $x_{ex}=0\sim 0.9$;

进口比焓 $h_{i,m}=930\text{kJ/kg}$ ——饱和水比焓;

局部热流密度 $q=(0.315\sim 5.670)\times 10^6\text{W/m}^2$;

加热周长
湿润周长 $=0.88\sim 1.0$;

通道的几何形状:圆形、矩形和棒束;

加热状态:均匀的和非均匀的都适用。

图 5-8 是 W—3 公式与 W—2 公式中烧毁热流密度随含汽量 x_e 的变化示意图。

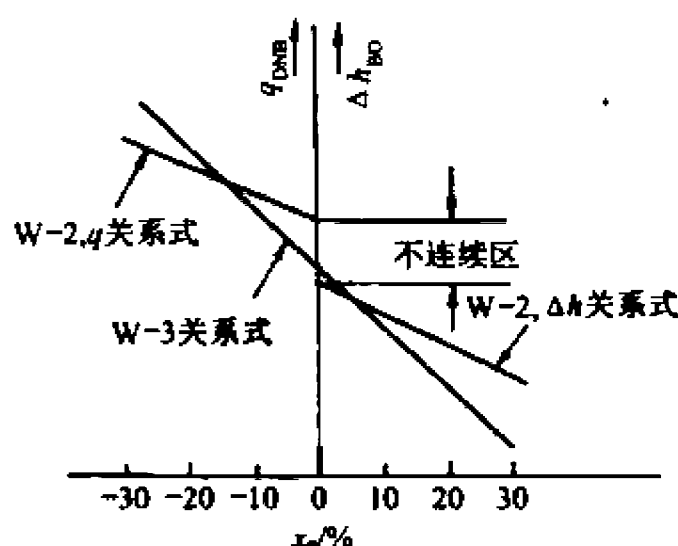


图 5-8 由 W—3 与 W—2 公式计算的 q_{DNB} 与 Δh_{BO} 随 x_e 变化的示意图

3. B&W 公式

它是美国 Babcock & Wilcox 公司发表的计算临界热流密度 q_{DNB} 的公式,其适用的参数范围与现在的压水动力堆参数相近。该公式为

$$q_{\text{DNB,eu}} = 3.154 \times 10^6 (1.155 - 16.02 D_e) \times \{0.37 \times 10^3 \times (0.1218 \times 10^{-6} G)^{[0.83+0.685(145.05/p/10^3-2)]} - 0.01346 G x_{\text{DNB}} h_{fg}\} / \{12.71 (0.6297 G / 10^6)^{[0.712+0.2078(145.05/p/10^3-2)]}\} \quad (\text{W/m}^2) \quad (5-99)$$

$$q_{\text{DNB,N}} = \frac{q_{\text{DNB,eu}}}{F_s} \quad (5-100)$$

$$F_s = \frac{q_{\text{DNB,eu}}}{q_{\text{DNB,N}}} = \frac{1.025 C \int_0^{l_{\text{DNB}}} q(z) \exp[-C(l_{\text{DNB}} - z)] dz}{q_{\text{local}} [1 - \exp(-D l_{\text{DNB}})]} \quad (5-101)$$

$$C = 0.249 (1 - x_{\text{DNB}})^{7.82} / \left(\frac{0.20618 G}{10^6} \right)^{0.457} \quad (5-102)$$

$q_{\text{DNB,eu}}$ 的适用范围为:

$p=13.789\sim 16.547\text{ MPa}$;

$G=(0.1546\sim 0.8247)\times 10^6\text{ kg/(m}^2\cdot\text{h)}$;

$D_e=0.00508\sim 0.0127\text{ m}$;

$x_{ex}=-0.03\sim +0.20$, (x_{ex} 为出口含汽量,均匀加热的实验段临界热流密度都发生在出口处,因而 x_{ex} 即相当于 $x_{\text{DNB,eu}}$);

$L=1.828\text{m}$;

定位架间距为 0.03m 。

整理公式所用的实验点共 207 个,标准偏差为 7.7%。

4. WRB—1 公式

WRB—1 公式^[11]比 W—3 公式更符合棒束试验数据^[12],该公式如下:

$$q_{\text{DNB,eu}} = 3.154 \left[PF + A_1 + B_1 \left(\frac{G}{10^6} \right) - B_1 \left(\frac{G}{10^6} \right) x_e \right] \quad (5-103)$$

式中: $q_{\text{DNB},cu}(z)$ 为在轴向热流密度均匀分布情况下临界热流密度计算值 (MW/m^2); PF, A_1, B_1, B_2 为与工作压力及几何尺寸有关的系数; G 为质量流密度 [$\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{h})$]; x_e 为计算点处的平衡含汽率。

WRB-1 公式的使用范围:

工作压力 $p=9.9 \sim 17.2 \text{MPa}$;

流体质量流密度 $G=(2.8 \sim 11.7) \times 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{h})$;

含汽量 $x_e=-0.2 \sim 0.3$;

加热长度 $L < 4.27 \text{m}$;

格架间隙 $s=0.33 \sim 0.81 \text{m}$;

当量直径 $D_e=0.0094 \sim 0.0152 \text{m}$;

热周当量直径 $D_h=0.0117 \sim 0.0147 \text{m}$ 。

[例题 5-2] 应用 W-3 公式计算 $q_{\text{DNB},cu}$ 。

已知系统中水的工作压力为 15.19MPa , 通道当量直径 D_e 为 $1.36 \times 10^{-2} \text{m}$, 通道的进口水的比焓 $h_{f,w}$ 为 1275kJ/kg , 水的质量流密度 G 为 $9.8 \times 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{h})$, 系统的饱和水比焓 h_g 为 1620kJ/kg , 冷却剂通道轴向某高度处的含汽量 x_e 为 -0.1645 (过冷状态), 求该处的 $q_{\text{DNB},cu}$ 值。

解 将已知数据代入 W-3 公式后, 可得

$$\begin{aligned} q_{\text{DNB},cu} = & 3.154 \times 10^6 \{ (2.022 - 6.238 \times 10^{-8} \times 1.519 \times 10^7) \\ & + (0.1722 - 1.43 \times 10^{-8} \times 1.519 \times 10^7) \exp[(18.177 - 5.987 \times 10^{-7} \\ & \times 1.519 \times 10^7)(-0.1645)] \} \{ [0.1484 - 1.596(-0.1645) \\ & + 0.1729(-0.1645) + 0.1645] \times \frac{0.2049 \times 9.8 \times 10^6}{10^6} + 1.037 \} [1.157 - 0.869 \\ & \times (-0.1645)] [0.2664 + 0.8357 \times \exp(-124 \times 0.01365)] \times [0.8258 + 0.341 \\ & \times 10^{-6} (1620 \times 10^3 - 1275 \times 10^3)] = 3.21 \times 10^6 \text{ W}/\text{m}^2 \end{aligned}$$

5.5 单通道模型的堆芯稳态热工分析

在堆芯的初步热工设计中, 普遍采用的分析模型是单通道模型。即把所要计算的热管看作是孤立的、封闭的, 它在整个堆芯高度上与相邻通道之间没有冷却剂的动量、质量和能量的交换。这种分析模型最适合于计算闭式通道。对于开式通道, 由于相邻通道间的流体发生横向的质量、动量和热量的交换, 应用这种模型进行分析就显得粗糙了; 不过, 为了简化计算, 也有用此模型进行计算的, 只要再用一个流体横向交混工程热管因子来修正焓升就可以了。

5.5.1 核反应堆热工参数的选择

1. 核电厂反应堆热工参数的选择

对核电厂动力堆, 热工设计的要求就是在保证安全可靠的前提下尽可能提高其经济性, 整

个核电厂经济方面的要求最终体现在每 $1\text{kW} \cdot \text{h}$ (每度电) 的电能或机械能的成本上, 要求电能成本越低越好。因此堆的热工设计要服从整个核电厂设计的最优化, 即整个核电厂在安全可靠的前提下达到每单位电能成本最低这一总目标。为了对上述问题有一个较全面的认识, 下面将对电能成本的组成、堆热工参数、结构参数与电能成本间的关系、堆热工参数与二回路热工参数间的关系以及热工参数的选择原则等问题作一定性的讨论。

核电厂单位电能成本, 和常规热能动力装置一样, 也是由燃料费、设备折旧费以及运行管理费三方面组成的, 它可用下式表示:

$$C_e = \frac{N_i f}{N_{\text{净}}} + \frac{C}{N_{\text{净}}} + \frac{S}{N_{\text{净}}} \quad [\text{元}/(\text{kW} \cdot \text{h})] \quad (5-104)$$

式中: C_e 为单位电能成本 $[\text{元}/(\text{kW} \cdot \text{h})]$; N_i 为反应堆输出热功率 (kW) ; f 为反应堆每发出 $1\text{kW} \cdot \text{h}$ 的电能所消耗的燃料费 $[\text{元}/(\text{kW} \cdot \text{h})]$; C 为包括反应堆在内的一、二回路设备折旧费 $(\text{元}/\text{h})$,

$$C = \frac{\text{设备投资(元)}}{\text{预计使用的总时数(h)}} \quad (5-105)$$

S 为运行管理费, 如经常性的运行维修费、工作人员工资及保健费等 $(\text{元}/\text{h})$; $N_{\text{净}}$ 为电站有效电功率或净输出电功率 (kW) ; 电站有效电功率可由下式计算, 即

$$N_{\text{净}} = N_i \eta_R \eta_{\text{SG}} \eta_t \eta_M \eta_g - N_{\text{自}} = N_e - N_{\text{自}} \quad (5-106)$$

式中: η_R 为反应堆的热量利用率,

$$\eta_R = \frac{\text{反应堆释热量} - \text{散热损失量}}{\text{反应堆释热量}} \quad (5-107)$$

η_{SG} 为蒸汽发生器的热利用率,

$$\eta_{\text{SG}} = \frac{\text{冷却剂在蒸汽发生器中放出的热量} - \text{蒸汽发生器散热及排放的热量}}{\text{冷却剂在蒸汽发生器中放出的热量}} \quad (5-108)$$

η_t 为汽轮机理想循环热效率; η_i 为汽轮机的内效率; η_M 为汽轮机组的机械效率; η_g 为发电机效率; N_e 为电站生产的毛电功率 (kW) ; $N_{\text{自}}$ 为电站自耗功率 (或称厂用电) (kW) 。

上述 η_R 和 η_{SG} 都与设备的热功率有关, 但其数值变化不大。 η_t , η_M 和 η_g 与设备容量及设计制造工艺水平等有关, 功率确定后, 这些数据也就相应确定。动力循环热效率 η 除与所选用的蒸汽循环 (如回热循环、再热循环等) 类型有关外, 主要决定于二回路系统的热工参数 (如蒸汽初压力、初温度和终压力)。如果蒸汽初参数有较大的改变, 那么 η 的变化也就比较大, 从而对单位电能成本的影响也就比较大。但是, 二回路的热工参数与一回路的的热工参数密切相关, 二回路热工参数的提高是受一回路热工参数制约的。因此, 反应堆热工参数的选择必须和整个核电厂的参数选择联系在一起同时考虑。

在电能成本的组成中, 运行管理费占总成本的相对份额相当小, 且它随电厂功率变化的改变量很小。所以电能成本主要由核燃料费及设备折旧费两项决定。

从以上的讨论中可以看出, 在反应堆热功率 N_i 给定的情况下, 若能提高动力循环的热效率 η 、提高堆芯功率密度、提高堆芯燃料的燃耗深度、减少单位电功率的核燃料费用、降低电厂厂用电, 那么就可以降低电能成本。

1) 从提高动力循环热效率 η 来降低电能成本的途径

(1) 提高堆冷却剂的工作压力。在压水堆内, 水的工作压力一定要高于与堆芯出口水温相对应的饱和压力, 这样才能保证水处于过冷状态。因此, 若能提高堆的工作压力, 就可以提

高堆出口处的冷却剂温度。这样,在其他条件不变的情况下,就可以相应地提高动力循环的蒸汽初参数(压力及温度),从而提高动力循环热效率。但是,堆出口冷却剂温度的提高,要受到燃料元件包壳表面腐蚀的限制;而堆工作压力的提高,又会使反应堆部件的制造费用增加。还应该指出的是,提高堆冷却剂温度这样做本身也有一定的限制。如果把二回路蒸汽初温度提得过高,就需要改变二回路设备所使用的材料,从而使二回路的设备费用增加。总之,一回路压力的提高,需要进行全面的考虑才能确定。

(2) 提高堆冷却剂的流量。在堆的热功率和出口冷却剂温度一定的情况下,提高堆的冷却剂总流量可以使堆进口冷却剂温度提高,从而使堆芯冷却剂的平均温度提高。当蒸汽发生器的传热面积一定时,这将使动力循环的蒸汽初参数提高,从而使动力循环的热效率提高。但是,增加冷却剂流量,会使主循环泵消耗的功率增大,从而使电厂的厂用电相应增加,此外,还会使泵的制造费用增加,使一回路管道和设备的尺寸加大造价提高,从而增加设备费的投入。

(3) 适当选定堆冷却剂的工作温度。这与冷却剂工作压力和流量的选定有密切关系。当堆功率一定时,冷却剂的压力及流量一经选定,堆芯进出口间的冷却剂温升也就随之而定。在堆进口温度、出口温度和平均温度这三个参数中,究竟先确定哪一个数值,这与电厂控制运行的方案有关。如果控制对象是堆的冷却剂平均温度,则流量选定后冷却剂平均温升也就随之确定;与此同时,堆进口处和出口处的冷却剂温度也就随之分别确定了。如果堆芯冷却剂平均温度定得高,就可提高动力循环蒸汽参数,从而可提高动力循环热效率。但正如上面所述,提高堆芯冷却剂的平均温度,会使堆芯出口处的冷却剂温度升高,因而反应堆的工作压力也必须跟着提高。同时,堆芯冷却剂平均温度的提高,还会受到元件包壳表面腐蚀的限制,在水堆中,这还会使燃料元件表面临界热流密度降低,使最小 $DNBR$ 减小。堆芯冷却剂温升的确定,在本节后面讨论蒸汽发生器的工作条件时还要讲述。

2) 从提高堆芯的功率密度来降低电能成本

若能提高堆芯功率密度,则在堆芯热功率不变的情况下可以减小堆芯尺寸,从而可以节省设备投资费用。

3) 从增加核燃料的燃耗深度来降低电能成本

从20世纪50年代到70年代,核电厂的核燃料平均燃耗已从几千 $MW \cdot d/t(U)$ 增加到30000 $MW \cdot d/t(U)$ 左右,但在这方面还有大量的工作可做,潜力可挖。

4) 从减少核电厂的厂用电来降低电能成本

厂用电主要是消耗在一回路主循环泵上,只要适当降低冷却剂在堆芯及管道中的流速、缩短管道长度、增加冷却剂密度(如对气体冷却剂只要增加工作压力即可增加密度),就可以降低厂用电的消耗。

5) 从降低设备投资费用来降低电能成本

如向单堆大功率方向发展,尽可能降低安全设施方面的费用等。

2. 蒸汽发生器的工作条件, $q-t$ 图

目前典型的压水堆核电厂系统,都是由一回路和二回路组成的,通过蒸汽发生器则把这两个回路联系起来了。这两个回路热工参数的选择必然要受到蒸汽发生器工作条件的限制,因此必须讨论蒸汽发生器的工作条件。蒸汽发生器中一次侧(即一回路冷却剂流过的一侧)的冷却剂与二次侧(即二回路工质流过的一侧)的工质之间的传热过程可用 $q-t$ 图表示,如图5-9

所示。图中纵坐标 t 表示温度,横坐标 q 表示热量。图中 1—2 线表示一回路冷却剂的温度变化曲线,3—K—4 表示二回路工质的温度变化曲线。冷却剂由 $t_{l,ex}$ 状态进入蒸汽发生器,在那里把热量传给工质,温度逐渐降低,在蒸汽发生器出口处,温度降为 $t_{l,in}$,而后再重新回到反应堆内。二回路工质先沿线段 3—K 单相加热,给水温度 t_w 逐渐上升,在 K 点后,达到饱和温度并开始产生蒸汽,故此时温度为 t_g ,并自后保持不变。图中 \bar{t}_l 为一次侧冷却剂平均温度, \bar{t}_{m1} 为二次侧工质平均受热温度。由图 5-9 可见,冷却剂与工质温度变化时,两者间的温差也随之变化, K 点的温差 $\Delta\theta_k$ 为整个蒸汽发生器中温差的最小值。按照热力学第二定律,只有当两种流体间的温差 $\Delta\theta_k > 0$ 时,蒸汽发生器中的热交换才能进行,这就是蒸汽发生器中进行传热的工作条件。一般 $\Delta\theta_k = 10 \sim 25^\circ\text{C}$ 。

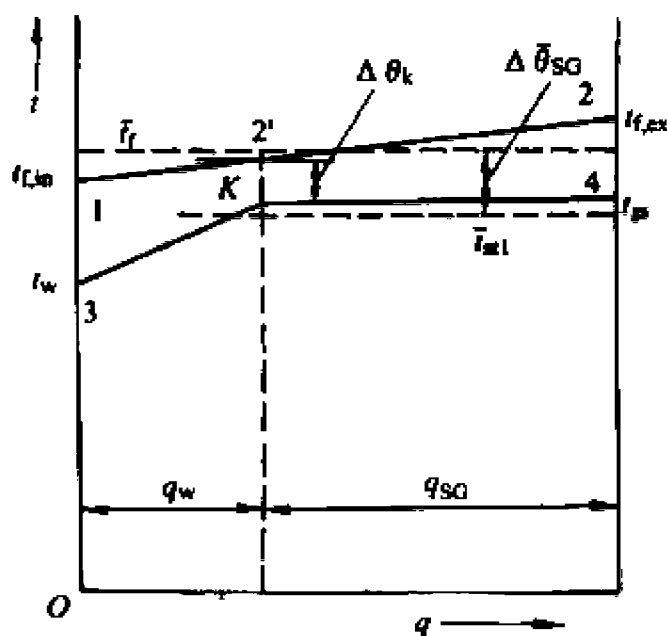


图 5-9 蒸汽发生器的 $q-t$ 图

3. 核电厂一回路和二回路热工参数间的关系和参数选择

下面讨论蒸汽发生器一次侧冷却剂与二次侧工质这两者间流量、温度和压力等的相互关系。

冷却剂流量与工质流量间的关系可通过热平衡关系式求出。已知两者的压力和温度,并忽略热损失及出口蒸汽的过热度,则冷却剂传出的热量应该等于工质吸入的热量,即

$$W_1 c_p (t_{l,ex} - t_{l,in}) = W_2 (h_g - h_w) \quad (5-109)$$

$$\text{或} \quad W_1 (h_{l,ex} - h_{l,in}) = W_2 (h_g - h_w) \quad (5-110)$$

式中: W_1, W_2 分别为一次侧冷却剂和二次侧工质的总流量 (kg/h); c_p 为冷却剂比定压热容 [$\text{J}/(\text{kg} \cdot ^\circ\text{C})$]; $h_{l,in}, h_{l,ex}$ 分别为冷却剂流出和流入蒸汽发生器时的比焓 (J/kg); h_g, h_w 分别为工质饱和蒸汽焓、工质给水比焓 (J/kg); $t_{l,in}, t_{l,ex}$ 分别为冷却剂流出和流入蒸汽发生器时的温度 ($^\circ\text{C}$)。

以压水动力堆为例,假设已知堆工作压力 p 为 14.7MPa ,冷却剂温度 $t_{l,in}$ 为 284°C 及 $t_{l,ex}$ 为 310°C ;又已知蒸汽发生器内工质的工作压力 p_{sg} 为 5.88MPa ,饱和蒸汽比焓 h_g 为 2.786MJ/kg ,工质给水比焓 h_w 为 1.068MJ/kg (t_w 为 246°C)。则依据式(5-109),可得:

$$W_1 \times 5.028 \times 10^3 (310 - 284) = W_2 (2.786 - 1.068) \times 10^6$$

$$\text{即} \quad \frac{W_1}{W_2} \approx 13$$

由此可见,产生 1kg 的饱和蒸汽,就需要吸收 13kg 的冷却剂自 $t_{l,ex}$ 降至 $t_{l,in}$ 放出的热量。这是由于给水变为饱和蒸汽需要吸收大量的汽化潜热,而冷却剂的温度由 $t_{l,ex}$ 降至 $t_{l,in}$ 并未发生相变,放出来的只是显热。这里也就附带回答了为什么核电厂的厂用电主要消耗在一回路主循环泵上这个问题。当然,不同类型的核电厂其 W_1/W_2 的比值是不尽相同的。

一次侧冷却剂与二次侧工质的流量大小还影响到蒸汽发生器的传热系数的大小。蒸汽发生器的传热方程为

$$Q = UF_{sg} \Delta \bar{\theta}_{sg} \quad (\text{kW}) \quad (5-111)$$

式中： U 为蒸汽发生器中冷却剂与工质间的传热系数 $[\text{kW}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})]$ ； F_{sg} 为蒸汽发生器的总传热面积 (m^2) ； $\Delta\bar{\theta}_{\text{sg}}$ 为蒸汽发生器中冷却剂与工质间的平均温差 $(^\circ\text{C})$ ； Q 为蒸汽发生器中由冷却剂传给工质的热量 (kW) 。

传热系数可由下式计算：

$$U = \frac{1}{\frac{1}{h_1} + \frac{\delta}{\kappa} + \frac{1}{h_2}} \tag{5-112}$$

式中： h_1 为蒸汽发生器中一次侧冷却剂与管壁间的对流换热系数 $[\text{kW}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})]$ ； h_2 为蒸汽发生器中二次侧工质与管壁间的对流换热系数 $[\text{kW}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})]$ ； κ 为管壁材料的热导率 $[\text{kW}/(\text{m} \cdot ^\circ\text{C})]$ ； δ 为蒸汽发生器传热管壁的厚度 (m) 。

平均温差 $\Delta\bar{\theta}_{\text{sg}}$ 可由下式求得：

$$\Delta\bar{\theta}_{\text{sg}} = \bar{t}_1 - \bar{t}_{\text{m1}} \tag{5-113}$$

式中： \bar{t}_1 为一次侧冷却剂的平均温度 $(^\circ\text{C})$ ； \bar{t}_{m1} 为二次侧工质的平均温度 $(^\circ\text{C})$ 。

蒸汽发生器中 $\Delta\bar{\theta}_{\text{sg}}$ 的大小与 $\Delta\theta_k$ 的大小有关。若 $\Delta\theta_k$ 减小，则 $\Delta\bar{\theta}_{\text{sg}}$ 减小；当 \bar{t}_1 一定时，应使 \bar{t}_{m1} 增加，以便提高动力循环热效率。然而这样一来 $\Delta\theta_k$ 就会减小，若要使一定数量的热量 Q 能由一次侧传到二次侧，就必须增大传热面积 F_{sg} 和传热系数 U 。对于陆用核电厂，空间的限制比较小， F_{sg} 可以加大，不过这会使设备投资费用增加。管壁材料选定后，热导率也就定下来了。这样，在管壁厚度一定的情况下，要增大传热系数，只有增大 h_1 和 h_2 。而要增大 h_1 和 h_2 ，只有靠提高一次侧冷却剂和二次侧工质的流速，可是冷却剂与工质流速的提高，要受到蒸汽发生器因为流体冲刷而引起的侵蚀、受激振动和冲击的限制，还要受到泵耗功率的限制。

接下来讨论一次侧冷却剂与二次侧工质温度（及其相应压力）间的关系。

(1) 提高二次侧工质给水温度。如图 5-10 所示，在 t_g （相应饱和压力 p_g ）不变的情况下，提高给水温度 t_w ，可以提高动力循环的热效率。这时若仍保持 $\Delta\theta_k$ 不变，则当 t_w 上升时 t_g 必须下降，而由于 t_g 对热效率的影响较 t_w 为大，所以动力循环热效率反而降低。由此可见，给水温度 t_w 不能任意提高。

(2) 提高一次侧冷却剂的热工参数。要想在 $\Delta\theta_k$ 保持不变的条件下提高 t_g 或 t_w ，只有一个办法，那就是同时提高一次侧冷却剂的出入口温度 $t_{\text{f, in}}$ 和 $t_{\text{f, ex}}$ 。可是提高 $t_{\text{f, ex}}$ 会受到燃料元件包壳加速腐蚀的限制，还须提高堆内工作压力 p ，这将受到多方面限制。因而只能提高 $t_{\text{f, in}}$ ，但是提高 $t_{\text{f, in}}$ 会使堆内冷却剂温升 $t_{\text{f, ex}} - t_{\text{f, in}}$ 变得较小，在图 5-10 上可以看到， $t_{\text{f, ex}} - t_{\text{f, in}}$ 变化比较平坦。这时若仍维持堆的

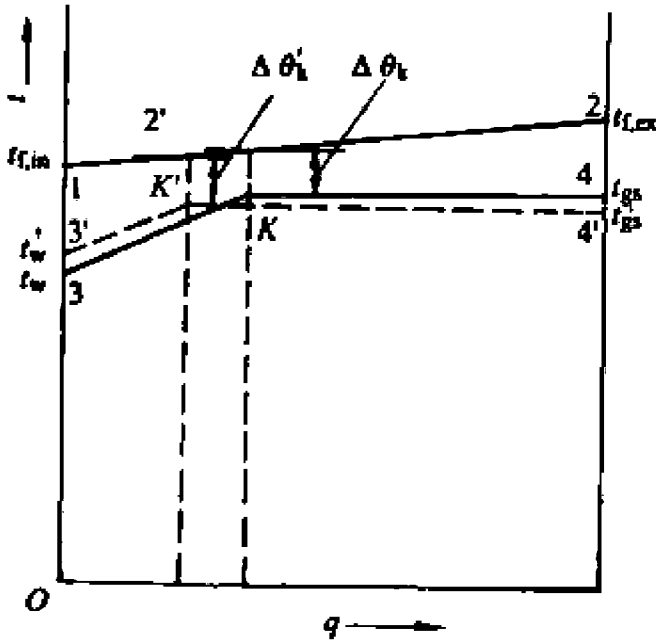


图 5-10 提高 t_w 时蒸汽发生器的 $q-t$ 图

总功率不变，就要求增加冷却剂流量。在压水堆中，水的密度较大，水的比热容也较大，若循环泵原来所耗的功率不太大，稍有提高 $t_{\text{f, in}}$ 也不会使冷却剂流量 W_1 增加太多。由于以上原因，压水动力堆中冷却剂温升 Δt 一般较小，约为 $25 \sim 30^\circ\text{C}$ ，在这种情况下，动力循环只能采用饱和汽轮机。在气冷动力堆中，气体的密度很小，而气体的比热容又比较小，一回路循环风机所

消耗的功率本来就比较大大,当 $t_{i,ex}$ 一定的情况下要提高 $t_{i,in}$ 就会使冷却剂的流量增加较多,从而使循环风机所消耗的功率更大;同时这样一来还要求循环风机等设备的尺寸也相应增大。因此气冷动力堆中冷却剂的温升一般取得比较大。

在讨论了蒸汽发生器的工作条件和一、二回路的热工参数间的相互关系后,现在再来讨论动力循环中工质平均受热温度的选择。应该说明的是,这些讨论没有涉及设备费用的影响,因而有很大的局限性。

前面已经指出,

$$N_e = N_t \eta_t \eta_R \eta_{SC} \eta_{rr} \eta_M \eta_e = N_t \eta_t \eta'_t \quad (5-114)$$

式中

$$\eta'_t = \eta_R \eta_{SC} \eta_{rr} \eta_M \eta_e \quad (5-115)$$

由堆芯燃料元件和冷却剂间的对流换热过程,可得堆芯输出的热功率

$$N_t = hF(\bar{i}_{ex} - \bar{i}_t) \quad (5-116)$$

式中: h 为冷却剂与燃料元件包壳之间的对流换热系数[W/(m²·℃)]; F 为燃料元件的总换热面积(m²); \bar{i}_{ex} 为燃料元件包壳外表面的平均温度(℃); \bar{i}_t 为冷却剂平均温度(℃)。

为了便于分析,把反应堆输出的热功率 N_t 写成如下的形式:

$$N_t = hF[\bar{i}_{ex} - (\bar{i}_{m1} + \Delta\theta_{SC})] \quad (5-117)$$

式中: \bar{i}_{m1} 为动力循环二次侧工质的平均受热温度(℃);
 $\Delta\theta_{SC}$ 为蒸汽发生器内一次侧冷却剂与二次侧工质间的平均温差(℃); \bar{i}_{ex} , \bar{i}_t 及 \bar{i}_{m1} 的分布画在 $T-s$ 图上,如图5-11所示。

η_t 值可由下式表示:

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{(T_{m1} - T_{m2})\Delta s}{T_{m1}\Delta s} = 1 - \frac{T_{m2}}{T_{m1}} \quad (5-118)$$

式中: Δs 为工质由给水温度变为饱和温度时比熵的变化量[J/(kg·K)]; T_{m2} 为汽轮机乏汽冷凝温度(K)。

将 $N_t \cdot \eta_t$ 代入 N_e 式中后得

$$N_e = N_t \eta_t \eta'_t = C_1 [\bar{T}_{ex} - (\bar{T}_{m1} + \Delta\theta_{SC})] \left(1 - \frac{T_{m2}}{\bar{T}_{m1}}\right) \quad (5-119)$$

$$C_1 = hF\eta'_t$$

图5-12示出了 N_t , N_e , η_t 与 \bar{T}_{m1} 的变化关系。 N_e 与 \bar{T}_{m1} 的关系开始时, N_e 随着 \bar{T}_{m1} 的增加而增加;在 \bar{T}_{m1} 达到某一数值后,随着 \bar{T}_{m1} 的增加 N_e 反而减小。因而必有某个 \bar{T}_{m1} 值,使 N_e 达到最大值。令

$$\frac{dN_e}{d\bar{T}_{m1}} = 0$$

可以求得 N_e 最大时的 \bar{T}_{m1} 值—— $\bar{T}_{m1,th}$,即

$$\bar{T}_{m1,th} = \sqrt{(\bar{T}_{ex} - \Delta\theta_{SC})T_{m2}} \quad (5-120)$$

从理论上讲,这个 $\bar{T}_{m1,th}$ 应是最佳温度,由此可以得到最大的总电功率 N_e 。但由图5-12可以看到, N_e 达到最大值时,并不是 η_t 的最大值,因而这个 $\bar{T}_{m1,th}$ 只是理论上的较佳值,而不

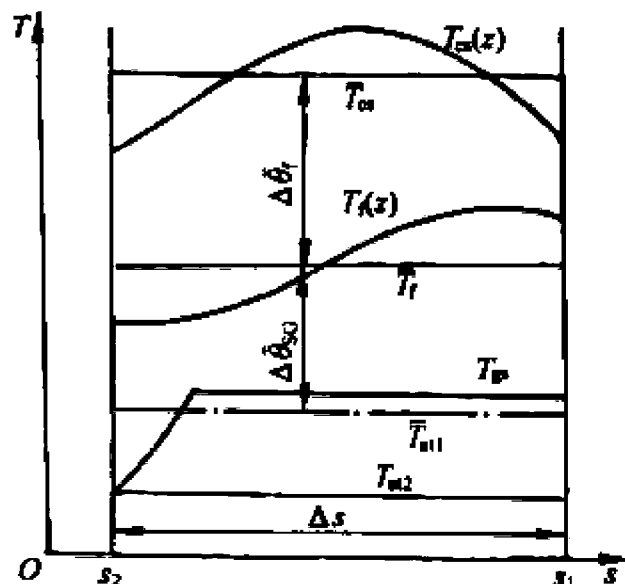


图5-11 典型核电站的一、二回路间温度关系

是电能成本最低的最佳值。从 η 与 T_{a1} 的关系可以看出,此时的 η 也较低,在发出同样多的电功率情况下,要求反应堆发出更多的热功率,相应的就会使燃料费用增大。为了使电能成本降低一些,在初步估算时,动力循环工质平均受热温度 T_{a1} 可以选得比 $T_{a1,th}$ 略高一些,这样 η 就可以略为提高。从图 5-12 可以看到,此处 N_e 曲线比较平坦,由 $N_{e,max}$ 变为实际值 $N_{e,R}$,总的电功率减少并不多,但 N_t 却可以减少很多。由此可见,要使核电厂电能成本降低,并不是电功率越大越好,也不是动力循环热效率越高越好,而是要在这两者当中进行适当折衷,取一个合适的中间数值。

如果设计发电与增殖(核燃料)两用堆,则由于核燃料的再生系数或增殖系数等于或大于 1,核燃料费用相对较小,因而电功率 N_e 最大的方案就是电能成本最低的方案。而且此时生产新核燃料的数量与堆热功率成正比。可见发电与增殖两用堆的参数选择原则与电厂用堆的略有不同。

5.5.2 最小临界热流密度比

为了保证反应堆的安全,在水堆设计中,总是要求燃料元件表面的最大热流密度小于临界热流密度。为了定量地表示这个安全要求,引用了临界热流密度比这个概念。所谓临界热流密度比,就是指用适合的关系式计算得到的冷却剂通道中燃料元件表面某一点的临界热流密度 $q_{DNB,C}(z)$ 与该点的实际热流密度 q 的比值,通常用符号 $DNBR$ 来表示,其定义式见式(5-1),即

$$DNBR(z) = \frac{q_{DNB,C}(z)}{q(z)}$$

(5-121)

$DNBR(z)$ 值沿冷却剂通道长度是变化的,其最小值称为最小临界热流密度比或最小偏离核态沸腾比或最小 DNB 比,记为 $MDNBR$ 或 $DNBR_{min}$ 。如果临界热流密度的计算公式没有误差,则当最小 DNB 比等于 1 时,表示燃料元件表面发生烧毁。为了保证堆的安全,在水堆热工设计中,把最小 $DNBR$ 不小于某一规定值作为堆热工设计准则之一。对于堆的稳态工况和预计的事故工况,都要分别定出最小 $DNBR$ 的规定值。其具体数据,依照所选用的计算公式而定。以使用 W-3 公式为例,压水堆稳态额定工况时一般可取 $MDNBR$ 在 1.8~2.2 范围,而对预计的常见事故工况,则要求 $MDNBR$ 大于 1.3。

燃料元件释热率沿轴向分布不均匀。而冷却剂的焓又沿着通道轴向越来越高,由于这两者的共同作用,因而最小 $DNBR$ 既不是发生在燃料元件最大表面热流密度处,也不是发生在燃料元件冷却剂通道出口处,而是发生在最大热流密度点后面某个位置上,图 5-13

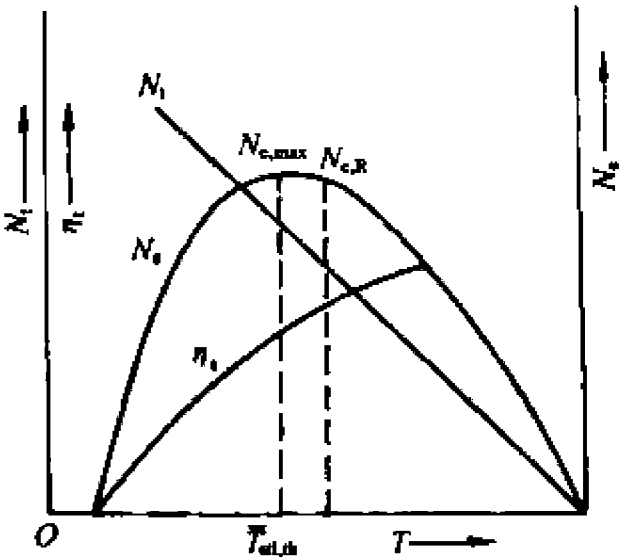


图 5-12 N_t 、 N_e 、 η 与 T_{a1} 的关系
($N_{e,R}$ 为实际的 N_e)

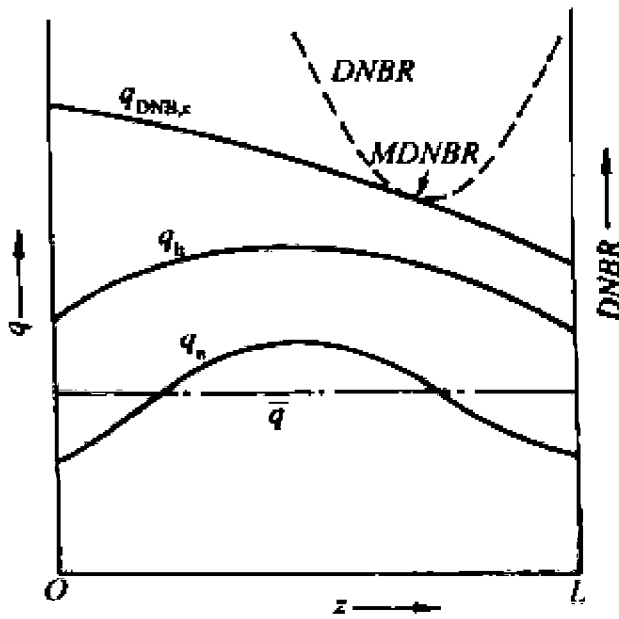


图 5-13 燃料元件表面热流密度和 $DNBR$ 沿轴向变化的示意图

示出了压水动力堆的 $DNBR$ 沿轴向 z 的变化。

对于堆运行的不同寿期和不同的控制棒下插位置,会有不同的最小 $DNBR$ 值。在堆热工设计中应考虑到这一点,即在堆的整个运行寿期中,在稳态额定工况下的最小 $DNBR$ 的值仍在热工设计准则规定的范围内。

计算热管轴向 $DNBR(z)$ 的式(5-121)还可改写如下:

$$DNBR(z) = \frac{q_{DNB,c}(z)}{qF_R^N \phi(z) F_q^E} F_s F_c \quad (5-122)$$

上式中已对定位架和冷壁影响作了修正,对于热流分布不均匀影响,已包含在 $q_{DNB,c}(z)$ 中了。

5.5.3 单通道模型反应堆热工设计的一般步骤和方法

任何反应堆的设计,其共同的要求是,要确保反应堆安全可靠地运行。但由于设计任务和给定的条件各不相同,经济性要求和特殊性要求的侧重面不相同,例如对舰船用核动力装置,往往把尺寸和重量的限制放在第一位;而对陆用核电厂,尺寸和重量的限制往往是第二位的,经济性要求往往放在第一位,因而堆热工设计的步骤就可能不完全一样。这里就以核电厂为例介绍堆热工设计的一般步骤和方法。

1. 商定有关热工参数

根据任务书提出的电厂总功率的要求,堆热工设计方面应与一、二回路系统设计方面初步商定有关的热工参数:属于二回路系统的热工参数主要有动力循环的蒸汽初参数以及给水温度;而属于一回路系统的热工参数则是堆内冷却剂的工作压力、温度和流量。由此可以估算出电厂总效率和需要反应堆输出的热功率,即

$$N_i = \frac{N_e}{\eta_T} \quad (5-123)$$

式中: N_i 为反应堆输出的热功率(kW); N_e 为电站生产的毛电功率(kW); η_T 为电站总毛效率,根据式(5-114),可知

$$\eta_T = \eta_1 \eta_R \eta_{SG} \eta_{tr} \eta_M \eta_e \quad (5-124)$$

2. 确定燃料元件参数

确定燃料元件的形状、尺寸、栅距、排列方式及每个燃料组件内的燃料元件数;计算燃料元件总传热面积并确定堆芯的布置。根据堆芯输出的总热功率和燃料元件表面平均热流密度 \bar{q} 可求得所需的燃料元件总传热面积 F ,即

$$F = \frac{N_i}{\bar{q}} F_s \quad (5-125)$$

式中 F_s 为燃料内的释热量占堆芯总释热量的份额。

设待求的堆芯燃料元件总根数为 N ,则有

$$N = \frac{F}{\pi d_o L} = \frac{N_i}{\pi d_o L \bar{q}} F_s \quad (5-126)$$

式中: d_o 为燃料元件棒的外径(m); L 为堆芯高度(m)。

若燃料元件按正方形排列组成方形组件,则堆芯等效直径与燃料元件数 N 之间有如下的

关系:

$$\frac{N}{n}T^2 = \frac{\pi}{4}D_{cl}^2 \quad (5-127)$$

式中: n 为每个燃料组件内燃料元件的棒数; T 为燃料组件每边的长度, 包括组件间的水隙宽度(m); D_{cl} 为堆芯等效直径(m)。

将式(5-123)、(5-124)代入式(5-127), 可得

$$\frac{\pi}{4}D_{cl}^2 \frac{n}{T^2} \pi d_{ca} L = \frac{N_1 F_u}{q} \quad (5-128)$$

上式中有两个未知数, 即堆芯的等效直径 D_{cl} 和高度 L 。堆物理设计方面希望堆芯高度对等效直径的比值 L/D_{cl} 保持在 0.9~1.5 的范围内。在这个范围内, 中子泄漏较少, 因而可以减少核燃料的临界装载量。此外, 压力壳的直径与高度也要受到强度、加工及运输条件(如铁路运输的尺寸界限)等方面的限制, 这些限制也会影响到 L/D_{cl} 的比值。

定出 L/D_{cl} 的值后, 由式(5-128), 即可求得 L 和 D_{cl} 的值。有了 D_{cl} 后, 燃料元件的总根数和燃料组件数也随之确定, 在这个基础上即可对堆芯进行初步布置。

3. 根据热工设计准则中规定的内容进行有关的计算

例如在水堆热工稳态设计中, 要计算热管中的最小 $DNBR$ 、燃料元件包壳外表面最高温度、燃料芯块中心最高温度以及出口含汽率。为此, 首先必须预先知道热管内冷却剂轴向的焓场分布。可是, 计算冷却剂焓场分布必须先要知道热管内冷却剂的质量流密度; 计算冷却剂质量流密度又必须知道流体物性参数; 而流体物性又与流体焓场有关。因此, 在堆芯的有效冷却剂流量确定后, 整个冷却剂质量流密度场与焓场的计算过程, 实质上是冷却剂的能量守恒方程和动量守恒方程之间的迭代过程。为了计算热管冷却剂的焓和质量流密度, 还得事先求出平均管的相应参数。

1) 计算平均管冷却剂的质量流密度

平均管的冷却剂质量流密度 G_m 等于冷却堆芯燃料元件的有效冷却剂流量除以冷却剂的有效流通截面积。所谓冷却燃料的有效冷却剂流量, 是指进入堆压力壳的冷却剂总流量中用来冷却燃料元件的那一部分流量。还有一小部分流量不参与燃料元件的冷却, 它们是: 从压力壳进口直接漏到出口接管的流量; 从堆芯下腔室向上流经堆芯外面围板与吊篮之间的环形空间, 而后进入堆芯上腔室, 再流至压力壳出口接管的流量; 流入控制棒套管内, 用以冷却控制棒, 而后流出套管与堆芯上腔室的流体混合, 随后再流出压力壳的流量; 流经控制棒套管外围不参与冷却燃料元件的一部分流量; 从压力壳进口处直接流到压力壳上封头内、供冷却上封头用的一部分流量。以上这些不流经燃料元件周围、不参与冷却燃料元件的冷却剂流量称为非有效流量或旁通流量、漏流量, 并用旁流系数(或称漏流系数) ξ_s 来定量描述, 即

$$\xi_s = \frac{W_s}{W_t} \quad (5-129)$$

式中: W_t 为冷却剂的总流量(kg/s); W_s 为冷却剂的旁通流量(kg/s)。

不同结构的反应堆, 其旁流系数是不同的, 通常先由堆热工设计方面提出一个合理的数值, 而后由结构设计和结构试验予以实现。

当已知旁通流量后, 即可求得平均管冷却剂的质量流密度

$$G_m = \frac{(1 - \xi_s)W_1}{NA_b} \quad [\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})] \quad (5-130)$$

式中: A_b 为相应于一根燃料元件栅元的冷却剂流通截面积(m^2); N 为燃料元件总根数。

2) 计算平均管冷却剂的比焓场 $h_{f,m}(z)$

平均管冷却剂比焓场 $h_{f,m}(z)$ 的计算公式为

$$h_{f,m}(z) = h_{f,m} + \frac{\bar{q}A_L}{G_m A_b} \int_0^z \phi(z) dz \quad (5-131)$$

式中 A_L 为一根燃料元件单位长度上的外表面积(m^2/m)。

3) 计算平均管的各类压降

即求 $\Delta p_{f,m}, \Delta p_{a,m}, \Delta p_{in,m}, \Delta p_{ex,m}, \Delta p_{g,m}$ 及 $\Delta p_{el,m}$ 的值。需要说明的是, 应该应用平均管冷却剂的焓值和系统的压力去求冷却剂的密度和粘性系数等物性参数, 再应用这些物性参数去计算平均管的各类压降。

4) 计算热管的有效驱动压头和冷却剂的质量流密度

有了平均管的各类压降, 在这个基础上就可以进一步求解热管的有效驱动压头。下面把式(5-85)热管的有效驱动压头表达式重写于下:

$$\Delta p_{h,e} = \kappa_{f,h} \Delta p_{f,m} + \kappa_{a,h} (\Delta p_{a,m} + \Delta p_{in,m} + \Delta p_{ex,m} + \Delta p_{g,m}) + \Delta p_{el,m} \quad (5-132)$$

根据该式再运用本章第 5.3 节中所述的方法, 通过迭代, 就可以求出热管内的冷却剂的质量流密度 G_h 。

5) 计算热管的冷却剂焓场

热管冷却剂焓场的计算公式为

$$h_{f,h}(z) = h_{f,m} + \frac{\bar{q}F_R^N F_{\Delta H}^E A_L}{G_h A_b} \int_0^z \phi(z) dz \quad (5-133)$$

式中: $h_{f,h}(z)$ 为热管轴向 z 处的冷却剂比焓(J/kg); F_R^N 为径向核热管因子; $F_{\Delta H}^E$ 为焓升工程热管因子[可按式(5-88)估算, 但不需引入 $F_{\Delta H,3}^E$ 和 $F_{\Delta H,4}^E$ 两项]; G_h 为热管冷却剂的质量流密度 [$\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$]。

6) 计算最小 DNBR

有了热管内冷却剂的质量流密度和焓场分布, 就可按式(5-122)计算热管轴向燃料元件表面的 $DNBR(z)$ 和 $MDNBR$, 使 $MDNBR$ 值满足堆热工设计准则规定的要求。

7) 计算燃料元件的温度

这主要是计算燃料元件中心最高温度和表面最高温度(后者在生产堆中定为热工设计准则), 校核它们是否超过堆热工设计准则的限值。

由于燃料元件释热量的轴向分布不能用某一简单的函数来描述, 因而堆物理计算提供的堆芯轴向功率分布也就不可能是一连续函数, 而是沿轴向离散的分步长功率平均值的分布(或节点上功率值的分布)。因而在进行热工计算时也就只能把燃料元件沿轴向进行离散化的计算, 并把每一步长中的释热量看作是常量, 所分步长的数量按工程上要求的精度而定。要计算燃料元件包壳温度和中心温度, 就得从元件外面的冷却剂温度算起, 一直往里逐层计算。

当用式(5-133)算得了冷却剂的焓后, 根据冷却剂工作压力下的焓温转换数据, 即可求得热管冷却剂的温度 $t_{f,h}(z)$ 。

在采用单通道模型进行方案设计时, 一般都假设热点位于热管内, 则燃料元件包壳外表面

的温度

$$t_{cs}(z) = t_{i,h}(z) + \Delta\theta_i(z) \quad (5-134)$$

式中 $\Delta\theta_i(z)$ 为燃料元件包壳外表面与冷却剂间的膜温差($^{\circ}\text{C}$)。

在压水动力堆的情况下,由于热管冷却剂与元件外壁之间的换热状况沿轴向会有变化,一般有单相强迫对流换热、过冷沸腾换热、低含汽量饱和沸腾换热三种。不同情况下的换热强度不同,因而 $\Delta\theta_i(z)$ 的计算公式也就不一样,后两种换热工况可近似用一个换热公式计算。由此可见,计算 $\Delta\theta_i(z)$ 时首先必须找出发生过冷沸腾起始点的位置。如图 5-14 所示,用单相强迫对流换热公式算得的 $\Delta\theta_{i,j}(z)$ 曲线与用 Jens-Lottes 沸腾传热方程算得的 $\Delta\theta_{i,j}(z)$ 曲线的交点 ONB,即为过冷沸腾起始点。找出过冷沸腾起始点之后才能应用相应的公式计算 $\Delta\theta_i(z)$ 。在过冷沸腾起始点之前,要采用单相强迫对流换热公式计算 $\Delta\theta_i(z)$ 。

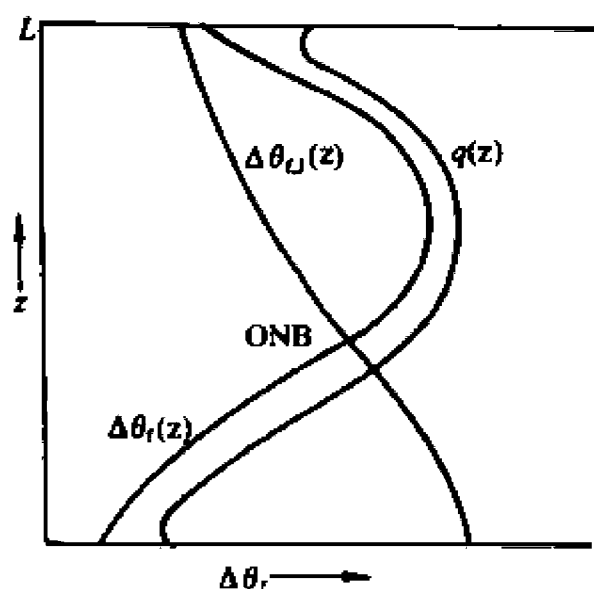


图 5-14 膜温差及热流密度沿堆芯高度的变化

$$\Delta\theta_i(z) = \frac{q(z)}{h(z)} = \frac{\bar{q}F_R^N F_q^E \phi(z)}{h(z)} \quad (5-135)$$

式中 $h(z)$ 为单相水强迫对流换热系数 [$\text{W}/(\text{m}^2 \cdot ^{\circ}\text{C})$]。

在过冷沸腾起始点之后,要采用 Jens-Lottes 传热方程计算过冷沸腾膜温差,若用 $\Delta\theta_{i,j}(z)$ 表示该膜温差,可以得到

$$\Delta\theta_{i,j}(z) = t_s + 25 \left(\frac{\bar{q}F_R^N F_q^E \phi(z)}{10^6} \right)^{0.25} \exp\left(\frac{-p}{6.2}\right) - t_i(z) \quad (5-136)$$

式中: t_s 为冷却剂的饱和温度($^{\circ}\text{C}$); p 为压力(MPa)。

若把以上两种换热工况组合表达,则

$$\Delta\theta_i(z) = \begin{cases} \Delta\theta_i(z), & \text{当 } \Delta\theta_i(z) \leq \Delta\theta_{i,j}(z) \text{ 时} \\ \Delta\theta_{i,j}(z), & \text{当 } \Delta\theta_{i,j}(z) < \Delta\theta_i(z) \text{ 时} \end{cases} \quad (5-137)$$

由上述判别式可见,对于压水动力堆的一般热流密度分布(如图 5-14)情况下,沿着轴向高度,膜温差总是取由两种公式求得值的较小者。

燃料元件包壳内表面温度

$$t_{ci}(z) = t_{cs}(z) + \Delta\theta_c(z) \quad (5-138)$$

式中 $\Delta\theta_c(z)$ 为包壳内外表面间的温降,即

$$\Delta\theta_c(z) = \frac{\bar{q}_l \delta_c F_R^N F_q^E \phi(z)}{\pi d_c \kappa_c(z)} \quad (5-139)$$

式中: δ_c 为包壳厚度(m),

$$\delta_c = \frac{d_{cs} - d_{ci}}{2} \quad (5-140)$$

d_{ci} 为包壳内径(m); d_c 为包壳平均直径(m); \bar{q}_l 为燃料元件平均线功率(W/m); $\kappa_c(z)$ 为燃料元件包壳材料的热导率 [$\text{W}/(\text{m} \cdot ^{\circ}\text{C})$]

在以上的计算中,系把包壳近似看作平壁。若仍按圆管计算,则有

$$\Delta\theta_c(z) = \frac{\bar{q}_1 F_R^N F_q^E \phi(z)}{2\pi\kappa_c(z)} \ln \frac{d_o}{d_i} \quad (5-141)$$

燃料芯块表面温度

$$t_u(z) = t_{ci}(z) + \Delta\theta_c(z) \quad (5-142)$$

式中 $\Delta\theta_c(z)$ 为棒状燃料元件包壳与芯块间的气隙温度($^{\circ}\text{C}$)，

$$\Delta\theta_c(z) = \frac{\bar{q}_1 F_R^N F_q^E \phi(z)}{\pi \left(\frac{d_o + d_u}{2} \right) h_g} \quad (5-143)$$

式中： h_g 为包壳与芯块间的气隙等效传热系数 [$\text{W}/(\text{m}^2 \cdot ^{\circ}\text{C})$]； d_u 为芯块直径 m。

若把气隙传热看作是单纯的一薄层混合气体导热，则

$$\Delta\theta_c(z) = \frac{\bar{q}_1 F_R^N F_q^E \phi(z)}{2\pi\kappa_g} \ln \frac{d_o}{d_u} \quad (5-144)$$

式中 κ_g 为气隙中混合气体的热导率 [$\text{W}/(\text{m} \cdot ^{\circ}\text{C})$]。

燃料芯块中心温度的计算

$$\int_0^{t_u(z)} \kappa_u(t) dt = \int_0^{t_{ci}(z)} \kappa_u(t) dt + \frac{\bar{q}_1 F_R^N F_q^E \phi(z)}{4\pi} \quad (5-145)$$

由上式可以看出，已知 $t_u(z)$ 后，等式右边全为已知值，因而即可根据右边的已知值，从积分热导率图线或表上查出 t_{ci} 值。若燃料元件轴向释热量为不规则分布，则可沿燃料元件轴向分段算出 $t_{ci}(z)$ ，然后找出 t_{ci} 的最大值及其所在位置。据此判明 t_{ci} 的最大值是否满足设计准则的要求。

在上面的计算中，假设热点位于热管内，而且在整个堆芯只计算一个热管和相应的限制值。实际上，热点不一定位于热管内。如果热点不在热管内，那么要计算燃料元件最高温度，就必须先算出该热点所在的冷却剂通道中冷却剂的焓，而后再计算燃料元件的温度。此外，随着堆设计、建造和运行经验的积累，堆的设计方法也在不断地改进和发展，因此在堆热工设计中应对热管和热点作具体分析，不一定整个堆只算一个热管和相应的热点。在早期设计的反应堆中，整个堆芯的裂变燃料富集度都相同，而且堆芯进口处冷却剂的温度也相同，进口处也不安装节流件。在这种情况下，对整个堆芯只须计算一个热管就够了。在堆热工设计工作作了改进之后，对有盒壁的燃料组件，采用了堆芯进口处分区安装节流件的办法，使冷却剂流量分配正比于释热量分布。考虑到结构上不致太复杂，以及在堆芯运行寿期中径向功率分布会趋于平缓，实际上通常将堆芯进口冷却剂流量分配分为两个区或三个区。这时虽然整个堆的燃料富集度都相同，但因堆径向不同区域内的冷却剂流量不相同，故必须分别计算每个区内的热管冷却剂焓升以及与之相应的热点上的热工参数，而后再确定一个全堆最高参数的热管和最高的燃料中心温度、最小 DNBR 等。当堆芯径向不同区内出现安全裕量相差太大时，还可适当调整冷却剂流量分区的范围。近年来设计的压水动力堆，为了展平堆芯径向功率分布的不均匀程度，更进一步采用了燃料分区装载的方案，即整个堆芯径向的燃料富集度分成两个区或三个区。而燃料元件组件四周无盒壁，堆芯进口处不再安装流量节流件，沿通道轴向相邻燃料元件组件的冷却剂间可以互相交混。此时若再在堆芯进口处加装冷却剂流量节流件，其效果已不如有盒壁的那样显著；同时，不加装流量分配节流件还可以减少结构上的复杂性和减少堆芯压降。此时若堆芯下腔室流量分配已较均匀，又加上开式栅格间冷却剂的横流，已使整个堆芯径向不同位置上的冷却条件相近，但由于燃料富集度仍然分区装载，因而在单通道模型中

还需分别计算各区的热管和相应的燃料最高中心温度值、最小 DNBR 值,使这些数值全部满足堆热工设计准则规定的要求,并且各区安全裕度相近。

在进行了堆芯传热面积计算和安全核算后,若其结果全都满足热工设计准则的要求,接下去则可进行其他专题的计算。若不满足热工设计准则的要求,则需重新调整传热面积的尺寸及其布置,甚至要重新确定堆芯热工参数,直到符合设计准则时为止。反应堆稳态热工设计的程序框图如图 5-15 所示。

与堆热工设计有关的其他方面计算内容为:控制棒的冷却计算,水堆冷却剂中空泡份额分布的计算,燃料芯块平均温度的计算,堆本体的水力特性计算等。其中有些数据要提供给堆物理、堆结构等设计方面。

4. 堆稳态热工设计的技术经济评价

满足热工设计准则的方案是否先进,尚需进行技术经济评价。在堆热工设计方面,通常的评价指标有两个:一是堆芯功率密度 N_v ;一是堆的冷却剂流量与功率之比,常称为比流量 N_c 。

堆芯功率密度 N_v ,即堆输出的热功率与堆芯体积之比。用公式可表示为

$$N_v = \frac{N_t}{V} = \frac{N_t}{\frac{\pi}{4} D_d^2 L} \quad (\text{W/m}^3) \quad (5-146)$$

目前大型压水动力堆的 N_v 已可高达 110MW/m^3 左右。

由上式可以看出,当 N_t 一定时,堆芯功率密度与堆芯横截面积及高度有关。堆芯横截面积由燃料元件横截面积、冷却剂通道横截面积以及燃料组件间的水隙面积、控制棒及其套管内外相应面积四部分组成,即

$$\frac{\pi}{4} D_d^2 = NA_u + NA_b + \epsilon_1 \frac{\pi}{4} D_d^2 + \epsilon_2 \frac{\pi}{4} D_d^2 \quad (5-147)$$

由上式可得:

$$\frac{\pi}{4} D_d^2 = \frac{NA_u + NA_b}{1 - \epsilon_1 - \epsilon_2} \quad (5-148)$$

式中: A_u 为一根燃料元件的横截面积(m^2); A_b 为一根燃料元件栅元的冷却剂流通横截面积(m^2); ϵ_1 为燃料元件组件间水隙的横截面积占堆芯总横截面积的百分数; N 为反应堆中燃料元件总根数,见式(5-126); ϵ_2 为控制棒及其套管内外相应面积之和占堆芯总横截面积的百分数,

$$\epsilon_2 = \frac{A_R}{\frac{\pi}{4} D_d^2} \quad (5-149)$$

式中: A_R 包括控制棒组件、可燃毒物组件、阻力塞组件中控制棒套管内外相应横截面积之和,还包括堆芯中所有中子通量测量管内外的横截面积。

最后可得:

$$N_v = \frac{N_t}{\frac{N_t F_u}{\pi d_m q} \cdot \frac{A_u + A_b}{1 - \epsilon_1 - \epsilon_2}} = \frac{(1 - \epsilon_1 - \epsilon_2) \bar{q} \times 4}{\left(\frac{4A_u}{\pi d_m} + \frac{4A_b}{\pi d_m} \right) \cdot F_u} = \frac{4(1 - \epsilon_1 - \epsilon_2) q_{h, \max} / (F_u^N F_u^E)}{F_u (d_m + D_s)} \quad (5-150)$$

式中:

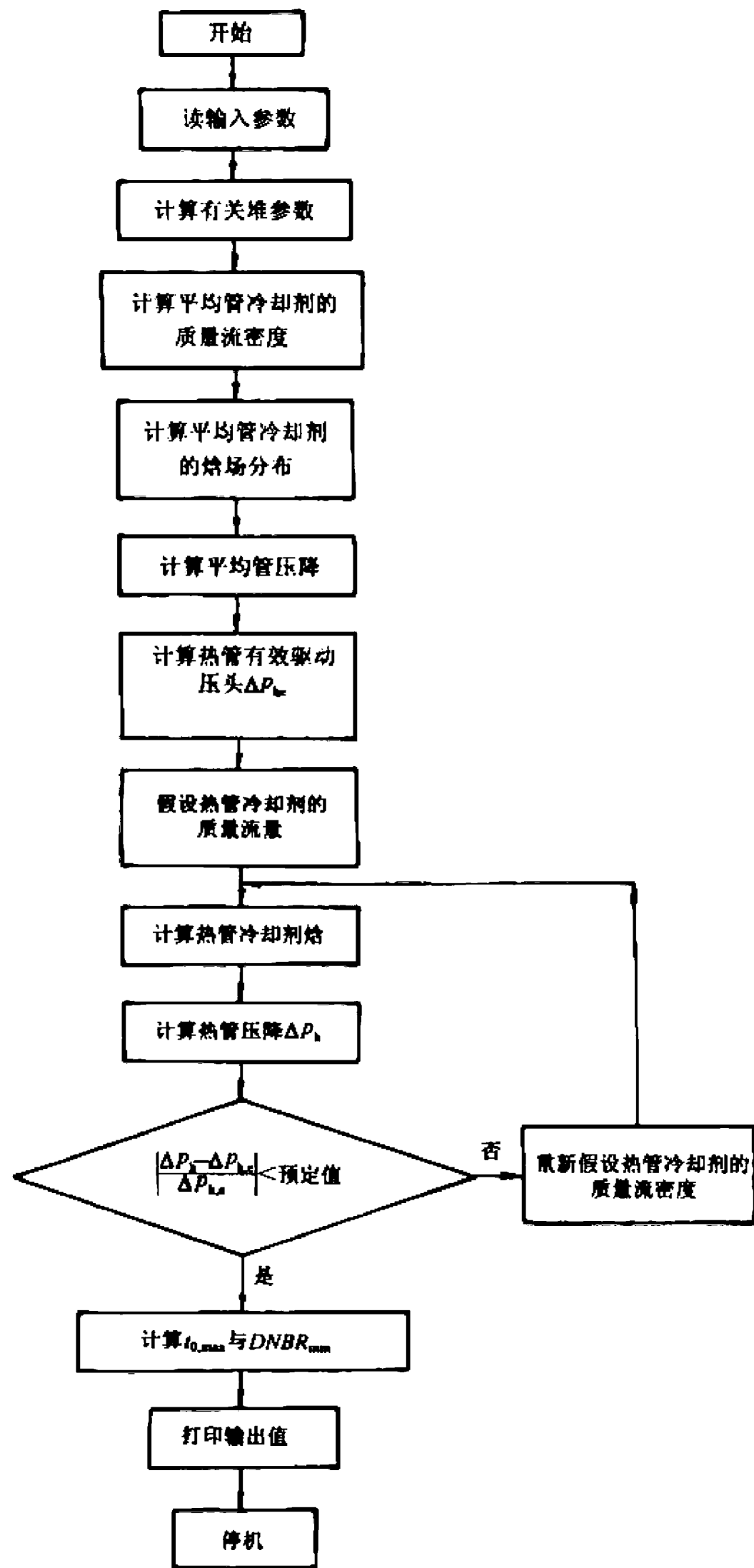


图 5-15 单通道模型的堆稳态热工计算程序框图

$$\frac{4A_u}{\pi d_{cs}} = \frac{4 \times \frac{\pi}{4} d_{cs}^2}{\pi d_{cs}} = d_{cs} \quad (5-151)$$

$$D_c = \frac{4A_b}{\pi d_{cs}} \quad (5-152)$$

D_c 是燃料元件冷却剂通道的当量直径(m)。

由上式可见, N_t 与许多因素有关, 要提高 N_t 就必须增大 $q_{h,max}$, 减小 $F_q^N, F_q^E, F_u, \epsilon_1, \epsilon_2, d_{cs}$ 和 D_c 。

增大 $q_{h,max}$ 值, 会遇到一系列限制, 如燃料元件中心温度的限制, 在水堆中, 还受到燃料元件表面最小 $DNBR$ 的限制; 要减小 ϵ_1 , 就要求燃料元件组件间的水隙要小, 但 ϵ_1 太小, 会使燃料元件组件的装卸产生困难; 要减小 ϵ_2 , 就要求控制棒套管数目减少, 但这要受到堆物理与堆控制方面要求的限制; 减小燃料元件外径 d_{cs} , 要受到加工费用、元件的机械稳定性以及堆芯的中子经济性等因素的限制, 若减小包壳厚度, 则会使包壳强度下降, 加工也比较困难; 减小燃料元件冷却剂通道的当量直径 D_c , 在物理、热工和结构方面都受到一定的限制, 如水铀比的要求、冷却剂流速和流阻的限制、元件加工及安装公差的要求等, 还应注意到, D_c 太小, 运行后元件稍有弯曲变形, 对冷却剂流通截面的影响比较大; 减小热流密度核热点因子 F_q^N 及热流密度工程热点因子 F_q^E , 也要受到各种条件的限制, 可供改进的余地目前已不是很多了; 燃料内释热量占堆芯总发热量的份额 F_u 与上述的参数联系在一起, 可改进的余地也不大。

堆芯的功率密度高, 则堆芯的体积可以做得比较小, 从而可以节省堆芯本身和反应堆压力容器等设备的投资费用。但功率密度提高后, 燃料元件的 $q_{h,max}$ ($q_{l,max}$) 增大, 燃料元件的最高中心温度也随之升高, 从而影响燃料元件的燃耗深度, 这样就会影响到换料周期和燃料的投资费用。因此, 对于堆芯功率密度的提高, 须要权衡利弊, 确定一个合理的数值。

堆的冷却剂流量与功率之比 N_G , 即堆的冷却剂总流量 W_t 与堆输出热功率 N_t 之比,

$$N_G = \frac{W_t}{N_t} \quad [\text{kg}/(\text{W} \cdot \text{s})] \quad (5-153)$$

目前大型压水动力堆的 N_G 值在 $4.72 \times 10^{-4} \text{ kg}/(\text{W} \cdot \text{s})$ 左右。一般希望 N_G 小一些。在 N_t 一定的情况下 N_G 越大, 即表示反应堆的冷却剂流量也越大, 与之相应, 主循环泵的耗功率以及一回路设备、管道尺寸也随之增大; 过大的流速还会使堆芯部件受到较大的表面侵蚀以及发生严重的振动。但是如果流量 W_t 太小, 则在堆芯出口处冷却剂温度一定的情况下, 堆芯进口处冷却剂温度就比较低, 从而使动力循环热效率也比较低; 如果 W_t 太小, 则燃料元件就得不到充分的冷却。因而 N_G 的大小也必须反复比较、合理确定。

稳态热工设计确定的满足安全与经济性要求的最佳方案是瞬态热工设计的基础。但必须指出, 由稳态热工设计提供给瞬态热工设计的有关热工参数, 应以堆运行时的实际参数为依据, 还应取对安全不利方向的实际参数。例如堆内冷却剂的工作压力、温度和流量以及堆的热功率, 也和其他参数一样, 存在着实际值与名义值间的误差, 这种误差存在的原因主要有以下几个方面:

- (1) 造成冷却剂温度测量误差的原因主要是测量仪表的误差与测点位置的选择不正确。
- (2) 造成冷却剂流量测量误差的主要原因是测量仪表的误差。
- (3) 造成压力误差的原因主要是稳压器正常的压力波动和测量仪表的误差。
- (4) 堆功率误差的原因包括下列几方面:

功率测量仪表(包括一次及二次仪表)的误差,其中有热工测量仪表的误差,也有电离室的误差,而中子测量方面的误差还与测点位置有关。

(5) 处在功率调节系统的盲区(即功率调节系统不起作用的范围)。

(6) 控制棒提升时电表量程误差引起的过调量。

(7) 控制保护系统功率整定值复现引起的误差及可能的漂移。

另外还应指出,在堆热工设计中必须对反应堆整个运行寿期中最不利的工况进行验算,这样才能确保堆的安全。

5. 堆热工设计中的热工水力实验

在堆方案设计的初期,很多热工设计数据是暂定的,这就需要在取得实验数据以后对它们再加以修正。对于那些比较成熟的、可靠的数据,可以不必再另外进行实验验证。配合反应堆的稳态热工设计,需要进行的热工水力实验大致有以下几个方面:

1) 热工实验

(1) 临界热流密度实验,结合具体的燃料元件和冷却剂的结构参数和热工参数,验证所使用的临界热流密度关系式的正确性,或者通过实验,整理出可用于设计计算的经验公式或半经验公式。

(2) 测定核燃料和包壳的热物性以及燃料与包壳之间的气隙等效传热系数。

2) 水力实验

(1) 堆本体水力模拟实验,测定堆芯下腔室冷却剂的流量分配不均匀系数,测定压力壳内各部分的流动压降和总压降,同时测定热屏蔽区的流速分布。

(2) 燃料组件水力模拟实验,测定棒束组件的沿程摩擦系数及各种形阻系数。

(3) 测定相邻冷却剂通道间的流体交混系数。

(4) 测定堆内各部分冷却剂的旁通流量。

(5) 测定冷却剂过冷沸腾和饱和沸腾时的流动阻力系数(包括汽-水两相流动形阻系数)。

(6) 测定冷却剂在沸腾工况下的流型及空泡份额。

(7) 管内流动沸腾时的流动稳定性研究等。

[例题 5-3] 已知某压水堆采用水兼作冷却剂和慢化剂,用二氧化铀作燃料及锆-4 作包壳材料。堆的输出热功率 N_t 为 953MW,堆内冷却剂的工作压力 p 为 14.7MPa,堆进出口处的冷却剂温度分别是 $t_{i,in}$ 为 284℃, $t_{i,ex}$ 为 310℃,冷却剂总流量 W_t 为 $24.6 \times 10^6 \text{ kg/h}$ 。燃料元件外径 d_{es} 为 10mm,包壳内径 d_a 为 8.7mm,芯块直径 d_u 为 8.53mm;栅距 P 为 13.3mm。燃料元件棒采用正方形栅格排列;每个燃料组件中燃料元件的数目为 15×15 ,而其中有 20 根是控制棒套管,一根是中子通量测量管,每个燃料组件内实际有 204 根燃料元件棒。现要求燃料元件中心最高温度不超过 2200℃,试用单通道模型对本题进行热工分析。

解 设燃料元件内的释热量占堆总热功率的份额 F_u 为 97.4%,略去冷却剂中的释热量;冷却剂有效流量 W_d 占总流量 W_t 的 91%;热点位于热管内, $F_R^N(F_{\Delta H}^N)$ 为 1.8,热管轴向归一化功率分布的最大值 F_2^N 为 1.78,热流密度工程热点因子 F_q^E 为 1.04,熔升工程热管因子 $F_{\Delta H}^E$ 为 1.08;热管轴向功率分布对称于几何中心;作为初步估算,可近似认为燃料元件表面及中心温度的最高值与热点大致重合。

1) 确定燃料元件的实际最大热流密度 q_{\max}

因为压水动力堆的安全限制首先是燃料元件表面的最小 $DNBR$, 其次才是燃料元件的中心温度, 故 q_{\max} 值由热点处的 q_{DNB} 值除以 $DNBR$ 而得。根据给定的热工参数, 参照相近的堆设计中所用的 q_{DNB} 值或堆外实验所得的 q_{DNB} 数据, 暂取 q_{DNB} 为 2.80MW/m^2 , 并取 $DNBR$ 的值为 2.0, 则

$$q_{\max} = \frac{q_{DNB}}{2.0} = \frac{2.80}{2.0} = 1.40\text{MW/m}^2$$

2) 确定燃料元件表面平均热流密度 \bar{q}

$$\bar{q} = \frac{q_{\max}}{F_q^N F_q^E} = \frac{q_{\max}}{F_R^N F_Z^N F_q^E} = \frac{1.40}{1.8 \times 1.78 \times 1.04} = 0.42\text{MW/m}^2$$

$$\bar{q}_l = \bar{q} \pi d_{cs} = 0.42 \times 3.14 \times 0.01 = 0.013\text{MW/m}$$

$$\bar{q}_{l,\max} = \bar{q}_l F_q^N F_q^E = 0.013 \times 3.204 \times 1.04 = 0.044\text{MW/m}$$

3) 全堆燃料棒根数

$$N = \frac{N_t F_u}{\pi d_{cs} L \bar{q}}$$

暂取堆芯高度 L 为 2.9m, 则

$$N = \frac{953 \times 10^6 \times 0.974}{3.14 \times 0.01 \times 2.9 \times 0.42 \times 10^6} \approx 24270$$

4) 确定堆芯燃料元件组件数 n

因为一个组件内燃料棒数为 204 根, 故

$$n = \frac{N}{204} = \frac{24270}{204} \approx 119$$

考虑到堆芯内组件布置的对称性, 取 $n=121$ 。

5) 堆芯等效直径 D_{cl}

$$D_{cl} = \sqrt{\frac{121 \times T^2}{\pi/4}}$$

式中 T 为正方形组件每边长 m 。

因组件无盒壁, 但考虑到装卸料的要求, 组件间的水隙取为 0.8mm, 即相邻组件的燃料元件棒中心距为 $13.3+0.8=14.1\text{mm}$, 故得

$$T^2 = (15 \times 13.3 \times 10^{-3} + 2 \times 0.4 \times 10^{-3})^2 = 0.04\text{m}^2$$

将 T^2 代入 D_{cl} 式中, 得

$$D_{cl} = 2.48\text{m}$$

6) 热管半高度处水的比焓 $h\left(\frac{L}{2}\right)$

$$\begin{aligned} h\left(\frac{L}{2}\right) &= h_{t,\text{in}} + \frac{\Delta h_{\max}}{2} = 1256 \times 10^3 + \frac{1}{2} \frac{N_t F_{\Delta H}^N F_{\Delta H}^E}{W_{cl}/3600} \\ &= 1256 \times 10^3 + \frac{1}{2} \times \frac{953 \times 10^6 \times 1.8 \times 1.08}{24.6 \times 10^5 \times 0.91/3600} \\ &= 1405 \times 10^3 \text{J/kg} \end{aligned}$$

由工作压力下的焓温转换关系得

$$t_1\left(\frac{L}{2}\right) = 311.8^\circ\text{C}$$

7) 热管半高度处冷却剂流速

取热管半高度处冷却剂流速近似等于平均管半高度处的流速,即

$$V = \frac{W_d}{A_1 \rho_1}$$

式中: A_1 为堆芯燃料元件周围的冷却剂总有效流通截面积(m^2); ρ_1 为冷却剂平均温度下的密度(kg/m^3)。

A_1 包括两个部分:一部分是组件内燃料元件棒之间冷却剂的流通截面积;另一部分是组件间水隙的横截面积,因为流过这个水隙的冷却剂是供冷却组件最外面一排燃料元件用的,所以它也属于有效冷却剂流通面积。由此得

$$A_1 = N\left[P^2 - \frac{\pi}{4}d_{cs}^2\right] + n[4 \times (15P)\delta]$$

式中 δ 为组件间的水隙宽度 m 。

$$\begin{aligned} A_1 &= 121 \times 204 \times \left[(13.3 \times 10^{-3})^2 - \frac{\pi}{4} \times (0.01)^2\right] \\ &\quad + 121 \times [4 \times (15 \times 13.3 \times 10^{-3}) \times 0.04 \times 10^{-3}] \\ &= 2.54 \text{m}^2 \end{aligned}$$

于是

$$V = \frac{W_d}{A_1 \rho_1} = \frac{24.6 \times 10^6 \times 0.91}{2.45 \times 725.8 \times 3600} = 3.40 \text{m/s}$$

8) 计算热管半高度处燃料元件表面与冷却剂间的对流换热系数 h

$$Re\left(\frac{L}{2}\right) = \frac{VD_s}{\mu/\rho}$$

式中 D_s 为一个燃料元件栅元中冷却剂通道的当量直径(m)。

$$\begin{aligned} D_s &= \frac{4A_b}{A_1} = \frac{4\left[P^2 - \frac{\pi}{4}(d_{cs})^2\right]}{\pi d_{cs}} = \frac{4\left[(13.3 \times 10^{-3})^2 - \frac{\pi}{4}(0.01)^2\right]}{3.14 \times 0.01} \\ &= 0.0125 \text{m} \end{aligned}$$

在给定的热工参数下,水的粘性系数 μ 和密度 ρ 为已知量,从而得

$$Re\left(\frac{L}{2}\right) = \frac{3.40 \times 0.0125}{0.127 \times 10^{-3}} = 3.35 \times 10^5$$

而

$$Nu\left(\frac{L}{2}\right) = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} = 0.023 (3.35 \times 10^5)^{0.8} \times (0.92)^{0.4} = 585$$

在所给定的热工参数下,水的热导率 $\kappa = 55 \times 10^{-2} \text{W}/(\text{m} \cdot ^\circ\text{C})$ 故

$$h\left(\frac{L}{2}\right) = \frac{Nu\kappa}{D_s} = \frac{585 \times 55 \times 10^{-2}}{0.0125} = 25.7 \times 10^3 \text{W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$$

9) 计算燃料元件表面的最高温度 $t_{cs,max}$

$$t_{cs,max} = t_1\left(\frac{L}{2}\right) + \Delta\theta_1\left(\frac{L}{2}\right)$$

$$\Delta\theta_i\left(\frac{L}{2}\right)=\begin{cases}\Delta\theta_i\left(\frac{L}{2}\right) & \text{当 } \Delta\theta_i\left(\frac{L}{2}\right)\leq\Delta\theta_{i,j}\left(\frac{L}{2}\right) \\ \Delta\theta_{i,j}\left(\frac{L}{2}\right) & \text{当 } \Delta\theta_{i,j}\left(\frac{L}{2}\right)<\Delta\theta_i\left(\frac{L}{2}\right)\end{cases}$$

$$\Delta\theta_i\left(\frac{L}{2}\right)=\frac{\bar{q}F_q^NF_q^E}{h\left(\frac{L}{2}\right)}=\frac{0.42\times 10^6\times 1.8\times 1.78\times 1.04}{25.7\times 10^3}=54.3^{\circ}\text{C}$$

$$\begin{aligned}\Delta\theta_{i,j}\left(\frac{L}{2}\right)&=t_s+25\left(\frac{q_{\max}}{10^6}\right)^{0.25}\exp\left(\frac{-p}{6.2}\right)-t_i\left(\frac{L}{2}\right) \\ &=345+25\left(\frac{1.4\times 10^6}{10^6}\right)^{0.25}\exp\left(\frac{-14.7}{6.2}\right)-311.8 \\ &=31.2^{\circ}\text{C}\end{aligned}$$

因 $\Delta\theta_{i,j}\left(\frac{L}{2}\right)<\Delta\theta_i\left(\frac{L}{2}\right)$, 故

$$t_{\text{cl,max}}=t_i\left(\frac{L}{2}\right)+\Delta\theta_{i,j}\left(\frac{L}{2}\right)=311.8+31.2=343^{\circ}\text{C}$$

10) 燃料元件包壳内表面最高温度 $t_{\text{ci,max}}$

$$\begin{aligned}t_{\text{ci,max}}&=t_{\text{cl,max}}+\Delta\theta_c\left(\frac{L}{2}\right) \\ \Delta\theta_c\left(\frac{L}{2}\right)&=\frac{\bar{q}F_q^NF_q^E\delta_c}{\kappa_c\pi\left(\frac{d_{\text{cs}}+d_{\text{ci}}}{2}\right)}\end{aligned}$$

式中: δ_c 为包壳厚度(m), $\delta_c=\frac{d_{\text{cs}}-d_{\text{ci}}}{2}=0.65\times 10^{-3}\text{m}$; κ_c 为包壳材料热导率[W/(m·°C)]

$$\kappa_c=0.00547(1.8\bar{t}_c+32)+13.8$$

式中 $\bar{t}_c=\frac{t_{\text{cs}}+t_{\text{ci}}}{2}$, 因 t_{ci} 尚未求出, 故暂取 \bar{t}_c 为 375°C , 则可得

$$\kappa_c=0.00547(1.8\times 375+32)+13.8=17.66[\text{W}/(\text{m}\cdot^{\circ}\text{C})]$$

因而

$$\Delta\theta_c=\frac{13.0\times 10^3\times 1.8\times 1.78\times 1.04\times 0.65\times 10^{-3}}{17.66\times 3.14\times 9.35\times 10^{-3}}=55.6^{\circ}\text{C}$$

故得

$$t_{\text{ci,max}}=343+55.6=398.6^{\circ}\text{C}$$

$$\bar{t}_c^*=\frac{t_{\text{cs,max}}+t_{\text{ci,max}}}{2}=\frac{343+398.6}{2}=370.8^{\circ}\text{C}$$

$$|\bar{t}_c^*-\bar{t}_c|<5^{\circ}\text{C}$$

如果要求更精确, 可用 \bar{t}_c^* 值再进行迭代

11) 燃料芯块表面最高温度 $t_{\text{u,max}}$

$$\begin{aligned}t_{\text{u,max}}&=t_{\text{ci,max}}+\Delta\theta_s\left(\frac{L}{2}\right) \\ \Delta\theta_s\left(\frac{L}{2}\right)&=\frac{\bar{q}_1F_q^NF_q^E}{h_s\pi\left(\frac{d_{\text{ci}}+d_{\text{u}}}{2}\right)}\end{aligned}$$

式中 h_g 是包壳与芯块间的气隙等效传热系数,这里取 $h_g=5678\text{W}/(\text{m}^2\cdot^\circ\text{C})$,则

$$\Delta\theta_g = \frac{13 \times 10^3 \times 1.8 \times 1.78 \times 1.04}{5678 \times 3.14 \times 8.615 \times 10^{-3}} = 286.3^\circ\text{C}$$

于是

$$t_{u,\max} = 398.6 + 286.3 = 684.9^\circ\text{C}$$

12) 计算燃料芯块的中心最高温度 $t_{0,\max}$

$$\begin{aligned} \int_0^{t_{0,\max}} \kappa_u dt &= \int_0^{t_{u,\max}} \kappa_u dt + \frac{\bar{q}_1 F_q^N F_q^E}{4\pi} \\ &= \int_0^{684.9} \kappa_u dt + \frac{13 \times 10^3 \times 1.8 \times 1.78 \times 1.04 \times 10^{-2}}{4 \times 3.14} \\ &= 38.14 + 35.0 = 73.14 \text{ W/cm} \end{aligned}$$

故得

$$t_{0,\max} \approx 2075^\circ\text{C} < 2200^\circ\text{C}.$$

5.6 子通道模型的堆芯稳态热工分析^{[14][15][16][17]}

在单通道模型中,把所要计算的通道看作是孤立的、封闭的,在整个堆芯高度上与其他通道之间没有质量、动量和能量交换。这种分析模型不适合用于像无盒组件那样的开式通道。为了使计算更符合实际情况,之后开发了更加先进的子通道模型。这种模型认为到相邻通道冷却剂之间在流动过程中存在着横向的质量、动量和能量的交换(即横向交混),因此各通道内的冷却剂质量流密度将沿着轴向不断发生变化,热通道内冷却剂的焓和温度也会有所降低,相应地燃料元件表面和中心温度也随之略有降低。对于大型压水堆,在热工参数一定的情况下,把用子通道模型计算的结果与用单通道模型计算的结果相比较,燃料元件表面的 $MDNBR$ 值约增加 5%~10%。可见用子通道模型计算既提高了热工设计的精确度,也提高了反应堆的经济性。但是,在子通道模型的计算中不能像单通道模型那样只取少数热通道和热点进行计算,而是要对大量通道进行分析。因此其计算量就会很大。

目前采用子通道模型进行堆芯热工水力分析的程序很多,如 COBRA, RETRAN, RELAP 等等^[18]。

5.6.1 子通道的划分

在进行子通道模型分析工作之前,首先需要划分子通道。子通道的划分完全是人为的,可以把一个或几个燃料组件作为一个子通道,也可以把一个燃料组件内部由相邻的几根燃料棒所围成的冷却剂通道作为一个子通道。事实上,采用子通道模型的目的是为了使热工计算更精确,以便挖掘反应堆的经济潜力。如果子通道划分得太粗,就不可能达到精确计算的目的。相反,如果子通道划分得太细,而沿每个子通道轴向划分的步长又很小,那么计算的工作量就会很大,而且还需要速度高和容量大的计算机。为了解决这个矛盾,通常采用以下三种子通道划分方法:

(1) 将整个堆芯按其形状、功率分布对称情况,只取部分子通道进行计算。例如在几何形状对称、功率分布对称和相邻通道对称的情况下,就可根据 x 、 y 轴对称和 45° 角对称,只取堆

芯中 1/8 的冷却剂通道进行计算。这种情况通常要对堆芯内 1/8 的子通道同时进行计算。

(2) 把计算分两步进行。第一步先按燃料组件对整个堆芯划分子通道,找出最热燃料组件,算出最热燃料组件在不同高度上的冷却剂流速和焓值,并以此作为第二步计算的已知边界条件。第二步再对最热燃料组件内部划分子通道,求出最热子通道在不同高度上的冷却剂流速和焓以及燃料元件最高中心温度,在水堆中还要算出最小烧毁比。在第二步中也可以根据其对称情况,只计算热组件内的 1/2、1/4 或 1/8 子通道。

(3) 这是一种组合子通道的分析方法,这种方法虽然也分两步计算,和上述第二种方法相似,但子通道的划分是灵活的。在可能是热组件的附近位置上,子通道的划分要细些,将一个组件作为一个子通道;对远离热组件的区域,可将几个组件合并为一个子通道。在进行热组件内部计算时,也可按相同的原则进行处理。

由上述可见,子通道的划分主要看分析问题的需要和方便而定。在实际计算中,以上几种方法往往可以同时使用。

下面以燃料组件为例,对子通道的划分作一简要介绍。对于按正方形排列的燃料组件,其子通道的划分如图 5-16 所示。连接各燃料元件的中心连线(子通道边界线)形成许多正方形网格。在组件的中央区,每个正方形网格即代表一个子通道,这些子通道均是由四根燃料元件围成的冷却剂通道。类同的,在组件周边上的子通道,则是由三根子通道边界线和一根组件边框线所组成的网格,这些子通道是由两根燃料元件围成的冷却剂通道。而在四个边角上的子通道,是由两根子通道边界线和相邻的两根边框线组成的网格,它们都是只与一根燃料元件有关的冷却剂通道。

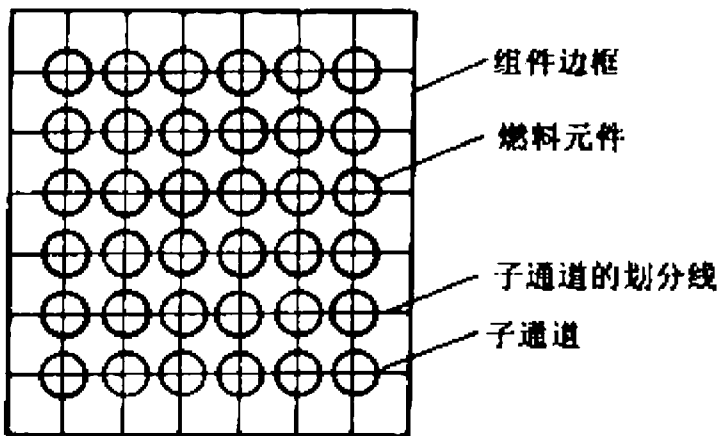


图 5-16 正方形栅格的子通道

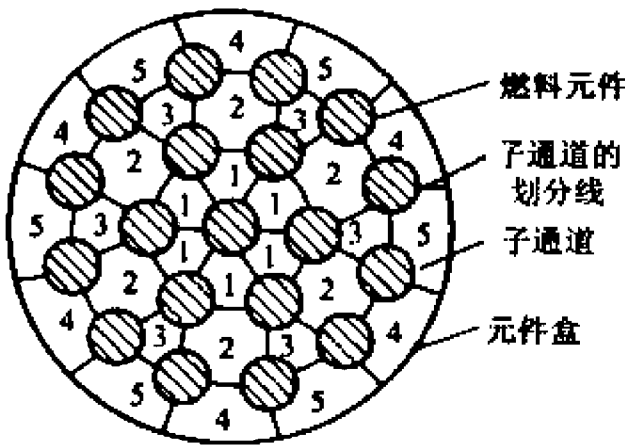


图 5-17 三角形栅格的子通道

另一个例子是由 19 根燃料元件组成的圆管形燃料元件组件,它的子通道的划分如图 5-17 所示。图中有剖面线的圆截面为燃料元件,细实线是人为划定的子通道边界线,外圆为组件框线。因为对称,可以只计算 1/6 子通道,这些不同的子通道的标号分别是 1 至 5。这 5 种子通道之间的边界线也只有 5 个,边界标号分别记为 12、23、24、35 及 45;因为边界 12 与 21 实际上是指同一个边界。从所要计算的 1/6 子通道来看,各个子通道的邻通道数(用 n_i 表示)分别为: $n_1=1$ 、 $n_2=3$ 、 $n_3=2$ 、 $n_4=2$ 及 $n_5=2$ 。即 1 号子通道的邻通道有 1 个,其余类推。

5.6.2 基本方程

目前国内外提出了许多不同的子通道模型和应用这些子通道模型的反应堆热工水力计算

程序,它们之间的不同点主要是横流混合的处理模型、经验公式与数据的差异和完善程度不同,再就是数学上的处理方法不同。而共同点则是都通过求解各子通道的质量守恒方程、能量守恒方程和轴向、横向动量守恒方程,先计算各子通道沿轴向不同高度上的冷却剂的质量流密度和焓值,求出最热的通道;然后再计算燃料元件的温度场,求出燃料芯块中心的最高温度,在水堆中还要求出燃料元件表面的最小临界热流密度比。在子通道模型中求解燃料温度和燃料表面最小临界热流密度比的方法与单通道模型的方法一样,因此下面只讨论稳态工况下子通道模型中冷却剂的四个守恒方程及求解的大致步骤。

如果需要计算的子通道有 n 个,编号为 $1, 2, \dots, i, j, \dots, n$; 而每个子通道有四个守恒方程,则 n 个子通道就有 $4n$ 个方程。为了便于在计算机上进行数值计算,所以将整个通道长度分割成 L 个等步长,节点的编号依次为 $0, 1, 2, \dots, l-1, l, \dots, L$ 。现以一个 i 子通道第 l 步长为例,用差分形式分别列出这四个守恒方程。

1. 质量守恒方程

如图 5-18 所示,根据质量守恒原理,在子通道 i 第 l 步长中轴向流量的变化 $\left(\frac{\partial W_i}{\partial z}\right)$, 等于流进和流出该子通道 l 步长的横向流量之和,即

$$\frac{\partial W_i}{\partial z} \approx \frac{\Delta W_{i,l}}{\Delta z} = - \sum_{j=1}^{n_j} \omega_{ij,l} \quad (5-154)$$

或写成

$$W_{i,l} - W_{i,l-1} = - \sum_{j=1}^{n_j} \Delta \omega_{ij,l-\frac{1}{2}} \times \Delta z \quad (5-155)$$

式中: $W_{i,l}$ 为子通道 i 第 l 步长出口处冷却剂流量(或第 l 节点处冷却剂流量)(kg/s); $W_{i,l-1}$ 为子通道 i 第 l 步长进口处冷却剂流量(或第 $l-1$ 节点处冷却剂流量)(kg/s); Δz 为通道轴向一个步长的长度(m); $\omega_{ij,l-\frac{1}{2}}$ 为在 l 整个步长内子通道 i 的冷却剂向相邻的第 j 子通道的横流速度[kg/(m·s)]。

设与第 i 通道相邻的子通道有 n_j 个,所以在方程中对 n_j 个子通道求总和。当横流量由 j 通道流向 i 通道时,则记作 ω_{ji} , 显然, $\omega_{ji} = -\omega_{ij}$ 。在图 5-18 中 $\omega_{ij,l-\frac{1}{2}}$ 表示 l 步长内子通道 i 的冷却剂向相邻第 j 通道的横流速度; $M_{ji,l-\frac{1}{2}}$ 表示与 $\omega_{ij,l-\frac{1}{2}}$ 流向相反的湍流交混速率。由于湍流交混没有净的横向流量,因此在质量守恒方程中不必列出。

2. 能量守恒方程

对于子通道 i 第 l 步长写出能量守恒方程。假设可以忽略相邻子通道间的热传导作用,那么子通

道 i 第 l 步长热量的变化 $\left(\frac{\partial W_{h,i}}{\partial z}\right)$ 等于燃料元件所传给的热量与净横流、湍流交混引起的两个横向热量之和。

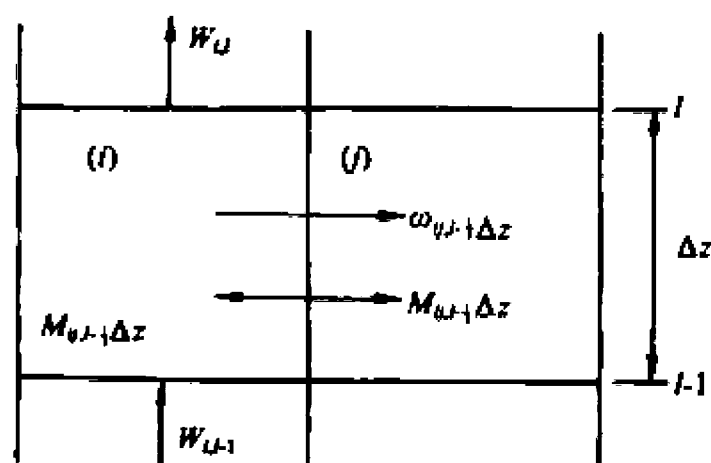


图 5-18 子通道一个步长中的冷却剂流动情况

$$\frac{\partial W_i h_i}{\partial z} \approx \frac{\Delta(W_i h_i)_i}{\Delta z} = \bar{q}_{i,i,l-\frac{1}{2}} - \sum_{j=1}^{n_j} Q_{ij,l-\frac{1}{2}} - \sum_{j=1}^{n_j} M_{ij,l-\frac{1}{2}} (h_{i,l-\frac{1}{2}} - h_{j,l-\frac{1}{2}}) \quad (5-156)$$

或写成

$$W_{i,l} h_{i,l} - W_{i,l-1} h_{i,l-1} = \bar{q}_{i,i,l-\frac{1}{2}} \Delta z - \sum_{j=1}^{n_j} Q_{ij,l-\frac{1}{2}} \Delta z - \sum_{j=1}^{n_j} M_{ij,l-\frac{1}{2}} (h_{i,l-\frac{1}{2}} - h_{j,l-\frac{1}{2}}) \Delta z \quad (5-157)$$

式中: $h_{i,l}$ 为子通道 i 第 l 步长出口流体比焓(或第 l 节点处冷却剂比焓)(J/kg); $h_{i,l-1}$ 为子通道 i 第 l 步长进口流体比焓(或第 $l-1$ 节点处冷却剂比焓)(J/kg); $\bar{q}_{i,i,l-\frac{1}{2}}$ 为子通道 i 第 l 步长内燃料元件的平均线功率[J/(m·s)]; $M_{ij,l-\frac{1}{2}}$ 为子通道 i 与 j 间在第 l 步长内的湍流交混流量[kg/(m·s)]; Δz 为通道轴向一个步长的长度(m), 取等步长, 故不加下标; $h_{i,l-\frac{1}{2}}$ 为子通道 i 第 l 步长内冷却剂的平均比焓值(J/kg); $h_{j,l-\frac{1}{2}}$ 为子通道 j 第 l 步长内冷却剂的平均比焓值(J/kg),

$$h_{i,l-\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} (h_{i,l} + h_{i,l-1}) \quad (5-158)$$

$$h_{j,l-\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} (h_{j,l} + h_{j,l-1}) \quad (5-159)$$

$Q_{ij,l-\frac{1}{2}}$ 为第 l 步长内子通道 i 与邻通道 j 间由横向压差引起的横流所带走的热量(J/s)。子通道 i 与邻通道 j 间由横流带走的热量是冷却剂横流量和焓的函数, 即

$$Q_{ij,l-\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} [(h_{i,l-\frac{1}{2}} - h_{j,l-\frac{1}{2}}) |\omega_{ij,l-\frac{1}{2}}| + (h_{i,l-\frac{1}{2}} + h_{j,l-\frac{1}{2}}) \omega_{ij,l-\frac{1}{2}}] \quad (5-160)$$

且

$$Q_{ji} = -Q_{ij} \quad (5-161)$$

通过分析 Q_{ij} 的表达式, 可以看出

当 $\omega_{ij,l-\frac{1}{2}} > 0$ 时 $Q_{ij,l-\frac{1}{2}} = h_{i,l-\frac{1}{2}} \omega_{ij,l-\frac{1}{2}}$

当 $\omega_{ij,l-\frac{1}{2}} = 0$ 时 $Q_{ij,l-\frac{1}{2}} = 0$

当 $\omega_{ij,l-\frac{1}{2}} < 0$ 时 $Q_{ij,l-\frac{1}{2}} = -h_{j,l-\frac{1}{2}} \omega_{ij,l-\frac{1}{2}} = h_{j,l-\frac{1}{2}} \omega_{ji,l-\frac{1}{2}}$

应用上述 Q_{ij} 的表达式, 就可以保证横流方向和热量传输方向的一致性。因为 $\omega_{ij,l-\frac{1}{2}} > 0$ 的情况相当于流动方向是从 i 子通道到 j 子通道, 故比焓值取 $h_{i,l-\frac{1}{2}}$; 反之 $\omega_{ij,l-\frac{1}{2}} < 0$ 的情况则相当于流动方向是从 j 子通道到 i 子通道, 因而比焓值就取 $h_{j,l-\frac{1}{2}}$ 了。

$M_{ij,l-\frac{1}{2}}$ 为包括自然湍流交混和燃料组件定位架等机械装置引起的强迫湍流交混在内的湍流交混流量[kg/(m·s)]; 这里把定位架引起的相邻通道间冷却剂的热量转移(强迫湍流交混)包括在自然湍流交混项 $M_{ij,l-\frac{1}{2}}$ 中, 即把定位架的局部影响转化为沿通道全长上平均的影响。因此 $M_{ij,l-\frac{1}{2}}$ 无法用理论方法计算, 通常只能由实验确定, 或根据由实验得到的经验公式进行计算。定性地说, $M_{ij,l-\frac{1}{2}}$ 与通道的当量直径、冷却剂流量、燃料元件棒直径、通道间的间隙的形状以及流动摩擦阻力系数等有关。

3. 轴向动量守恒方程

根据轴向动量守恒原理, 在子通道 i 第 l 步长内, 压力的变化 $\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)$ 等于提升压降、加速压降、摩擦压降、形阻压降(与单通道模型相同)以及由于通道间耦合引起的流阻压降之和, 因此, 子通道 i 第 l 步长内的轴向动量守恒方程为

$$p_{i,l-1} - p_{i,l} = \Delta p_{i,l-\frac{1}{2},a} + \Delta p_{i,l-\frac{1}{2},s} + \Delta p_{i,l-\frac{1}{2},t} + \Delta p_{i,l-\frac{1}{2},c} + \Delta p_{ij,l-\frac{1}{2}} \quad (5-162)$$

式中： $p_{i,l-1}$ 为子通道*i*第*l*步长进口处压力(或第*l-1*节点处的压力)(Pa)； $p_{i,l}$ 为子通道*i*第*l*步长出口处压力(或第*l*节点处的压力)(Pa)； $\Delta p_{i,l-\frac{1}{2},a}$ 为子通道*i*第*l*步长内的提升压降(Pa)； $\Delta p_{i,l-\frac{1}{2},s}$ 为子通道*i*第*l*步长内流体沿轴向的加速压降(Pa)； $\Delta p_{i,l-\frac{1}{2},t}$ 为子通道*i*第*l*步长内的沿程摩擦压降(Pa)； $\Delta p_{i,l-\frac{1}{2},c}$ 为子通道*i*第*l*步长内的形阻压降(Pa)，由第*l*步长进口和出口处的形阻压降($\Delta p_{i,l-\frac{1}{2},in}$ 和 $\Delta p_{i,l-\frac{1}{2},ex}$)和第*l*步长内定位架所产生的压降($\Delta p_{i,l-\frac{1}{2},ad}$)所组成，即

$$\Delta p_{i,l-\frac{1}{2},c} = \Delta p_{i,l-\frac{1}{2},in} + \Delta p_{i,l-\frac{1}{2},ex} + \Delta p_{i,l-\frac{1}{2},ad} \quad (5-163)$$

$\Delta p_{ij,l-\frac{1}{2}}$ 为第*l*步长内子通道*i*与*j*间因冷却剂净横流而产生的对轴向动量的流阻压降(Pa)；流阻压降表达式为

$$\Delta p_{ij,l-\frac{1}{2}} = \begin{cases} -\frac{\Delta z}{A_i} \sum_{j=1}^n \omega_{ij,l-\frac{1}{2}} V_{i,l-\frac{1}{2}} & (\text{当 } \omega_{ij,l-\frac{1}{2}} \geq 0 \text{ 时}) \\ -\frac{\Delta z}{A_i} \sum_{j=1}^n \omega_{ij,l-\frac{1}{2}} (2V_{i,l-\frac{1}{2}} - V_{j,l-\frac{1}{2}}) & (\text{当 } \omega_{ij,l-\frac{1}{2}} < 0 \text{ 时}) \end{cases} \quad (5-164)$$

式中： $V_{i,l-\frac{1}{2}}$ 、 $V_{j,l-\frac{1}{2}}$ 分别是子通道*i*、*j*中第*l*步长内冷却剂的轴向流速(m/s)； A_i 为子通道*i*的流通截面积(m²)。

上式的物理意义是：当净横流方向由子通道*i*流向子通道*j*时，子通道*i*内的冷却剂流速减小，而流速减小导致静压力回升，故 $\Delta p_{ij,l-\frac{1}{2}}$ 为负值；反之，当净横流由子通道*j*流向子通道*i*时，子通道*i*内的流量增多，流体加速，故静压力下降，即 $\Delta p_{ij,l-\frac{1}{2}}$ 为正值。

4. 横向动量守恒方程

相邻通道的横向压力梯度是横向流动的驱动力。由此可以写出子通道*i*第*l*步长内的横向动量方程为

$$p_{i,l} - p_{j,l} = c_{ij} \omega_{ij,l-\frac{1}{2}} |\omega_{ij,l-\frac{1}{2}}| \quad (5-165)$$

式中： $p_{i,l}$ 、 $p_{j,l}$ 分别为子通道*i*、*j*在第*l*步长出口处的压力(Pa)； $\omega_{ij,l-\frac{1}{2}}$ 为在*l*整个步长内子通道*i*的冷却剂向相邻的第*j*子通道的横流速度[kg/(m·s)]； c_{ij} 为第*l*步长内子通道*i*与*j*间的横流阻力系数，由实验测定，其值与棒束几何条件有关。

因为要计算的子通道共有*n*个，则共可列出4*n*个守恒方程。如果每一通道的每一计算步长进口处的物理量都已知，而出口处的未知量有4个，即冷却剂的轴向质量流密度、比焓、压力和横流量，这样，共有4*n*个未知量；但在堆芯出口处各子通道还有一个共同的未知量，即出口压力*p*₂：

$$p_{1,L} = p_{2,L} = \cdots = p_{i,L} = \cdots = p_{n,L} = p_2 \quad (5-166)$$

这样就多了一个未知量，因此，还需补充一个方程，这个方程可由进口处的边界条件给出，即热组件进口总流量应等于组件内各子通道流量之和：

$$W_{1,0} + W_{2,0} + \cdots + W_{i,0} + \cdots + W_{n,0} = W_1 \quad (5-167)$$

于是对于所计算的*n*个子通道，共有4*n*+1个未知量，对应的方程也有4*n*+1个，这样就可以解出所要求的各个未知量。

5.6.3 求解方法

采用两步法子通道模型求解的步骤大致如下:

(1) 第一步称为全堆性分析,通常以一个燃料组件为一个子通道,根据堆芯对称情况可以只计算全堆 1/4 或 1/8 的燃料组件。边界约束条件是堆芯所有子通道出口处的压力 p_2 相同、堆芯进口处冷却剂总流量 W_1 已知。

另外,各子通道在堆芯进口处的冷却剂流量分配或压力分布是未知的,而且各子通道的流量或压力是各不相同的。由于未知量太多,为了使问题能得到简化处理,计算时可先假设一组第一步长进口处流量分布或压力分布的初始值,然后对子通道再逐个步长进行求解,直至末一步长即堆芯出口处压力 p_2 相同为止。若得不到末一步长出口处 p_2 相同这个结论,则应重新假设一组进口初值再进行计算,如此重复多次直至堆芯出口处 p_2 相同时为止。在这种计算方法中,由于假设一组进口冷却剂流量时,各子通道进口处的压力、各子通道各步长中冷却剂的物性参数均为未知,因此在第一次迭代前,只能近似求出各子通道进口压力 p_1 。

假设各子通道在堆芯进口处的冷却剂进口流量值为 $W_{1,0}, W_{2,0}, \dots, W_{i,0}, \dots, W_{n,0}$,则在不考虑横向流动的近似条件下,通过求解下列方程组:

$$\begin{cases} p_{1,0} - p_2 = f_1 \frac{LW_{1,0}^2}{2\rho_1 A_1^3 D_{e,1}} + K_1 \frac{W_{1,0}^2}{2\rho_1 A_1^2} \\ p_{2,0} - p_2 = f_2 \frac{LW_{2,0}^2}{2\rho_2 A_2^3 D_{e,2}} + K_2 \frac{W_{2,0}^2}{2\rho_2 A_2^2} \\ \vdots \\ p_{n,0} - p_2 = f_n \frac{LW_{n,0}^2}{2\rho_n A_n^3 D_{e,n}} + K_n \frac{W_{n,0}^2}{2\rho_n A_n^2} \end{cases} \quad (5-168)$$

$$W_{1,0} + W_{2,0} + \dots + W_{i,0} + \dots + W_{n,0} = (1 - \xi_1)W_1 \quad (5-169)$$

可求得各子通道在堆芯进口处的压力 $p_{1,0}, p_{2,0}, \dots, p_{i,0}, \dots, p_{n,0}$ 和堆芯出口处压力 p_2 。式(5-168)中右端第一项表示摩擦压降,第二项表示形阻压降。 f_n 表示子通道 n 的摩擦系数; L 表示堆芯高度(m); K_n 表示子通道 n 中的形阻系数; ξ_1 表示旁流系数; W_1 表示冷却剂的总流量。

因此,当有 n 个子通道联立求解时,每个通道的进口压力以及共同的出口压力 p_2 是未知的,共有 $n+1$ 个未知量;同时式(5-168)和(5-169)共有 $n+1$ 个方程。所以方程可以根据边界约束条件进行反复迭代,最后求得所需的解。

在另一种情况下,当假设一组子通道进口压力 $p_{1,0}, p_{2,0}, \dots, p_{i,0}, \dots, p_{n,0}$ 时,应用方程组(5-168)及(5-169),可求出 $W_{1,0}, W_{2,0}, \dots, W_{i,0}, \dots, W_{n,0}$ 及 p_2 值。

(2) 确定了堆芯入口参数后(因为堆芯入口温度也是已知的),就可以对四个基本方程进行求解了。

一般先从解质量守恒方程做起,当计算子通道 i 的第一个步长时,第一次试算先假设横流量为零,这样可立即求出第一个步长出口处冷却剂流量, $W_{1,1}^{(1)}, W_{2,1}^{(1)}, \dots, W_{i,1}^{(1)}, \dots, W_{n,1}^{(1)}$; 第一个步长第二次计算时,可根据轴向动量守恒方程,求出第一个步长出口处冷却剂压力, $p_{1,1}^{(1)}, p_{2,1}^{(1)}, \dots, p_{i,1}^{(1)}, \dots, p_{n,1}^{(1)}$; 再根据横向动量守恒方程,由横向压力梯度来确定各相邻子通道间的横流速度 $\omega_{ij}^{(1)}$ 。把横流速度($\omega_{ij}^{(1)}$)代入质量守恒方程,重新计算第一个步长出口处的冷却剂流量,

$W_{1,1}^{(2)}, W_{2,1}^{(2)}, \dots, W_{i,1}^{(2)}, \dots, W_{n,1}^{(2)}$ 。

求出第一个步长出口冷却剂流量后,即可把它代入能量守恒方程,以求出第一步长出口处的冷却剂的比焓值 $h_{1,1}, h_{2,1}, \dots, h_{i,1}, \dots, h_{n,1}$ 。根据此比焓可以确定冷却剂的密度、粘性系数等物性参数,并代入轴向动量守恒方程重新计算第一步长出口处压力 $p_{1,1}, p_{2,1}, \dots, p_{i,1}, \dots, p_{n,1}$;再根据相邻子通道间的横向压力梯度由横向动量守恒方程求出横流速度的新值 ω_{ij} 。再由质量守恒方程重新求出第一步长出口处冷却剂流量 $W_{1,1}, W_{2,1}, \dots, W_{i,1}, \dots, W_{n,1}$ 。根据计算所要求的精度,在第一步长内对四个守恒方程反复迭代,直到满足要求为止。

(3) 计算得到第一步长出口处的参数之后,就以此作为第二步长的已知入口参数,重复上述计算,直到堆芯出口处的最后一步长。

在最后一步长出口处,检验各子通道出口压力是否都等于 p_2 。实际上,要达到压降完全平衡是困难的,通过迭代计算,总要存在一个误差。因此常用的收敛准则为

$$\left| \frac{p_{L,\max} - p_{L,\min}}{p_{L,\max} + p_{L,\min}} \right| \leq \varepsilon \quad (5-170)$$

式中 ε 为预先规定的误差控制值。规定的误差值大小和计算要求的精度有关,一般 $\varepsilon = 10^{-4} \sim 10^{-5}$ 。

如果不满足上述收敛准则,则需要对入口初值进行修正,然后再按前面介绍的方法从头开始计算。

(4) 为了加速收敛,可用逐次逼近法来选取横流速度。设第 m 次迭代的横流速度为 $\omega_{ij}^{(m)}$,第 $m-1$ 次和第 $m-2$ 次的横流速度分别为 $\omega_{ij}^{(m-1)}$ 和 $\omega_{ij}^{(m-2)}$,则

$$\omega_{ij}^{(m)} = \omega_{ij}^{(m-2)} + \alpha(\omega_{ij}^{(m-1)} - \omega_{ij}^{(m-2)}) \quad (5-171)$$

式中 α 为松弛因子,它的取法因不同的计算程序而异,常取为 0.5 或 0.6。

(5) 第二步是热通道分析。在全堆性分析找出最热组件后,把最热组件按各燃料元件棒划分子通道(例如像图 5-16 或图 5-17 那样),利用燃料组件的对称性,可取热组件横截面的 1/2、1/4 或 1/8 进行计算。分析的目标是求热组件中最热通道及燃料元件棒的最热点。

根据全堆性分析的结果,求解前已知的边界条件是:热组件进口处的工作压力 p_1 (由于每个燃料组件的横截面比较小,所以可以认为热组件进口处压力是一个常数 p_1)、热组件中冷却剂总流量 W_{hp} 、热组件四周边界上轴向计算点上的冷却剂焓和横流速度;未知的边界条件为出口处工作压力 p_2 、各子通道在进口处的冷却剂流量分配。

假定热组件共分成 k 个子通道。如果没有实测的各子通道进口冷却剂流量分配值,就只能先假设一组满足质量守恒方程的流量 $W_{1,0}, W_{2,0}, \dots, W_{k,0}$,即

$$W_{1,0} + W_{2,0} + \dots + W_{k,0} = W_{hp} \quad (5-172)$$

有了这个初值后,即可根据前面全堆性分析类似的方法求解,直到各子通道最后一个步长的出口压力收敛于 p_2 为止;否则需要新假设一组进口冷却剂的流量,反复迭代。

当各子通道的冷却剂热工参数求出后,随之就可以求出燃料元件的各温度值,在水堆中还可求出燃料元件表面的最小临界热流密度比(MDNBR)。在压水动力堆中,当热工参数一定时,用子通道模型计算较之用单通道模型计算,在燃料元件表面的 MDNBR 方面一般可挖掘 (5~10)% 的潜力。例如某压水动力堆的热工参数为:

热功率 N_t 为 106.3 万 kW,工作压力 p 为 15.288MPa,冷却剂平均质量流密度 G 为 $2.27 \times 10^3 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 。

用单通道模型计算:MDNBR 为 1.860;
用子通道模型计算:MDNBR 为 2.039;
两种不同的计算模型,MDNBR 的值相差 9.6%。

要进行子通道分析,必须知道堆芯功率的三维分布,尤其是热组件内各子通道的精确的功率分布,还要知道堆芯下腔室的冷却剂流量分布、相邻子通道流体间的湍流交混流量 M_j 以及相邻子通道间流体的横流阻力系数 c_{θ} 。后面这三项数据只能依靠实验测得。如果没有上述几方面的精确数据,子通道分析就难以进行。因此一方面必须积极进行测定这些数据的热工水力实验,另一方面还应发展数学处理方法。只有这样,才能使堆的热工计算既迅速而又精确,从而保证在安全的前提下充分挖掘堆的经济潜力。

思 考 题

- 5-1 试述稳态堆芯热工设计准则。
- 5-2 在压水动力堆的稳态额定工况热工分析中,燃料元件表面的 MDNBR 与燃料元件的最高中心温度应如何匹配?
- 5-3 怎样确定燃料元件芯块与包壳间的气隙尺寸?
- 5-4 何谓热通道?何谓热点?热点不在热管内时,在单通道模型热工分析中应计算哪些燃料元件冷却通道?
- 5-5 在反应堆运行寿期中,有哪些变化因素须要在热工计算中加以考虑?
- 5-6 如何提高反应堆回路中的自然循环能力?
- 5-7 在堆芯核燃料装载量一定的情况下,燃料棒尺寸的确定应考虑哪些因素?
- 5-8 确定反应堆冷却剂的工作压力时应从哪些方面考虑?
- 5-9 在选定反应堆冷却剂进、出口温度或流量时应考虑哪些因素?
- 5-10 在控制棒的热工水力设计中应考虑哪些要求?

习 题

- 5-1 已知反应堆的棒状元件包壳外径的名义尺寸为 $1.5263 \times 10^{-2} \text{m}$,对已加工的一批元件样品进行检验,给出下列统计分布。试求对应于极限误差的燃料元件棒的直径。

组的序号	组内的平均直径/ $(\times 10^{-2} \text{m})$	每组元件的数目
1	1.5213	4
2	1.5225	87
3	1.5238	302
4	1.5252	489
5	1.5263	1013
6	1.5276	501
7	1.5289	296
8	1.5302	97
9	1.5327	11

- 5-2 已知某压水反应堆燃料元件的两种子通道,无冷壁的冷却通道的当量直径 D_e 为

$12.5273 \times 10^{-3} \text{ m}$, 有冷壁的冷却通道的热周当量直径 D_h 为 $16.70 \times 10^{-3} \text{ m}$; 又已知两种通道的热工参数 $p, G, x_e, h_{f, \text{in}}$ 相同, 即 $p = 15.19 \text{ MPa}$, $G = 9.8 \times 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{h})$, 以及 $x_e = -0.1645$ 。试用 W-3 公式计算有冷壁和无冷壁两种子通道的 q_{DBN} 比值。

- 5-3 如图 5-19 所示的反应堆回路, 试证明当主循环泵停止转动时系统的自然循环驱动压头为

$$\Delta p_d = (\rho_1 - \rho_2)gL$$

式中 ρ_1, ρ_2 分别为流进、流出反应堆冷却剂的密度。设 ρ 随温度的变化是线性的; L 为反应堆半高度处至蒸汽发生器半高度处的距离。

- 5-4 如图 5-20 所示的板状燃料元件组件, 若要求两个侧边冷却通道的流量为中央通道的一半, 当只考虑沿程摩擦阻力的情况下, 两个侧边通道的宽度与中央各通道的宽度的比是多少? 若各板状元件释热率分布相同, 哪个位置的元件壁面温度较高? 设已知沿程摩擦阻力系数 $f = aRe^{-0.2}$ 。

- 5-5 已知压水反应堆的热功率 $N_t = 272.727$

万 kW; 燃料元件包壳外径 $d_o = 10 \times 10^{-3} \text{ m}$, 包壳内径 $d_i = 8.6 \times 10^{-3} \text{ m}$, 芯块直径 $d_c = 8.43 \times 10^{-3} \text{ m}$; 燃料组件采用 15×15 正方形排列, 每个组件内有 20 个控制棒套管和 1 个中子通道测量管; 燃料棒中心间距 $P = 13.3 \times 10^{-3} \text{ m}$, 组件间水隙 $\delta_w = 1 \times 10^{-3} \text{ m}$ 。系统工作压力 $p = 15.48 \text{ MPa}$, 冷却剂平均温度 $\bar{t}_R = 302^\circ \text{C}$, 堆芯冷却剂平均温升 $\Delta t = 39.64^\circ \text{C}$; 冷却剂旁流系数 $\xi_s = 9\%$; 堆芯下腔室流量不均匀系数 $\delta = 0.05$, 燃料元件包壳外表面平均热流密度 $\bar{q} = 652760 \text{ W}/\text{m}^2$, $F_q^N = 2.3$, $F_R^N = 1.483$, $F_{\Delta t}^R = 1.08$, $F_q^R = 1.03$; 又设在燃料元件内释热份额占总释热量的 97.4%; 堆芯高度取 $L = 3.29 \text{ m}$; 并近似认为燃料元件表面最大热流密度、元件表面最高温度和元件中心最高温度都发生在元件半高度处; 已知元件包壳的热导率 $\kappa_c = 0.00547(1.8t_{c, \text{in}} + 32) + 13.8 [\text{W}/(\text{m} \cdot ^\circ \text{C})]$ 。试用单通道模型求燃料元件中心温度。

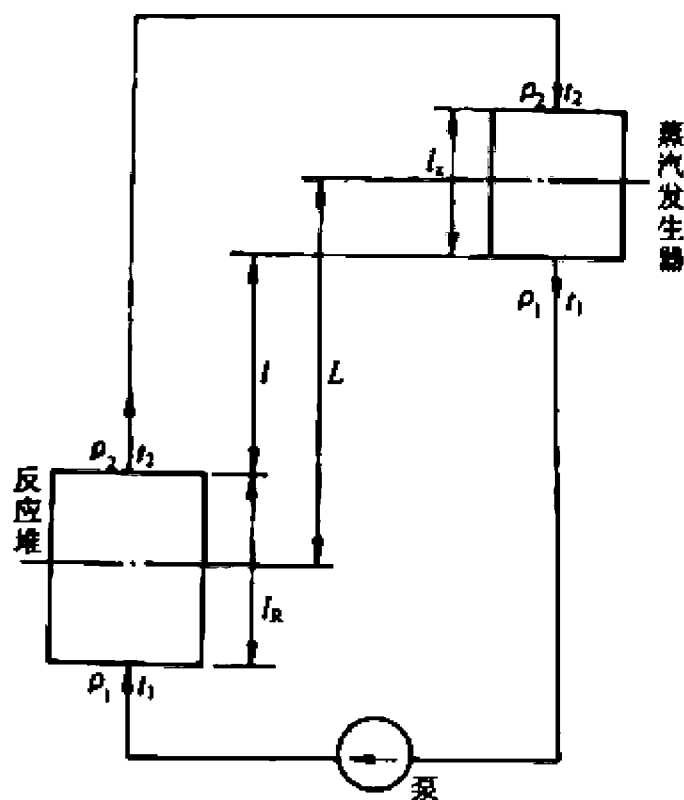


图 5-19 反应堆一回路示意图

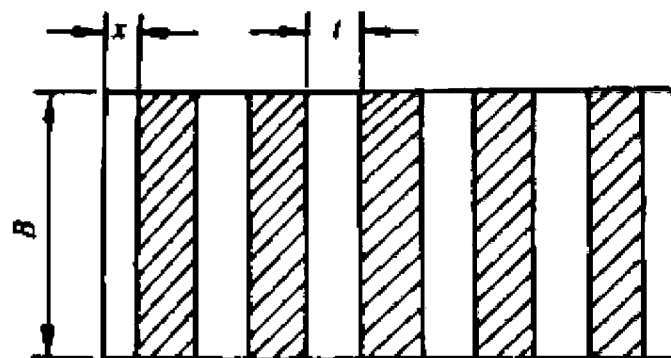


图 5-20 板状燃料组件横剖面图

参考文献

- [1] 中华人民共和国核工业部, 压水核电厂设计准则, EJ310~345-88, 1988
[2] 任功祖, 动力反应堆热工水力分析, 北京: 原子能出版社, 1982

- [3] 汤烺孙, J. 韦斯曼. 压水反应堆热工分析. 袁乃驹等译. 北京: 原子能出版社, 1983
- [4] H. C. Yeh, L. S. Tong. Potential Flow Theory of a Pressurized Water Reactor. Proc. Conf. Mathematical Models and Computational Techniques for Analyses of Nuclear Systems, Ann Arbor, Michigan, CONF-730414-PI, U. S. Atomic Energy Commission, Washington, D. C. 1973
- [5] H. C. Yeh, "Methods of Solving the Potential Field in Complicated Geometries and the Potential Flow in the Lower Plenum of a Pressurized Water Reactor," Nucl. Eng. Des. , 1975, 32, 85
- [6] G. Hetsroni, "Use of Hydraulic Models in Nuclear Reactor Design," Nucl. Sci. Eng. , 1976, 28, 1
- [7] E. U. Khan. Nucl. Technol. 1972, 16, 479
- [8] L. S. Tong. Boiling Crisis and Critical Flux. TID-25887, 1972
- [9] L. S. Tong. High Pressure Rod Bundle DNB Data with Axially Non-uniform Heat Flux. Nucl. Eng. Des. , 1974, 31, 1
- [10] L. S. Tong. et al. Influence of Axially Non-Uniform Heat Flux on DNB. Chem. Eng. Prog. Symp. 1996, 62, 64, 35
- [11] H. Fenech, Heat Transfer and Fluid Flow in Nuclear System. New York: Pargamon Press, 1981
- [12] 汤烺孙. 轻水堆设计改进原理. 邵向业, 王皎, 丁虎等译. 北京: 原子能出版社, 1992
- [13] L. S. Tong. Nuclear Engineering and Design. 1964, (21)2, 279~301
- [14] 赵兆颐, 朱瑞安. 反应堆热工流体力学. 北京: 清华大学出版社, 1992
- [15] 陈学俊等. 气液两相流与传热基础. 北京: 科学出版社, 1995
- [16] 邬国伟. 核反应堆工程设计. 北京: 原子能出版社, 1997
- [17] 于平安, 朱瑞安, 喻真烷, 孙启才. 核反应堆热工分析. 修订版. 北京: 原子能出版社, 1986
- [18] Jedruch J. Nuclear Engineering Data Base, Standard and Numerical Analysis. New York, Van Nostrand Reinhold Company Inc. , 1985

第 6 章 堆芯瞬态热工分析

6.1 燃料元件瞬态过程温度场分析

6.1.1 导热微分方程及其边界条件

在反应堆运行过程中,燃料元件要经受许多运行瞬态和可能发生的事事故过程的考验。为了论证燃料元件在这些过程中的可靠性,必须分析它的温度场随时间的变化。

温度场随时间的变化可由导热微分方程解出。方程的一般形式如下:

$$\rho c_p \frac{\partial t}{\partial \tau} = \nabla \cdot \kappa \nabla t + q_v \quad (6-1)$$

对于棒状燃料元件,通常假定导热是轴对称的。即假定棒的材料是均匀的,棒周围的换热系数相等。采用柱坐标,棒状元件的导热微分方程为

$$c_u \rho_u \frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\kappa_u r \frac{\partial t}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa_u \frac{\partial t}{\partial z} \right) + q_v \quad (6-2)$$

式中脚标 u 表示铀芯,在使用二氧化铀时,铀芯的热导率 κ_u ,随温度有明显的变化。式(6-2)中轴向导热常可忽略。

包壳温度变化的幅度小,可以把它的热导率看做常数,并可忽略其内热源。这样,包壳的导热微分方程可写成

$$c_c \rho_c \frac{\partial t}{\partial \tau} = \kappa_c \left(\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial t}{\partial r} \right) \quad (6-3)$$

如果包壳外表面发生了明显的锆水反应,则反应生成的热量应该反映在等效的热源项中。

以上两个方程的边界条件是:

(1) 包壳外表面上的换热条件:

$$-\kappa_c \frac{\partial t}{\partial r} \Big|_{r=r_a} = h_t(t_{\infty} - t_t) + q_R \quad (6-4)$$

(2) 铀芯和包壳的连续性条件:

$$-\kappa_c \frac{\partial t}{\partial r} \Big|_{r=r_a} = q(r_a, \tau) = h_g(t_u - t_a) \quad (6-5)$$

$$-\kappa_c \frac{\partial t}{\partial r} \Big|_{r=r_u} = q(r_u, \tau) = \frac{r_a}{r_u} q(r_a, \tau) \quad (6-6)$$

(3) 轴对称条件:

$$\frac{\partial t}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0 \quad (6-7)$$

式中: h_t 是包壳表面的换热系数; h_g 是铀芯与包壳之间的间隙等效换热系数; q_R 是辐射热流密

度,当燃料元件表面温度很高时要考虑这一项; r_u 、 r_o 和 r_m 分别为铀芯、包壳内表面和外表面的半径; t_u 、 t_o 、 t_m 和 t_f 分别为铀芯表面、包壳内表面和外表面以及冷却剂的温度。

上述方程一般用差分法求数值解。在某些特定的情况下,对问题进行简化处理之后,也可以得到近似的解析解。下面介绍一种近似解析解法,然后再对差分法进行讨论。

6.1.2 集中参数解法

在集中参数法中,不考虑有关参数随空间的变化,如芯块和包壳的热阻和热容量是按它们对时间和空间的平均状态计算的,每个量被集中在实际物体的中心。如果假设燃料的热导率和单位体积释热率都是常数,则稳态时燃料芯块中的温度分布如下:

$$t(r) - t_u = \frac{q_v r_u^2}{4\kappa_u} \left[1 - \left(\frac{r}{r_u} \right)^2 \right] \quad (6-8)$$

假设在瞬态过程中燃料芯块的温度分布保持式(6-8)给出的函数关系。为了求出集中参数的微分方程,对方程(6-2)在截面上进行积分。其中方程左边的积分为

$$\int_0^{r_u} c_u \rho_u \frac{\partial t(r, \tau)}{\partial \tau} \cdot 2\pi r dr = c_1 \frac{dt_1}{d\tau} \quad (6-9)$$

式中 c_1 为单位长度燃料芯块的热容[J/(m·℃)]

$$c_1 = \pi r_u^2 c_u \rho_u$$

t_1 为燃料芯块的平均温度,

$$t_1 = \frac{\int_0^{r_u} t(r, \tau) \cdot 2\pi r dr}{\pi r_u^2}$$

方程(6-2)右边第一、二项积分的物理意义是导入或导出的热量。若忽略轴向导热,则积分后可写成下列集中参数的形式:

$$\begin{aligned} \frac{t_1 - t_u}{R'_1} &= - \int_0^{r_u} \frac{\kappa_u}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial t}{\partial r} \right) \cdot 2\pi r dr \\ &= 2\pi \kappa_u \left(r \frac{\partial t}{\partial r} \right) \Big|_{r=r_u} \end{aligned} \quad (6-10)$$

使用式(6-9)引出的平均温度 t_1 的定义,可以从式(6-10)导出等效热阻 R'_1 的表达式:

$$R'_1 = - \frac{1}{\pi r_u^2} \int_0^{r_u} (t - t_u) 2\pi r dr / 2\pi \kappa_u \left(r \frac{dt}{dr} \right) \Big|_{r=r_u} \quad (6-11)$$

将式(6-8)代入上式进行积分,可得

$$R'_1 = \frac{1}{8\pi \kappa_u} \quad (6-12)$$

若考虑铀芯与包壳之间的接触热阻,则铀芯与包壳之间的等效总热阻为

$$R_1 = \frac{1}{8\pi \kappa_u} + \frac{1}{2\pi r_u h_s} \quad (6-13)$$

该热阻对应的传热温差为 $(t_1 - t_2)$,其中 t_2 为包壳平均温度。方程(6-2)右边热源项积分为

$$\int_0^{r_u} q_v \cdot 2\pi r dr = q_v \cdot \pi r_u^2 = q_1 \quad (6-14)$$

这样,铀芯的集中参数导热微分方程为

$$c_1 \frac{dt_1}{d\tau} + \frac{t_1 - t_2}{R_1} = q_1 \quad (6-15)$$

按照类似的方法可以导出包壳的导热微分方程:

$$\frac{t_1 - t_2}{R_1} = c_2 \frac{dt_2}{d\tau} + \frac{t_2 - t_f}{R_2} \quad (6-16)$$

式中 c_2 为单位长度包壳的热容 [$\text{J}/(\text{m} \cdot ^\circ\text{C})$], $c_2 = 2\pi r_c \delta c_c \rho_c$, r_c 和 δ 分别为包壳内外半径的平均值和厚度; R_2 为包壳与冷却剂之间的传热热阻, 若忽略包壳本身的热阻, 则 $R_2 = \frac{1}{2\pi r_{ca} h_f}$ ($\text{m} \cdot ^\circ\text{C}/\text{W}$), 其中 h_f 为冷却剂换热系数; t_f 为冷却剂的温度。

作为一个例子, 我们用方程(6-15)和(6-16)来求主泵断电事故中包壳温度和铀芯平均温度随时间的变化。这时可做三点简化: ①泵断电后系统压力并无显著变化, 冷却剂温度也大致保持不变; ②泵断电后由于冷却剂流量减少, 冷却剂发生膜态沸腾传热; ③从泵断电时刻起到实现有效停堆之间的时间间隔为 τ_1 , 在 τ_1 之前, 堆芯功率保持事故前的数值; 在 τ_1 之后, 堆芯衰变热功率为常数。由于包壳最高温度通常出现在断电 10s 以内, 在这样短的时间内假设衰变热功率为常数不会带来很大误差。上述假设可以归纳为:

当 $\tau \leq 0$: $q_1 = q_1(0)$, $R_2 = R_{2,0}$;

当 $0 < \tau \leq \tau_1$: $q_1 = q_1(0)$, $R_2 = R_{2,f}$;

当 $\tau \leq \tau_1$: $q_1 = \beta q_1(0)$, $R_2 = R_{2,f}$ 。

利用 t_f 为常数这一条件, 可以由方程(6-16)解出 t_2 , 并对 t_1 求导得出 $dt_1/d\tau$ 。然后代入方程(6-15), 即可把方程改写成

$$q_1 = c_1 c_2 R_1 \frac{d^2 \theta}{d\tau^2} + \left(c_1 + c_2 + c_1 \frac{R_1}{R_2} \right) \frac{d\theta}{d\tau} + \frac{\theta}{R_2} \quad (6-17)$$

$$\theta = t_2 - t_f$$

为了求解方程(6-17), 进行拉普拉斯变换, 可以得到:

$$\frac{q_1}{s} [1 - (1 - \beta) \exp(\tau_1 s)] = c_1 c_2 R_1 \left[\bar{\theta} s^2 - \theta(0) s - \frac{d\theta(0)}{d\tau} \right] + \left(c_1 + c_2 + c_1 \frac{R_1}{R_2} \right) [\bar{\theta} s - \theta(0)] + \frac{\bar{\theta}}{R_2} \quad (6-18)$$

其中 $\bar{\theta}$ 表示 θ 的拉普拉斯变换。 $\theta(0)$ 值由下式给出:

$$\theta(0) = q_1(0) R_{2,0} \quad (6-19)$$

而 $d\theta(0)/d\tau$ 由关系式

$$t_1(0) = q_1(0) (R_1 + R_{2,0}) + t_f \quad (6-20)$$

和方程(6-16)给出。把式(6-19)和(6-20)的值代入式(6-18)后进行反变换, 则可得作为时间函数的 θ 。

[例题 6-1] 燃料元件铀芯半径 4.18mm, 包壳外表面半径 4.75mm, 厚度 0.57mm, 铀芯与包壳间等效换热系数 $h_k = 5.7 \times 10^3 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$, 在正常工况下冷却剂的强迫对流换热系数 $h_f = 4.1 \times 10^4 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ 。停泵事故发生前, 燃料元件的线功率为 $q_1(0) = 42 \text{ kW}/\text{m}$, 假设事故发生后, 燃料棒表面立即出现膜态沸腾传热, 换热系数降到 $h_{c,f} = 5 \times 10^3 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$, 在事故发生后 3s 实现有效停堆, 元件线功率降到正常工况下的 15%, 试求出事故中包壳温度随时间的变化。

解 燃料棒和包壳的物性经查表得出如下:

$$\rho_u = 10.5 \times 10^3 \text{ kg/m}^3 \quad \kappa_u = 4.3 \text{ W/(m} \cdot ^\circ\text{C)} \quad c_u = 320 \text{ J/(kg} \cdot ^\circ\text{C)};$$

$$\rho_c = 6.57 \times 10^3 \text{ kg/m}^3 \quad \kappa_c = 13 \text{ W/(m} \cdot ^\circ\text{C)} \quad c_c = 340 \text{ J/(kg} \cdot ^\circ\text{C)}.$$

根据题目给出的数据,可计算出:

$$c_1 = \pi r_u^2 c_u \rho_u = \pi (4.18 \times 10^{-3})^2 \times 320 \times 10.5 \times 10^3 = 184.4 \text{ J/(m} \cdot ^\circ\text{C)}$$

若取 $r_c \approx r_u$, 则可得

$$c_2 = 2\pi r_c \delta c_c \rho_c = 2\pi \times 4.75 \times 0.57 \times 10^6 \times 340 \times 6.57 \times 10^3 = 38 \text{ J/(m} \cdot ^\circ\text{C)}$$

$$R_1 = \frac{1}{8\pi\kappa_u} + \frac{1}{2\pi r_u h_g} = \frac{1}{8\pi \times 4.3} + \frac{1}{2\pi \times 4.18 \times 10^{-3} \times 5.7 \times 10^3}$$

$$= 9.25 \times 10^{-3} + 6.68 \times 10^{-3} = 15.93 \times 10^{-3} \text{ m} \cdot ^\circ\text{C/W}$$

$$R_{2,o} = \frac{1}{2\pi r_c h_f} = \frac{1}{2\pi \times 4.75 \times 10^{-3} \times 4.1 \times 10^4} = 8.17 \times 10^{-4} \text{ m} \cdot ^\circ\text{C/W}$$

$$R_{2,i} = \frac{1}{2\pi r_c h_{c,i}} = \frac{1}{2\pi \times 4.75 \times 10^{-3} \times 5 \times 10^{-3}} = 6.7 \times 10^{-3} \text{ m} \cdot ^\circ\text{C/W}$$

根据式(6-19),

$$\theta(0) = q_1(0) \cdot R_{2,o} = 42 \times 10^3 \times 8.17 \times 10^{-4} = 34.3^\circ\text{C}$$

根据式(6-20),

$$t_1(0) - t_f = q_1(0)(R_1 + R_{2,o}) = 42 \times 10^3 \times (15.93 + 0.817) = 703.3^\circ\text{C}$$

由方程(6-16),

$$\frac{d\theta(0)}{d\tau} = \frac{1}{c_2} \left(\frac{t_1 - t_f}{R_1} - \frac{\theta}{R_1} - \frac{\theta}{R_{2,i}} \right) = \frac{1}{38} \left(\frac{703.3}{15.93 \times 10^{-3}} - \frac{34.3}{15.93 \times 10^{-3}} - \frac{34.3}{6.7 \times 10^{-3}} \right)$$

$$= 970.4^\circ\text{C/s}$$

将上述数据代入式(6-18),

$$\frac{q_1(0)}{s} [1 - (1 - \beta) \exp(\tau_1 s)] = 184.4 \times 38 \times 15.93 \times 10^{-3} (\theta_s^2 - 34.3s - 970.4)$$

$$+ \left(184.4 + 38 + 184.4 \times \frac{15.93 \times 10^{-3}}{6.7 \times 10^{-3}} \right) (\theta_s - 34.3) + \frac{\theta}{6.7 \times 10^{-3}}$$

$$= \theta(111.6s^2 + 660.8s + 149) - 3829s - 1.31 \times 10^5$$

$$= 111.6\theta(s + 5.69)(s + 0.235) - 3829s - 1.31 \times 10^5$$

因此

$$\theta = \frac{q_1(0)}{111.6s(s + 5.69)(s + 0.235)} - \frac{q_1(0)(1 - \beta)e^{(\tau_1 s)}}{111.6s(s + 5.69)(s + 0.235)}$$

$$+ \frac{34.3s}{(s + 5.69)(s + 0.235)} + \frac{1.17 \times 10^3}{(s + 5.69)(s + 0.235)}$$

进行反拉普拉斯变换,整理后可得:

当 $0 < r \leq r_1$ 时,

$$\theta = 281.6 - 166.6e^{-5.69r} - 80.58e^{-0.235r}$$

当 $r > r_1$ 时,

$$\theta = 42.1 - e^{-5.69r}(166.6 + 10.32e^{5.69r_1}) - e^{-0.235r}(80.58 - 249.8e^{0.235r_1})$$

得出的包壳平均温度与冷却剂之间的温差 θ 随时间的变化如图 6-1 所示。由于换热系数降

低,开始时包壳温度剧增,在 τ_1 时刻之后,由于实现了有效停堆,包壳温度降低,由图还可以看出,停堆时刻 τ_1 越推迟,则包壳温度升得越高,但由于燃料芯块内部热阻和接触热阻比较大,所以包壳最高温度只达到 281.6°C 。当然,这一温度与膜态沸腾换热系数的大小有关,该换热系数越小,表面温度升得越高。

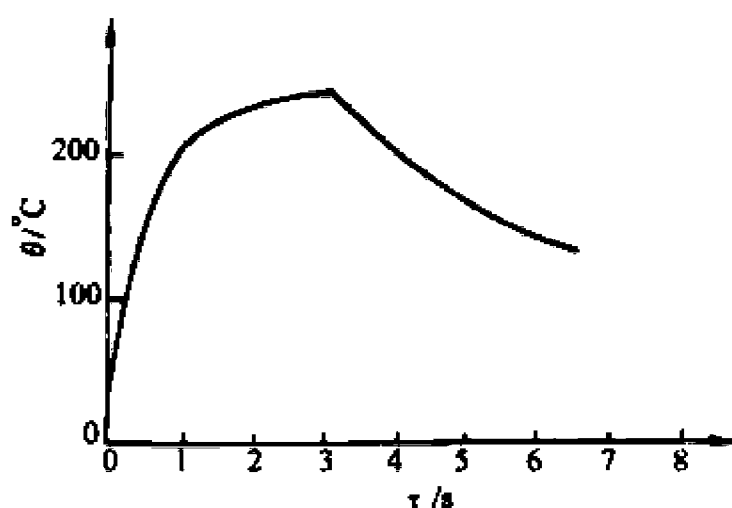


图 6-1 冷却剂泵断电事故后包壳温度的变化

6.1.3 差分解法

各种解析解法都要做许多简化,这必然会带来较大的误差。在一般情况下,瞬态导热微分方程只能用数值方法求解,常用的方法是有限差分法。图 6-2 给出了棒状燃料元件径向和轴向的节点划分格式。使用一般的差分格式:

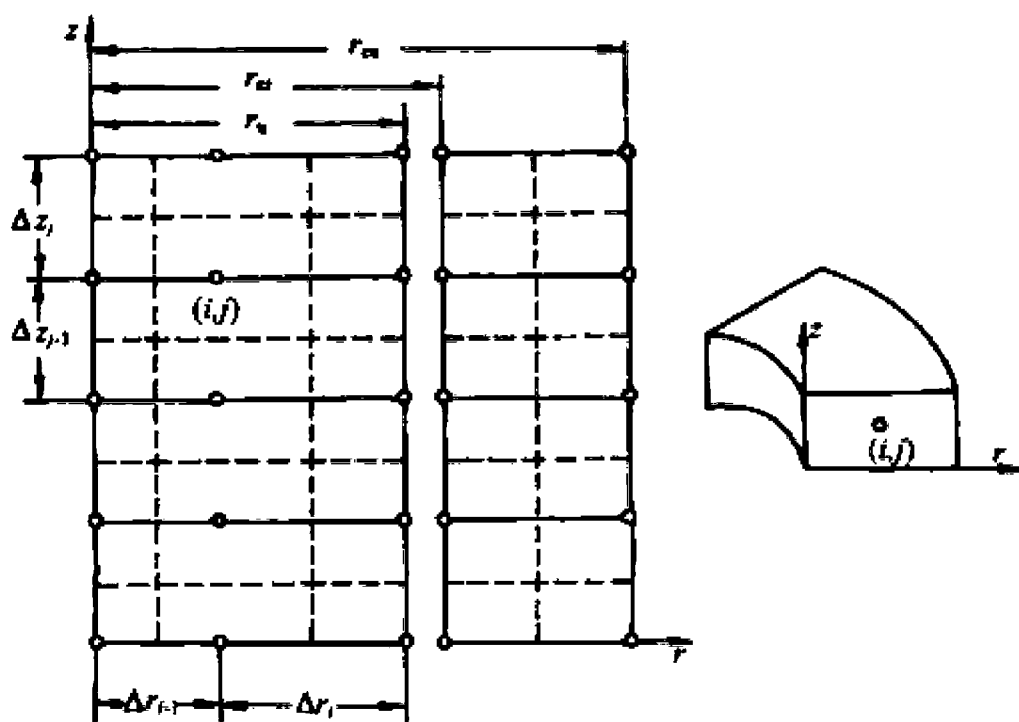


图 6-2 燃料棒导热节点的划分

$$r_{i+\frac{1}{2}} = \frac{1}{2}(r_i + r_{i+1})$$

$$\left(\kappa \frac{\partial t}{\partial r} \right) \Big|_{r_{i+\frac{1}{2}}} = r_{i+\frac{1}{2}} \kappa_{i+\frac{1}{2}} \left(\frac{t_{i+1} - t_i}{r_{i+1} - r_i} \right) + o(\Delta r^2) \quad (6-21)$$

$$\left(\kappa \frac{\partial t}{\partial r} \right) \Big|_{r_{i-\frac{1}{2}}} = r_{i-\frac{1}{2}} \kappa_{i-\frac{1}{2}} \left(\frac{t_i - t_{i-1}}{r_i - r_{i-1}} \right) + o(\Delta r^2) \quad (6-22)$$

对于包壳内部节点 r_i ,

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r} \left(\kappa \frac{\partial t}{\partial r} \right) \Big|_{r_i} &= \frac{1}{\Delta r_i} \left[\left(\kappa \frac{\partial t}{\partial r} \right) \Big|_{r_{i+\frac{1}{2}}} - \left(\kappa \frac{\partial t}{\partial r} \right) \Big|_{r_{i-\frac{1}{2}}} \right] + o(\Delta r) \\ &= \frac{1}{\Delta r_i} \left[\frac{r_{i+\frac{1}{2}} \kappa_{i+\frac{1}{2}} (t_{i+1} - t_i)}{r_{i+1} - r_i} - \frac{r_{i-\frac{1}{2}} \kappa_{i-\frac{1}{2}} (t_i - t_{i-1})}{r_i - r_{i-1}} \right] + o(\Delta r) \end{aligned} \quad (6-23)$$

式中

$$\Delta r_i = r_{i+\frac{1}{2}} - r_{i-\frac{1}{2}}$$

类似地可以写出轴向差分:

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial z}\left(\kappa \frac{\partial t}{\partial z}\right)\bigg|_{z_j} &= \frac{1}{\Delta z_j}\left[\left(\kappa \frac{\partial t}{\partial z}\right)\bigg|_{z_{j+\frac{1}{2}}} - \left(\kappa \frac{\partial t}{\partial z}\right)\bigg|_{z_{j-\frac{1}{2}}}\right] + o(\Delta z) \\ &= \frac{1}{\Delta z_j}\left[\frac{\kappa_{j+\frac{1}{2}}(t_{j+1} - t_j)}{z_{j+1} - z_j} - \frac{\kappa_{j-\frac{1}{2}}(t_j - t_{j-1})}{z_j - z_{j-1}}\right] + o(\Delta z)\end{aligned}\quad (6-24)$$

时间项的差分为

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{t_{i,j}^{n+1} - t_{i,j}^n}{\Delta \tau} + o(\Delta \tau^2) \quad (6-25)$$

式中 t 的上标 n 为时间节点的编号。将导热微分方程(6-2)逐项差分化,两边同乘以 $2\pi r_{i,j} \Delta r_i \Delta z_j$,可以得到如下形式的差分方程:

$$V_{i,j} \rho_{i,j}^* c_{p,i,j}^* \frac{t_{i,j}^{n+1} - t_{i,j}^n}{\Delta \tau} = q_{i,j}^n + \frac{t_{i+1,j}^n - t_{i,j}^n}{R_{i+\frac{1}{2},j}} - \frac{t_{i,j}^n - t_{i-1,j}^n}{R_{i-\frac{1}{2},j}} + \frac{t_{i,j+1}^n - t_{i,j}^n}{R_{i,j+\frac{1}{2}}} - \frac{t_{i,j}^n - t_{i,j-1}^n}{R_{i,j-\frac{1}{2}}} \quad (6-26)$$

式中: $V_{i,j}$ 为体积元 (i,j) 的体积, $V_{i,j} = 2\pi r_{i,j} \Delta r_i \Delta z_j$; $q_{i,j}^n$ 为体积元 (i,j) 的释热率, $q_{i,j} = 2\pi r_{i,j} \Delta r_i \Delta z_j q_{w,i,j}^n$; $R_{i+\frac{1}{2},j}$ 为 (i,j) 区和 $(i+1,j)$ 区之间的热阻, $R_{i+\frac{1}{2},j}$ 的数值按下式计算:

$$R_{i+\frac{1}{2},j} = \frac{r_{i+1} - r_i}{\kappa_{i+\frac{1}{2},j} A_{i+\frac{1}{2},j}} \quad (6-27)$$

式中: $\kappa_{i+\frac{1}{2},j}$ 为 (i,j) 区和 $(i+1,j)$ 区平均温度下的热导率; $A_{i+\frac{1}{2},j}$ 为 (i,j) 区和 $(i+1,j)$ 区之间的传热面积。

$R_{i-\frac{1}{2},j}$, $R_{i,j+\frac{1}{2}}$, $R_{i,j-\frac{1}{2}}$ 的含意可以与 $R_{i+\frac{1}{2},j}$ 类比而得出。对于与包壳接触的体积元可以写出

$$R_{i+\frac{1}{2},j} = \frac{1}{h_g A_{i+\frac{1}{2},j}} \quad (6-28)$$

方程(6-26)是显式差分格式,新时刻 $(n+1)$ 节点的温度可以由 n 时刻的条件直接算出。这种方法计算简单,但是如果所选的时间步长太大,容易产生数值不稳定性。为了保证稳定,对于径向导热,时间步长要满足下列要求:

$$\Delta \tau_i \leq \frac{V_{i,j} \rho_{i,j}^* c_{p,i,j}^* (R_{i+\frac{1}{2},j})(R_{i-\frac{1}{2},j})}{R_{i+\frac{1}{2},j} + R_{i-\frac{1}{2},j}} \quad (6-29)$$

要采用各种体积元确定的 $\Delta \tau_i$ 中的最小值。

为了避免显式解法对时间步长的严格限制和计算过程中形成的误差积累,可以使用隐式差分格式,对于棒状燃料元件,通常只需要对径向用隐式差分,而对轴向仍可用显式差分。这种差分方程如下:

$$V_{i,j} \rho_{i,j}^{n+\frac{1}{2}} c_{p,i,j}^{n+\frac{1}{2}} \frac{t_{i,j}^{n+1} - t_{i,j}^n}{\Delta \tau} = q_{i,j}^{n+1} + \frac{t_{i+1,j}^{n+1} - t_{i,j}^{n+1}}{R_{i+\frac{1}{2},j}} - \frac{t_{i,j}^{n+1} - t_{i-1,j}^{n+1}}{R_{i-\frac{1}{2},j}} + \frac{t_{i,j+1}^n - t_{i,j}^n}{R_{i,j+\frac{1}{2}}} - \frac{t_{i,j}^n - t_{i,j-1}^n}{R_{i,j-\frac{1}{2}}} \quad (6-30)$$

对于每一个 z 值,径向每排节点导出的方程组成一个线性方程组,这个方程组形成一个三对角系数矩阵,可以用 Gauss 消去法求解。求解开始时,可以假设密度和比热等于前一时刻的值。如果它们随温度变化很大,则要进行修正。

虽然隐式解法排除了对选择 $\Delta \tau$ 的限制,但采用大的 $\Delta \tau$ 会增加离散误差,离散误差是 $o[\Delta \tau, (\Delta r)^2]$ 。

上面介绍的有限差分方程也可以用于计算包壳温度,此时要采用包壳的物性,并在各内部节点取 $q_{i,j}$ 等于零,在最外面的节点令 $q_{i,j}$ 等于体积元内锆水反应的释热率。对邻接燃料芯块

的节点用间隙等效传热系数确定 $R_{i-\frac{1}{2},j}$, 对邻接冷却剂的节点用对流换热系数确定 $R_{i+\frac{1}{2},j}$ 。

6.2 守恒方程

6.2.1 系统瞬态分析的数学模型

目前已开发研制出许多供分析反应堆各种瞬态过程用的计算机程序。瞬态分析的目的在于揭示和预计反应堆瞬态工况, 尤其是各种事故工况的演变过程, 审查关键参数的变化幅度是否符合安全准则。对瞬态过程的全面分析, 需要用到反应堆冷却剂系统热工水力分析程序(简称系统分析程序)、堆芯子通道分析程序及燃料元件行为分析程序等。为了估算热工瞬态与核反应过程之间的相互作用, 还需要用到反应堆物理-热工耦合程序。本节重点介绍热工系统瞬态分析的数学模型。系统分析研究的对象主要是反应堆和一回路系统冷却剂参数和工况随时间的变化, 研究范围有时也涉及到二回路。在系统瞬态分析计算机程序中, 由于计算机容量和计算机时间的限制, 堆芯只采用较简单的模型。堆芯瞬态过程的详细分析要在系统分析结果的基础上用子通道分析程序来进行。

流体的质量守恒、动量守恒和能量守恒方程是冷却剂系统分析程序的基础。为了求解这些方程, 还需要配上适当的结构关系式。在轻水堆瞬态和事故过程中, 冷却剂可能处于两相状态。汽液两相流的热工水力过程是非常复杂的, 计算机程序中采用什么模型来模拟两相流, 对程序的精度、描述瞬态过程的能力和求解的难易程度有很大的影响。可采用的两相流数学模型主要有均匀流模型、两流体模型、漂移流密度模型和混合物模型等。这些模型各有其特点和使用场合。

均匀流模型是根据汽液两相介质流速相等、且处于平衡态的假设建立起来的。它的守恒方程形式上与单相流相同, 只是其参数使用两相流的平均值, 并在结构关系式中反映两相流的特征。这种数学模型求解简单, 对于流速较高或两相介质均匀混合的情况(例如泡状流或雾状流), 精度可以满足要求。但是由于这种模型回避了两相介质之间的相互作用, 因而对于两相介质非均匀混合或处于非平衡态的情况误差较大。为了弥补其不足, 对于临界喷放、大空间的汽液分层等均匀流所不能描述的工况, 常使用专门的结构关系式加以补充, 但这种处理方法增加了该模型的局限性。

两流体模型相对而言是比较完善的两相流数学模型。它对汽相和液相分别列出质量、动量和能量守恒方程, 并且考虑了汽、液两相间的质量、动量和能量交换, 可以较真实地反映各种物理现象的内在机理实际过程。所以从原则上说, 这种模型可以描述两相流的各种复杂现象, 例如冷却剂在反应堆下腔室中的流动、汽液逆向流动和堆芯失水后再淹没期间复杂的热工水力过程。但是由于场方程(即守恒方程)的数目很多, 还要补充许多结构关系式, 所以求解困难, 运算量大。此外, 由于对某些过程, 特别是两相界面处的相互作用还了解得很不够, 因而有些结构关系式难以建立得很准确, 从而使这种完善的数学模型计算精度受到影响。

漂移流密度模型是以描述气泡分布和汽液两相相对滑移的两个结构参数为基础建立起来的。从整体上看, 它具有均匀流模型的特点, 求解简单, 而由于某些结构参数的作用, 它也可以表现两相流的局部特性。对很多工况, 使用这种模型可以得到相当满意的效果。利用漂移流

密度模型的不同结构条件,可以写出多种形式的两相流方程组,其中的守恒方程式可以有三个、四个或五个不等。

混合物模型把两相流看作一个混合物整体,模型简单、方程式数目少,变量参数也少得多,因此计算工作量不大。但它主要用来确定两相流的整体特性,不能准确反映热量、压力和压差以外的两相流局部参数。

各种模型中采用结构关系式是为了使方程组闭合。属于结构关系式的主要有边界条件、物性(状态)方程、介质与壁面间的动量和能量交换方程、两相之间的各种交换方程,以及一些描述特定热工水力现象的关系式等。关系式的选择因两相流方程的不同而异,它的选择是否恰当对解题工作量影响很大。下面我们对最常见的均匀流模型、两流体模型和漂移流密度模型进行介绍。在进行系统分析时,通常只使用一维方程,所以下面的介绍也只限于一维的。

6.2.2 两流体模型

1. 质量守恒方程

质量守恒方程的一般原理可用下式描述:

$$\boxed{\text{流出控制体的流量}} - \boxed{\text{流入控制体的流量}} + \boxed{\text{控制体内流体质量的增加或减少量}} = 0 \quad (6-31)$$

在推导方程时,为了简便起见,我们把所讨论的控制体内的两相流看作环状流,如图 6-3 所示。但是下面推导的结果对于任何流型都是适用的。

如果控制体的长度为 Δz ,入口处的流通截面积为 A ,空泡份额为 α ,按照图 6-3 所给出的各种符号含意,可以对液相写出下列关系式:

$$\text{流入控制体的流量} = \rho_l(1-\alpha)V_l A$$

$$\text{流出控制体的流量} = \Gamma A \Delta z + \rho_l(1-\alpha)V_l A + \frac{\partial}{\partial z}[\rho_l(1-\alpha)V_l A]\Delta z$$

$$\text{控制体内流体质量的增加率} = \frac{\partial}{\partial \tau}[\rho_l A(1-\alpha)$$

$\Delta z]$ 将上述各项代入式(6-31),可得到下列液相一维质量守恒方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \tau}[\rho_l(1-\alpha)A] + \frac{\partial}{\partial z}[\rho_l(1-\alpha)V_l A] \\ = -\Gamma A \end{aligned} \quad (6-32)$$

式中 Γ 为流场单位体积内的蒸汽产生率,即液体汽化率。对于汽相,可以用类似的方法得到下列质量守恒方程:

$$\frac{\partial}{\partial \tau}[\rho_g \alpha A] + \frac{\partial}{\partial z}[\rho_g \alpha V_g A] = \Gamma A \quad (6-33)$$

如果将式(6-32)和式(6-33)相加,即可得到两相混合物的质量守恒方程:

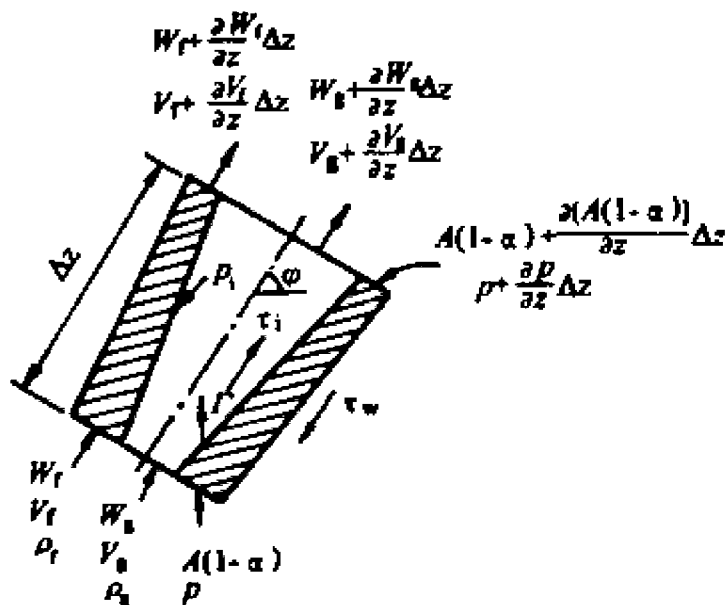


图 6-3 两流体模型的控制体

$$\frac{\partial}{\partial \tau}(\rho A) + \frac{\partial}{\partial z}(GA) = 0 \quad (6-34)$$

值得注意的是,方程合并后 Γ 项消失了。式(6-34)中 G 和 ρ 分别为两相流的质量流密度和平均密度,它们的定义为

$$G = \rho_l(1-\alpha)V_l + \rho_g\alpha V_g \quad (6-35)$$

$$\rho = \rho_l(1-\alpha) + \rho_g\alpha \quad (6-36)$$

2. 动量守恒方程

动量守恒的一般原理如下:

$$\boxed{\text{流出控制体的动量流率}} - \boxed{\text{流入控制体的动量流率}} + \boxed{\text{控制体内流体动量的增加率}} = \boxed{\text{作用在控制体上的外力之和}} \quad (6-37)$$

作用在控制体中液体上的外力包括:控制体进、出口静压力,汽-液交界面压力在 z 方向上的分力,重力分量,流体与壁面的剪应力,以及汽-液交界面上的剪应力。参照图 6-3,根据式(6-37)可以写出下列液相一维动量守恒关系式:

$$\begin{aligned} & \rho_l A(1-\alpha)V_l^2 + \frac{\partial}{\partial z}[\rho_l A(1-\alpha)V_l^2]\Delta z + \Gamma V_l A \Delta z \\ & - \rho_l A(1-\alpha)V_l^2 + \frac{\partial}{\partial \tau}[\rho_l(1-\alpha)AV_l\Delta z] \\ & = -\frac{\partial}{\partial z}[p(1-\alpha)A]\Delta z + p_l \frac{\partial[(1-\alpha)A]}{\partial z}\Delta z \\ & - g\rho_l(1-\alpha)A\Delta z \sin\varphi - \tau_w U_w \Delta z + \tau_l U_l \Delta z \end{aligned} \quad (6-38)$$

式中; V_l 为界面上液体的轴向速度; p_l 为界面上的压力; τ_l 和 τ_w 分别为界面和壁面上的剪应力; U_l 和 U_w 分别为界面和壁面上的润湿周界。

通常假设在同一截面上 $p_l = p_g = p$ 。式(6-38)经整理后成为下列液相动量守恒方程:

$$\begin{aligned} & -(1-\alpha) \frac{\partial p}{\partial z} - g\rho_l(1-\alpha)\sin\varphi - \frac{\tau_w U_w}{A} + \frac{\tau_l U_l}{A} \\ & = \frac{\partial}{\partial \tau}[\rho_l(1-\alpha)V_l] + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z}[\rho_l A(1-\alpha)V_l^2] + \Gamma V_l \end{aligned} \quad (6-39)$$

用类似的方法可以导出汽相的一维动量守恒方程:

$$\begin{aligned} & -\alpha \frac{\partial p}{\partial z} - g\rho_g\alpha\sin\varphi - \frac{\tau_w U_w}{A} - \frac{\tau_l U_l}{A} \\ & = \frac{\partial}{\partial \tau}(\rho_g\alpha V_g) + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z}(\rho_g A\alpha V_g^2) - \Gamma V_l \end{aligned} \quad (6-40)$$

将式(6-39)和(6-40)相加,可以得到两相混合物的动量守恒方程:

$$-\frac{\partial p}{\partial z} - g\rho\sin\varphi - \frac{\tau_w U_w}{A} = \frac{\partial G}{\partial \tau} + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z}[\rho_l A(1-\alpha)V_l^2 + \rho_g A\alpha V_g^2] \quad (6-41)$$

可以看出,在合并后的两相混合物动量守恒方程中,有关两相界面处的效应全部消失了,因而可省去建立界面结构关系式的工作,这又一次显示了混合物模型的特点。

3. 能量守恒方程

能量守恒方程(即热力学第一定律)的一般原理可写成下式:

$$\boxed{\text{流出控制体的能量流率}} - \boxed{\text{流入控制体的能量流率}} + \boxed{\text{控制体内流体能量的变化率}} = 0 \quad (6-42)$$

表示能量关系的控制体如图 6-4 所示。对于液相,流入控制体的能量有以下几种:

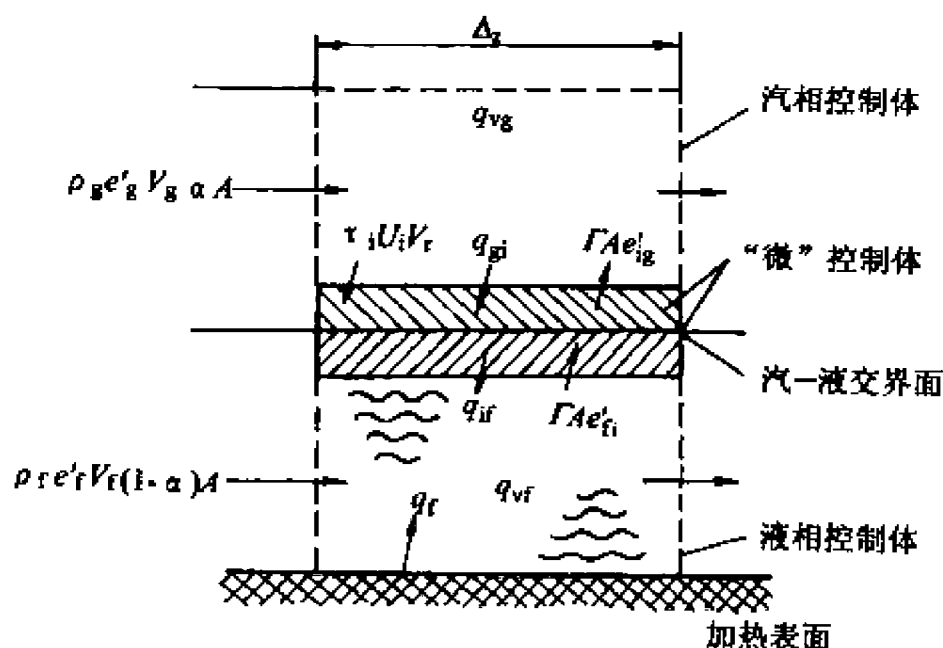


图 6-4 控制体内的能量关系

(1) 液体带入的能量 $= \rho_l e'_l V_l (1-\alpha) A$ 。

其中 e'_l 为液相的总能

$$e'_l = h_l + \frac{1}{2} V_l^2 + gz \sin \varphi$$

其中 h_l 为液相的比焐值。

(2) 加热面传给液相的能量 $= q_f U_M \Delta z$ 。

式中 U_M 为液相的热周界。

(3) 内热源释热 $= q_{vf} A (1-\alpha) \Delta z$ 。

(4) 两相交界面传给液体的热量 $= q_{li} U_i \Delta z$ 。

式中 U_i 为交界面周界。

流出控制体的能量有以下几种:

(1) 液体带出的能量 $= \rho_l e'_l V_l (1-\alpha) A + \frac{\partial}{\partial z} [\rho_l e'_l V_l (1-\alpha) A] \Delta z$ 。

(2) 液体蒸发带出的能量 $= \Gamma e'_{fs} A \Delta z$ 。

式中 e'_{fs} 为交界面上液相的总比能。假设交界面上的液体处于饱和状态,下标用“fs”,则:

$$e'_{fs} = h_{fs} + \frac{1}{2} V_{fs}^2 + gz \sin \varphi \quad (6-43)$$

(3) 体积增大(两相交界面位移)需要付出的推动功 $= p_l \frac{\partial(1-\alpha)}{\partial \tau} A \Delta z$, 将以上各量代入式

(6-42), 可以写出下列液相能量平衡关系式:

$$\begin{aligned} & \rho_l e'_l V_l (1-\alpha) A + \frac{\partial}{\partial z} [\rho_l e'_l V_l (1-\alpha) A] \Delta z + p_l \frac{\partial(1-\alpha)}{\partial \tau} A \Delta z \\ & + \Gamma e'_{fs} A \Delta z - \rho_l e'_l V_l (1-\alpha) A - q_f U_M \Delta z - q_{vf} A (1-\alpha) \Delta z \\ & - q_{li} U_i \Delta z + \frac{\partial}{\partial \tau} \left[\rho_l \left(e'_l - \frac{p}{\rho_l} \right) (1-\alpha) A \Delta z \right] = 0 \end{aligned} \quad (6-44)$$

整理后可得到下列液相能量守恒方程:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial \tau} [\rho_l e'_l (1-\alpha) A] - (1-\alpha) A \frac{\partial p}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial z} [\rho_l e'_l V_l (1-\alpha) A] \\ & = q_l U_w + q_{vl} A (1-\alpha) + q_{ul} U_l - \Gamma e'_{lg} A \end{aligned} \quad (6-45)$$

用类似的方法可以导出汽相能量守恒方程:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial \tau} [\rho_g e'_g \alpha A] - \alpha A \frac{\partial p}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial z} [\rho_g e'_g V_g \alpha A] \\ & = q_g U_w + q_{vg} A \alpha + \Gamma e'_{lg} A - q_{ul} U_l - \tau_l U_l V_r \end{aligned} \quad (6-46)$$

式中: q_l 和 q_g 分别为液相和汽相相接触的壁面的热流密度; q_{vl} 和 q_{vg} 分别为液相和汽相的单位体积中内热源的释热率。式(6-46)中最后一项是交界面剪应力作的功, V_r 是汽液相对速度,

$$V_r = V_g - V_l \quad (6-47)$$

研究图 6-4 所示的界面附近微控制体, 可以找出界面传递参数 $\Gamma, e'_{lg}, e'_{ll}, q_l, \tau_l$ 和 V_r 之间关系。假设这个控制体小到可以把所有的时间项(即贮存项)都忽略不计, 把式(6-42)的关系用于这个控制体, 就得到

$$\Gamma A e'_{lg} \Delta z + q_{ul} U_l \Delta z - \Gamma A e'_{ll} \Delta z - q_{ul} U_l \Delta z - \tau_l U_l V_r \Delta z = 0 \quad (6-48)$$

方程(6-48)称为界面能量传输的“跃变条件”。由此可以导出控制体液体的汽化率

$$\Gamma = [(q_{ul} - q_{ul}) U_l + \tau_l U_l V_r] / [(e'_{lg} - e'_{ll}) A] \quad (6-49)$$

对于大多数实际情况, 可以忽略界面剪应力的功、动能和重位势能, 因而上式可以简化成:

$$\Gamma = (q_{ul} - q_{ul}) U_l / h_{lg} A \quad (6-50)$$

把方程(6-45)和(6-46)合并, 并利用式(6-48)消去与界面有关的各量, 可以得到下列混合物的能量守恒方程:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial \tau} \left[\rho_l (1-\alpha) \left(e'_l - \frac{p}{\rho_l} \right) + \rho_g \alpha \left(e'_g - \frac{p}{\rho_g} \right) \right] + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z} [\rho_l e'_l V_l (1-\alpha) A + \rho_g e'_g V_g \alpha A] = \frac{q U_h}{A} + q_v \end{aligned} \quad (6-51)$$

式中

$$q = q_l + q_g \quad q_v = q_{vl} + q_{vg} \quad U_h = U_{wl} + U_{wg}$$

4. 结构关系式

对于一组流场守恒方程, 需要求解的主要未知参量原则上是可以从方程中出现的参量中任意选择的。我们称主要未知参量为“一次参量”。所选择的一次参量数目一般与守恒方程的数目相同。对于上面介绍的一维分离流模型, 可以选择下列六个量作为一次参量: $\alpha, V_l, V_g, h_l, h_g$ 和 p 。除了这六个参量之外, 在方程中出现的参量还有 23 个。为了使方程组闭合, 必须把这 23 个参量用一次参量表示出来, 所建立的表达式即称为结构关系式, 这些被表达的量称为二次参量。这 23 个量是: $\Gamma, V_r, e'_l, e'_g, e'_{lg}, e'_{ll}, \tau_{wl}, \tau_{wg}, \tau_l, U_{wl}, U_{wg}, U_{ll}, U_{lg}, q_l, q_g, q_{vl}, q_{vg}, q_{ul}, q_{ug}, V_l, \rho_l, \rho_g$ 。其中 V_r 和 Γ 的关系式已分别在式(6-47)和(6-50)给出, 流体的密度可以由状态方程求得。下面讨论其他二次参量的结构关系式。

(1) 壁面剪应力。液相和汽相的壁面剪应力可以表示成下列统一的形式:

$$\tau_{w,k} = \frac{1}{8} f_k \rho V_k^2 \quad (6-52)$$

式中: k 为统一标号; k 为 l 时代表液相, k 为 g 时代表汽相。 f_k 为 k 相的 Darcy-Weisbach 摩

摩擦系数, $f \approx 0.02$ 。 K_{MN} 是 Martinelli-Nelson 两相摩擦压降倍数。

(2) 两相交界面剪应力

$$\tau_i = \frac{1}{2} C_D \rho_c (V_g - V_l)^2 + F_{vm} \frac{A}{U_i} \quad (6-53)$$

式中: F_{vm} 是体积虚拟质量力; ρ_c 是连续相(例如泡状流中的液相, 或滴状流中的汽相)的密度; C_D 是界面曳力系数, 与所研究的两相流流型有关。例如对于乳沫-湍动泡状流, Hench 推荐用下式计算 C_D :

$$C_D = 27.45 R_b (1 - \alpha)^3 \quad (6-54)$$

式中 R_b 是气泡平均半径(m)。若为环状流, Wallis 推荐用:

$$C_D = 0.005 [1 + 75(1 - \alpha)] \quad (6-55)$$

体积虚拟质量力可用下式表示:

$$F_{vm} = \rho_c C_{vm} a \left[\frac{D_g (V_g - V_l)}{D\tau} \right] + (V_g - V_l) \left[(\lambda - 2) \frac{\partial V_g}{\partial z} + (1 - \lambda) \frac{\partial V_l}{\partial z} \right] \quad (6-56)$$

其中

$$\frac{D_g(\cdot)}{D\tau} = \frac{\partial(\cdot)}{\partial \tau} + V_g \frac{\partial(\cdot)}{\partial z}$$

C_{vm} 和 λ 与流动工况有关。例如对于低含汽率的泡状流, $C_{vm} = \frac{1}{2}$, $\lambda = 2.0$; 而对于高含汽率的滴状流, $C_{vm} = \frac{1}{2} \frac{\rho_g}{\rho_l}$, $\lambda = 0$ 。但是一般来说, 这些参数必须由实验确定。

(3) 内热源。一般来说, 流体中的内热源可以略去。有时相应的热源并入燃料元件计算中。

(4) 界面热流密度。通常用适当的传热系数计算。如果假设界面本身处于饱和状态, 则

$$q_{ii} = h_{ii} (t_s - t_l) \quad (6-57)$$

$$q_{gg} = h_{gg} (t_g - t_s) \quad (6-58)$$

式中 t_s 为饱和温度。界面传热系数 h_{ii} 和 h_{gg} 与流型有关。

(5) 界面速度。一般情况下, 界面速度可以用下式表示:

$$V_i = \eta V_l + (1 - \eta) V_g \quad (6-59)$$

式中 η 的数值任意选取。

(6) 界面周界 U_i 。这是目前正在研究的一个量, 它对界面的动量和能量传递的影响很大。目前只对一些简单的流型能从几何角度出发写出它的结构关系式, 而且由于作了许多简化, 误差也比较大。在实际计算中, 往往把界面密度 (U_i/A) 作为一个调整量, 按照经验确定它的数值, 使计算结果与实验吻合, 这种“协调”技术是两相流模型中选择结构条件时经常采用的方法。

上面讨论了两流体模型常遇到的结构关系式。但是应该指出, 数学模型不同, 相应的结构关系式内容也不同。例如在采用均匀流模型时, 由于它的守恒方程不能描述类似大空间中汽泡分布、临界流、泵特性等这些量, 因而需要专门的结构关系式来描述这些现象。

6.2.3 漂移流密度模型

这种模型用代表两相介质横向分布的量 C_0 和代表两相之间的局部相对速度的量 V_{gr} 来描

述两相流的特性。 C_0 和 V_{∞} 统称为漂移流密度参数。使用这两个参数,既可以使漂移流密度模型具有“相”的局部特性,同时又使结构关系式具有综合的表达形式,并可减少守恒方程的数目,求解简单。在许多场合,使用这种模型可以相当满意地描述两相流的特性。

上述两个漂移参数 C_0 和 V_{∞} 的物理意义可以从数学推导中显露出来。设 j_g 和 j_l 分别代表流道中汽相和液相的局部折算流速(或称表观流速),其定义分别为 $j_g = \alpha V_g$, $j_l = (1 - \alpha)V_l$, 其中 V_g 和 V_l 分别为汽相和液相的真实流速。若用 j 代表汽液混合物的折算流速,则有

$$j = j_g + j_l \quad (6-60)$$

汽相的真实流速可以表示成折算流速和它与真实速度的相对漂移值之和,即

$$V_g = j + (V_g - j) \quad (6-61)$$

等式两边同乘以 α , 并注意 $j_g = \alpha V_g$, 可得

$$j_g = \alpha j + \alpha(V_g - j) \quad (6-62)$$

上式使用的都是局部变量。为了表示流场的总体特性,我们引入空间平均值的概念。任何参量 x_k 在流道截面 A 上的平均值定义为:

$$\langle x_k \rangle = \frac{1}{A} \int_A x_k dA \quad (6-63)$$

按照这一定义取式(6-62)各量的平均值,得到

$$\langle j_g \rangle = C_0 \langle \alpha \rangle \langle j \rangle + V_{\infty} \langle \alpha \rangle \quad (6-64)$$

式中

$$C_0 = \langle \alpha j \rangle / \langle \alpha \rangle \langle j \rangle \quad (6-65)$$

$$V_{\infty} = \langle (V_g - j) \alpha \rangle / \langle \alpha \rangle \quad (6-66)$$

C_0 称为气泡浓集度参数,它可以描述汽相在流道截面上的分布。在一定的蒸汽流量下,汽相分布越集中, C_0 值越大;反之,汽相分布越分散, C_0 值越小。所以可以把 C_0 看作是一个流型参数。 V_{∞} 称为漂移速度,是汽液相对速度的加权平均。

由式(6-64)可以得出:

$$\langle V_g \rangle_g = \langle j_g \rangle / \langle \alpha \rangle = C_0 \langle j \rangle + V_{\infty} \quad (6-67)$$

如果把式(6-67)的关系画在 $(\langle V_g \rangle_g, \langle j \rangle)$ 坐标图上(见图 6-5),我们可以看到 C_0 和 V_{∞} 分别为直线的斜率和截距。如果通过实验可以得到 $\langle V_g \rangle_g$ 和 $\langle j \rangle$, 就可以利用图 6-5 的概念求出各种流型下的 C_0 和 V_{∞} 的数值。

式(6-64)还可以写出

$$\langle j_g \rangle = C_0 (\langle j_g \rangle + \langle j_l \rangle) \langle \alpha \rangle + V_{\infty} \langle \alpha \rangle \quad (6-68)$$

即

$$\langle j_g \rangle (1 - C_0 \langle \alpha \rangle) = C_0 \langle \alpha \rangle \langle j_l \rangle + \langle \alpha \rangle V_{\infty} \quad (6-69)$$

两边同除以 $\langle \alpha \rangle (1 - \langle \alpha \rangle)$, 得到

$$\langle V_g \rangle_g \frac{1 - C_0 \langle \alpha \rangle}{1 - \langle \alpha \rangle} = C_0 \langle V_l \rangle_l + \frac{V_{\infty}}{1 - \langle \alpha \rangle} \quad (6-70)$$

由此可以得到用漂移参数 C_0 、 V_{∞} 表示的滑速比关系式:

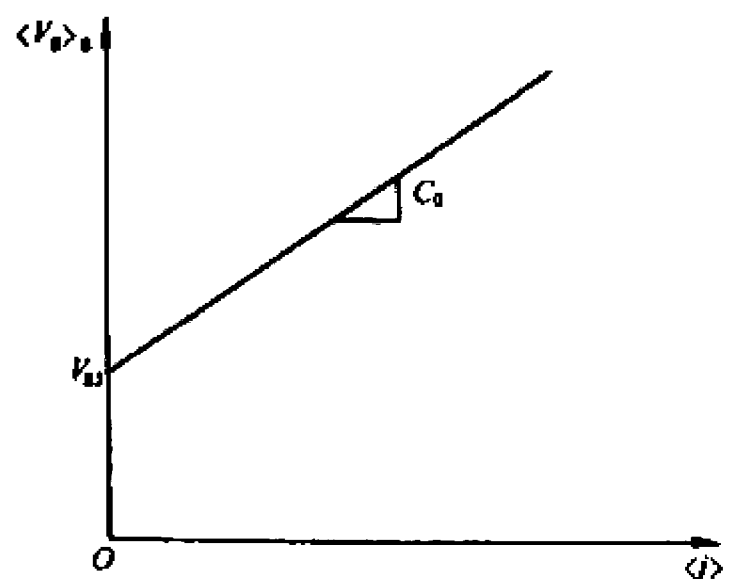


图 6-5 漂移流密度参数

$$S = \frac{\langle V_g \rangle_g}{\langle V_l \rangle_l} = \frac{1 - \langle \alpha \rangle}{\frac{1}{C_0} - \langle \alpha \rangle} + \frac{V_g(1 - \langle \alpha \rangle)}{(1 - C_0 \langle \alpha \rangle) \langle j_l \rangle} \quad (6-71)$$

上式表明, 漂移速度 V_g 只能描述局部滑移的大小, 而整体滑速比 S 不仅与 V_g 有关, 而且还与 C_0 有关。一旦确定了这些参数之后, 界面曳力也就随之确定。

用漂移流密度模型进行热力系统分析时, 根据瞬态过程性质的不同, 可以使用不同形式的方程组。有的方程组只包含三个汽液混合物守恒方程, 有的则包含四个或五个守恒方程。用于进行反应堆系统瞬态热工分析的 RELAP5 计算机程序采用的是五方程漂移流密度模型。最简单的, 而又能用来计算两相之间滑移和热力不平衡态的漂移流密度模型至少要包含四个方程。在这种模型中使用了弥散相处于饱和态的假设。这相当于预先规定了一个相的温度, 从而减少了相间能量交换的结构特性条件, 并可省去单相介质的能量方程。下面介绍四方程漂移流密度模型的要点。为了简便起见, 在下面的叙述中省略参数的截面平均符号 $\langle \rangle$ 。

令 $G = \rho_l j_l + \rho_g j_g$, 且假设 $(\partial A / \partial \tau) = 0$, 则由式(6-34)可得两相混合物质量守恒方程:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} [\rho_l(1 - \alpha) + \rho_g \alpha] + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_l j_l + \rho_g j_g) + \frac{1}{A} (\rho_l j_l + \rho_g j_g) \frac{\partial A}{\partial z} = 0 \quad (6-72)$$

将式(6-41)右侧第一、二项展开, 分离出 $\partial V_l / \partial \tau$, $\partial V_g / \partial \tau$, $\partial V_g / \partial z$, $\partial V_l / \partial z$, 将式(6-32)和(6-33)代入, 并利用 $V_l = j_l / (1 - \alpha)$, $V_g = j_g / \alpha$, 令 $\varphi = \pi/2$, 则可以得到下列混合物动量守恒方程:

$$\begin{aligned} & -\frac{\partial p}{\partial z} - g[\rho_l(1 - \alpha) + \rho_g \alpha] - \frac{\tau_w U_w}{A} - \Gamma \left(\frac{j_g}{\alpha} - \frac{j_l}{1 - \alpha} \right) \\ & = \rho_l(1 - \alpha) \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{j_l}{1 - \alpha} \right) + \rho_l j_l \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{j_l}{1 - \alpha} \right) \\ & \quad + \rho_g \alpha \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{j_g}{\alpha} \right) + \rho_g j_g \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{j_g}{\alpha} \right) \end{aligned} \quad (6-73)$$

用与导出动量方程相类似的方法, 同样可以得到下列混合物能量守恒方程(其中略去了动能项和势能项):

$$(h_g - h_l) \Gamma = \frac{q U_h}{A} + q_v + \frac{\partial p}{\partial \tau} - \rho_g \alpha \frac{\partial h_g}{\partial \tau} - \rho_g j_g \frac{\partial h_g}{\partial z} - \rho_l(1 - \alpha) \frac{\partial h_l}{\partial \tau} - \rho_l j_l \frac{\partial h_l}{\partial z} \quad (6-74)$$

上面三个方程均是混合物的方程。第四个守恒方程是汽相质量守恒方程。由式(6-33)可得:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial \tau} + \frac{\partial j_g}{\partial z} = \frac{\Gamma}{\rho_g} - \frac{\alpha}{\rho_g} \frac{\partial \rho_g}{\partial \tau} - \frac{j_g}{\rho_g} \frac{\partial \rho_g}{\partial z} - \frac{j_g}{A} \frac{\partial A}{\partial z} \quad (6-75)$$

求解时选 h 、 p 、 j 和 α 作为基本参量, 其中 $h = h_g \alpha + h_l(1 - \alpha)$, j 和 α 与 j_g 和 j_l 有如下关系:

$$j_g = \alpha C_0 j + \alpha V_g \quad (6-76)$$

$$j_l = j(1 - \alpha C_0) - \alpha V_g \quad (6-77)$$

在以上介绍的漂移流密度模型中, 除 Γ 、 C_0 、 V_g 、 q 、 q_v 外, 其他结构关系式都是热力学平衡式和物性关系式等, 所以这种模型比两流体模型简单, 而计算结果中既有整体概念又有相的特性。

反应堆系统瞬态分析程序 TRAC-PD2 使用了一种五方程漂移流密度模型, 它适用于汽相和液相都不处于饱和态的情况。该模型引入汽液相对速度 V_r 来表示两相之间的相对运动:

$$V_r = V_g - V_l \quad (6-78)$$

并用质心速度 V_m 来表示汽液混合物的整体运动:

$$V_m = \frac{G}{\rho_m} = \frac{\alpha \rho_g V_g + (1 - \alpha) \rho_l V_l}{\rho_m} \quad (6-79)$$

式中 $\rho_m = \alpha\rho_g + (1-\alpha)\rho_l$ 。从式(6-78)和(6-79)可以导出:

$$V_g = V_m + \frac{(1-\alpha)\rho_l V_r}{\rho_m} \quad (6-80)$$

$$V_l = V_m - \frac{\alpha\rho_g V_r}{\rho_m} \quad (6-81)$$

把它们代入式(6-34)、(6-33)、(6-41)、(6-46)和(6-51),可以导出下列守恒方程组:

混合物质量守恒方程

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial z}(\rho_m V_m) = 0 \quad (6-82)$$

汽相质量守恒方程

$$\frac{\partial}{\partial \tau}(\alpha\rho_g) + \frac{\partial}{\partial z}(\alpha\rho_g V_m) + \frac{\partial}{\partial z}\left[\frac{\alpha\rho_g(1-\alpha)\rho_l V_r}{\rho_m}\right] = \Gamma \quad (6-83)$$

混合物动量守恒方程

$$\begin{aligned} & \frac{\partial V_m}{\partial \tau} + V_m \frac{\partial V_m}{\partial z} + \frac{1}{\rho_m} \frac{\partial}{\partial z}\left[\frac{\alpha\rho_g(1-\alpha)\rho_l V_r^2}{\rho_m}\right] \\ & = -\frac{1}{\rho_m} \frac{\partial p}{\partial z} - k V_m |V_m| + g \end{aligned} \quad (6-84)$$

汽相能量守恒方程

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial \tau}(\alpha\rho_g e'_g) + \frac{\partial}{\partial z}(\alpha\rho_g V_m e'_g) + \frac{\partial}{\partial z}\left[\frac{\alpha\rho_g(1-\alpha)\rho_l V_r e'_g}{\rho_m}\right] \\ & + p \frac{\partial}{\partial z}(\alpha V_m) + p \frac{\partial}{\partial z}\left[\frac{\alpha(1-\alpha)\rho_l V_r}{\rho_m}\right] \\ & = q_{wg} + q_{\text{is}} - p \frac{\partial \alpha}{\partial \tau} + \Gamma h_{\text{is}} \end{aligned} \quad (6-85)$$

混合物能量守恒方程

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial \tau}(\rho_m e'_m) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho_m e'_m V_m) + \frac{\partial}{\partial z}\left[\frac{\alpha\rho_g(1-\alpha)\rho_l(e'_g - e'_l)V_r}{\rho_m}\right] \\ & + p \frac{\partial V_m}{\partial z} + p \frac{\partial}{\partial z}\left[\frac{\alpha(1-\alpha)(\rho_l - \rho_g)V_r}{\rho_m}\right] = q_{wl} + q_{w, \text{is}} \end{aligned} \quad (6-86)$$

式中 e'_m 为混合物总比能,

$$e'_m = [\alpha\rho_g e'_g + (1-\alpha)\rho_l e'_l]/\rho_m$$

可以导出:

$$V_r = \frac{V_g + (C_0 - 1)j}{1 - \alpha} \quad (6-87)$$

因而可以用漂移参数 V_g 和 C_0 来表示 V_r 的结构特性。但是 TRAC-PD2 直接给出了 V_r 的结构关系式:

泡状流,

$$V_r = \frac{1.41}{1-\alpha} \left[\frac{ag(\rho_l - \rho_g)}{\rho_l^2} \right]^{1/4} \quad (6-88)$$

弹状流,

$$V_r = \frac{0.354}{1-\alpha} \left[\frac{gD(\rho_l - \rho_g)}{\rho_l} \right]^{1/2} \quad (6-89)$$

乳状流,

$$V_r = V_m / \left(\frac{1 - Ca}{C - 1} + \frac{a\rho_g}{\rho_m} \right) \quad (6-90)$$

$$C = 1.1 \quad (a < 0.8)$$

环状流,

$$V_r = V_m / \left(\left[\frac{\rho_g(76 - 75a)}{\rho_l \sqrt{a}} \right]^{1/2} + \frac{a\rho_g}{\rho_m} \right) \quad (6-91)$$

6.2.4 均匀流模型

在均匀流模型中,认为汽液两相流速相等,两相之间处于热力平衡状态,方程中参数使用两相流的平均参数。均匀流模型的守恒方程组与单相流的相同。在反应堆系统瞬态分析程序中,通常只用一维方程。这些方程如下:

质量守恒方程

$$\frac{\partial(\rho A)}{\partial \tau} + \frac{\partial(GA)}{\partial z} = 0 \quad (6-92)$$

动量守恒方程

$$\frac{\partial(GA)}{\partial \tau} + \frac{\partial(vGA)}{\partial z} = -A \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{fvAG}{2De} \left| \frac{G}{G} \right| - \rho g A \sin \varphi \quad (6-93)$$

能量守恒方程

$$\frac{\partial(\rho eA)}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial z} \left[GA \left(h + \frac{V^2}{2} + \Phi \right) \right] = (q + q_s) U_h \quad (6-94)$$

对于两相流,上式各量的定义为:

汽液混合物平均密度

$$\rho = \rho_l(1 - \alpha) + \rho_g \alpha \quad (6-95)$$

由于假设滑速比 $S=1$,所以上式也可以写成

$$\rho = \left(\frac{1 - x}{\rho_l} + \frac{x}{\rho_g} \right)^{-1} \quad (6-96)$$

v 为汽液混合物平均比体积 ($v=1/\rho$),

质量流密度

$$G = \rho_l V_l(1 - \alpha) + \rho_g V_g \alpha \quad (6-97)$$

汽液混合物的平均比焓

$$h = h_l(1 - x) + h_g x \quad (6-98)$$

汽液混合物的总比能

$$e = u + \frac{V^2}{2} + \phi \quad (6-99)$$

$$u = u_l(1 - x) + u_g x$$

$$g = \frac{\partial \phi}{\partial z}$$

式中; u 为平均比热力学能; ϕ 为重力势函数。

与体积释热率等效的表面热流密度

$$q_s = \frac{1}{U_h} \int_A q_v dA$$

6.3 反应堆的安全问题

6.3.1 瞬态分析的任务

为了防止强放射性物质的释放,动力反应堆通常设有三道安全屏障。第一道屏障是燃料包壳,它具有良好的密封性能和耐压强度,可以保护固态燃料及其裂变产物不受冷却剂的腐蚀和侵蚀,并可承受裂变气体产生的内压。第二道屏障是一回路压力边界,形象地说,就是一回路设备、主管道和辅助管道的外壳。第三道屏障是安全壳,它可以包容一回路破裂而释放出来的放射性物质,防止它向周围环境扩散。为了保证安全,需要在任何事故下保证至少有一道安全屏障是完整的。反应堆瞬态热工分析的核心任务,就是要预计在各种运行瞬变故障和事故工况下,反应堆及其热力系统内运行工况和热力参数的变化过程 and 变化幅度,为各道安全屏障的设计提供依据,以确保各道屏障不受破坏,并以此来确定运行参数允许变化的最大范围和反应堆保护系统动作的安全定值。

反应堆整个输热系统各个设备都是相互关联的,从原则上说,系统中任何一个环节发生变化都会引起整个系统参数相应地发生变化。在进行瞬态分析时,要通过各种方程对系统中的热工水力现象,以及各环节之间的联系进行数学描述,最终要解出系统各部分内的工况和参数的变化过程。所要计算分析的主要内容是:①一回路冷却剂的压力、温度、流量、液位,两相流的含汽量、空泡份额、流动型式等;②堆芯内冷却剂流动和传热工况,燃料包壳和铀芯的温度变化过程 and 变化幅度;③如果冷却剂从一回路大量泄漏到安全壳内,则需要预计安全壳内气体的压力和温度的变化过程。

在进行瞬态分析时,通常按照下列四类电厂工况考虑反应堆的安全性:

(1) 正常运行和运行瞬变,包括反应堆的启动、功率调节、停堆、换料等。在这些工况中,允许系统中的某些部件存在故障和缺陷,少量燃料元件破损、蒸汽发生器在允许限度内泄漏、一台冷却剂循环泵停止运行等。由于这类工况出现频繁,所以要求在这类工况的整个过程中无需停堆,而只靠控制系统在反应堆设计裕度范围内进行调节,即可把反应堆调整到所要求的状态,重新稳定运行。

(2) 中等频率故障。被定为这类故障的工况可能导致反应堆停堆,但在故障排除后仍能恢复功率运行。预计这类工况在正常运行期间不会出现,但在电厂寿期中有可能发生。对这类工况的设计准则是:这类工况不应导致任何一道安全屏障破损。属于这类工况的典型事件有控制棒组件失控抽出、冷却剂强迫循环流量部分丧失、外电负荷丧失、汽轮机跳闸(主汽门关闭)、二回路系统给水丧失等。

(3) 稀有故障。预期这类工况在特定电厂的整个寿期内不一定会出现,但在同类电厂的30~40年运行期间内会发生几次。由于这类工况极为罕见,所以允许事故造成一定数量的燃料元件破损,致使反应堆在相当长的时间里难以恢复运行。但是,要求电厂的任何放射性释放都不应影响电厂厂区以外公众的活动。轻水堆属于这类工况的典型事件有:一回路或二回路

的小破口事故、燃料组件装载错位、冷却剂强迫循环流量全部丧失等。

(4) 极限事故。属于这类事故的典型事件有一回路主管道断裂、二回路主蒸汽管道断裂、一个冷却剂循环泵转子卡死、控制棒机构的外壳破裂(棒束控制组件弹出)等。极限故障工况是一些预期不会发生的故障,但要假想它们发生,因为它们的后果包含着释放大量放射性物质的潜在危险。一旦发生,危害很大,因此在设计中必须加以考虑。在规定这类事故的安全准则时,不能要求必须保证反应堆的完整性,只要求保证放射性物质保持在安全壳内不外逸。

除了上述四种工况之外,反应堆还要求分析“未能紧急停堆的预期瞬变”(ATWT),这是指反应堆在第二类或第三类工况下,运行参数已达到停堆保护定值,而反应堆未能停堆的情况。对在这种情况下可能发生的工况及其后果要进行分析。对压水堆,通常被认为最严重的未能紧急停堆的预期瞬态工况有:①由于厂外电源丧失而产生的冷却剂流量丧失;②稳压器安全阀打不开;③在有功率运行下抽出控制棒;④给水流量的丧失;⑤某个反应堆冷却剂泵转速下降;⑥蒸汽负荷大幅度上升等。对这些瞬态的分析要求论证反应堆的燃料元件和压力容器在整个瞬变期间内都是安全的。瞬态过程之所以得到控制的主要机理是,由于反应堆冷却剂被加热和形成空泡而产生的负反应性反馈可以抑制反应堆功率的上升。最后,通过向冷却剂系统注入硼酸溶液能够把反应堆完全停下来。对这种工况的分析在进一步研究之中。

6.3.2 反应堆的控制和保护

在核电厂中,汽轮发电机的功率输出通过进入汽轮机的蒸汽流量、冷却剂的平均温度、燃料棒的释热而直接与核反应堆内的中子通量相联系。调节中子通量以满足汽轮发电机组功率输出的需要是反应堆控制系统的基本功能。压水堆电厂通常设定冷却剂平均温度与负荷的函数关系。控制系统可以根据冷却剂平均温度的设定值和测量值之间的信号差异来判断反应堆功率是否满足负荷的需要,并产生控制棒调节动作。在调节过程中,还要避免控制棒在高功率下插入堆芯过深,以防造成轴向中子能量发生过大的瞬变。增加冷却剂中硼的浓度可以提高控制棒的位置。

除了应付正常运行之外,控制系统还用来实现反应堆的停堆保护。反应堆配备有保护系统,其作用是监测电厂的若干基本参数,并在这些参数一旦达到某个规定的极限值时,即发出紧急停堆信号实施停堆,这种规定的极限值称作安全保护定值。在安全保护定值下实现紧急停堆保护,可以防止运行参数达到会导致安全屏障破坏的安全极限。

为了保证可靠地发现偏离正常运行工况,每一个可能的瞬变都靠测量一个以上的电厂参数来监测。每个保护功能至少有两个通道,测量信号按照冗余信息的集合,即测量信号按三取二或四取二的原则生效。通过这些来保证反应堆保护系统具有很高的可靠性。现代压水堆电厂有20个以上的停堆信号,典型的有:①中子通量高或变化率过快(起动周期过短);②反应堆冷却剂流量丧失;③运行参数逼近最小临界热流密度比或铀芯熔化的工况;④稳压器压力或水位异常;⑤来自蒸汽发生器和二回路系统的信号,如液位异常、给水流量和蒸汽流量失配、蒸汽管道间压差过大、汽轮机超速等。预测各种瞬态下系统热工水力参数的变化,确定控制系统的保护动作定值,是反应堆瞬态热工水力分析的重要内容。

6.3.3 专设安全系统

除了用控制系统实现停堆保护之外,反应堆还可以使一些专门装备的安全系统,即专设安全系统发挥作用来限制事故的后果。下面概括地介绍压水堆的专设安全系统。

1. 应急堆芯冷却系统(安全注射系统)

当一回路系统发生冷却剂丧失事故时,此系统就会按照事先设计规定的要求进行动作,把足够的应急冷却水注入堆芯,以防止燃料过热。为了适用不同等级的冷却剂丧失事故和保证足够的可靠性,该系统设有能动的和非能动的两类部件。能动部件包括高压小流量安全注射泵和低压大流量安全注射泵,前者用以应付一回路高压下的小泄漏,后者应付一回路的大泄漏。每种泵都有两台以上,按并联运行方式布置。非能动部件主要是加压安注水箱,水箱内装有含硼水,用上部空间的氮气加压,使压力保持在 $3\sim 4\text{MPa}$ 。安注水箱和一回路相连的管道上设有单向止回阀,当一回路的压力降到安注水箱的压力以下时,止回阀打开,硼水自动注入一回路主管道。上述安注系统的配置如图6-6所示。安注水箱设在安全壳内,高压和低压安注泵设在安全壳外。安注泵的水取自换料水贮水箱,在水箱中的水用尽之后,可以抽取安全壳贮水坑中的积水注入堆芯,以维持堆芯长时间冷却。贮水坑中的水可以通过热交换器降温。

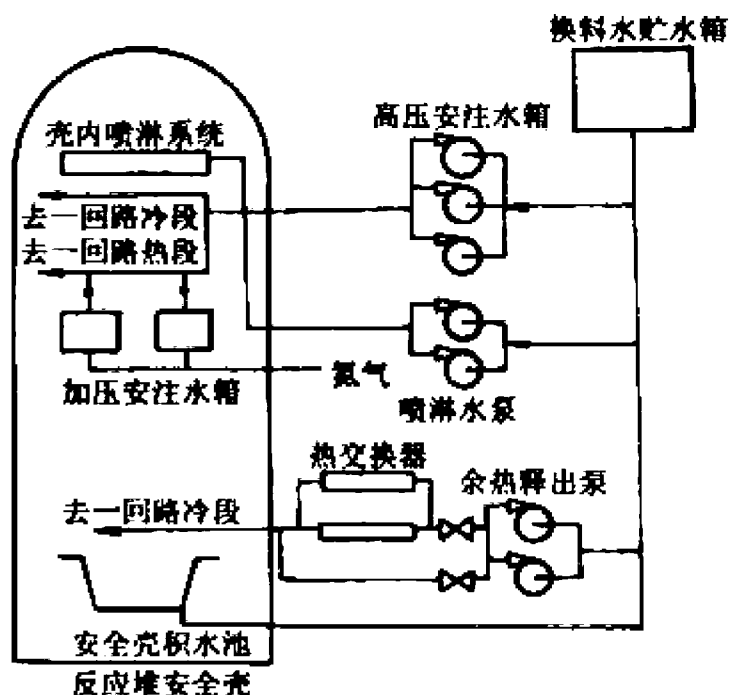


图 6-6 应急堆芯冷却系统和
安全壳喷淋系统示意图

2. 辅助给水系统

该系统在二回路主给水流量丧失的情况下向蒸汽发生器二次侧供水,以维持蒸汽发生器的排热能力,冷却一回路。辅助给水泵通常设电动机和汽轮机驱动两种动力源。汽轮机使用的蒸汽来自蒸汽发生器,它可以保证在断电的情况下仍能维持辅助给水的供应。辅助给水系统设有专门的水源。

3. 安全壳喷淋系统和其他设施

安全壳设有喷淋系统,该系统可以用喷淋水泵把含硼水输送到安全壳的顶部,通过喷嘴向壳内空间喷淋,用以抑制一回路或二回路发生大破口事故时安全壳内压力上升过高,防止安全壳超压,喷淋水中可以加氢氧化钠,它有助于去除泄漏的冷却剂中的放射性物质(主要是碘)。

安全壳墙壁和所有的穿墙管道管壁之间都有良好的密封装置。为了防止放射性物质通过管道中的介质扩散到安全壳外,墙壁内外的管道上各设有一个隔离阀,在安全壳内的压力上升到某个定值点时,保护系统发出信号,关闭这些阀门,这称做“安全壳隔离”。

安全壳内还设有放射性去除系统和消氢系统等。消氢系统用以使安全壳内的氢与氧重新

复合成水,来降低安全壳空间内氢的浓度,防止氢气发生爆炸。这些氢可能来自反应堆事故期间的锆水反应、化学腐蚀和水的辐照分解等。

6.3.4 电厂运行极限参数

在以上所述的各种电厂工况和保护系统的讨论中,都提到了电厂运行参数的极限值,超过该值,反应堆保护系统必须动作实现停堆。电厂运行参数的这些极限值通常根据某些工况的特定组合是否会使燃料损坏的考虑来确定。由于不同频率的故障或事故的安全准则不同,电厂极限参数通常按两个级别来制定。

1. 在正常运行、运行瞬态和异常工况下防止燃料元件破损的极限参数

这类极限参数往往是从经济和安全两个方面进行考虑来确定的,包括以下内容:

(1) 燃料芯块的中心温度必须低于 UO_2 的熔点并且留有一定的裕量。这主要是为了防止燃料产生过度的肿胀、芯块变形、裂变气体过量释放和迁移,以及熔融燃料与包壳相接触而损坏等。

(2) 燃料元件表面的临界热流密度与运行工况下局部峰值热流密度的最小比值 $(\text{DNBR})_{\min}$ 等于或大于某个给定的数值。在用 $W-3$ 公式计算临界热流密度时,该值取 1.3。这一条限制主要是为了防止发生激烈的锆水反应和包壳材料强度降低。

(3) 燃料芯块-包壳交界面处的温度应低于它们之间产生有害反应的阈值温度(约 675°C)。

(4) 包壳材料的最大允许应变要低于预计燃料包壳发生破损时的应变值。经验表明,考虑包壳材料的辐照脆化和氢化物沉积造成的脆化,包壳的应变不能超过 1%。

(5) 包壳内部的气体压力要始终低于一回路的 nominal 压力,以防止间隙热阻增大和出现 DNB(偏离核态沸腾)对包壳发生鼓胀。

(6) 燃料包壳应力应低于它的屈服压力。在功率瞬变的过程中,其应力必须低于它产生应力腐蚀的水平。

UO_2 燃料棒的最大燃耗主要是由应变范围、氢化和腐蚀极限所决定的。应变范围是各种蠕变之和,包括在初期由外压引起的向内蠕变和在后期由裂变气体压力和 UO_2 肿胀引起的向外蠕变。使用含有一定空隙的 UO_2 芯块可以减少肿胀,提高燃耗,但是燃料密度太低可能导致燃料尺寸不稳定。包壳内部充氦可以大大减小初期的向内蠕变。

为了论证燃料棒的设计是否合理,需要估计在预期的高功率瞬态下,棒在全部寿期内的行为,并需要对预期的最大线功率变化率进行考查,以证明包壳应力的最大值不超过允许值。

2. 对稀有事故或极限事故规定的极限参数

为了限制事故下燃料元件的损坏率,要求在专设安全系统的参与下满足以下要求:

(1) 计算得到的燃料元件包壳最高温度不超过 1200°C 。

(2) 燃料包壳的氧化层厚度不超过包壳总厚度的 17%。

(3) 与水和水蒸气发生反应的锆的质量不超过堆芯全部锆包壳质量的 1%。

(4) 在事故过程和随后的恢复期里,堆芯必须保持可冷却的几何形状。

(5) 在应急冷却系统启动之后,应能降低堆芯的温度,并能维持对堆芯的长期冷却,去除堆芯的衰变热。

前两条准则的目的是保证锆包壳有足够的完整性,以使 UO_2 燃料芯块保持不动。在高温下严重的氧化能使包壳脆化,造成破裂。通过限制最高温度和最大氧化程度,就可以保证包壳有足够的韧性以避免脆性破坏。第三条准则是为了保证所产生的氢气的量不会达到爆炸的程度。

为了判断所设计的堆芯是否满足上述准则,需要对稳态和各种瞬态工况进行分析计算,其中包括反应堆热力系统分析、堆芯子通道分析、堆芯中子动力学分析、燃料特性分析等。瞬态分析的结果可能要求对最初的设计进行修正。最终确定的堆芯设计是稳态和各种瞬态工况下各种限制条件综合的结果。

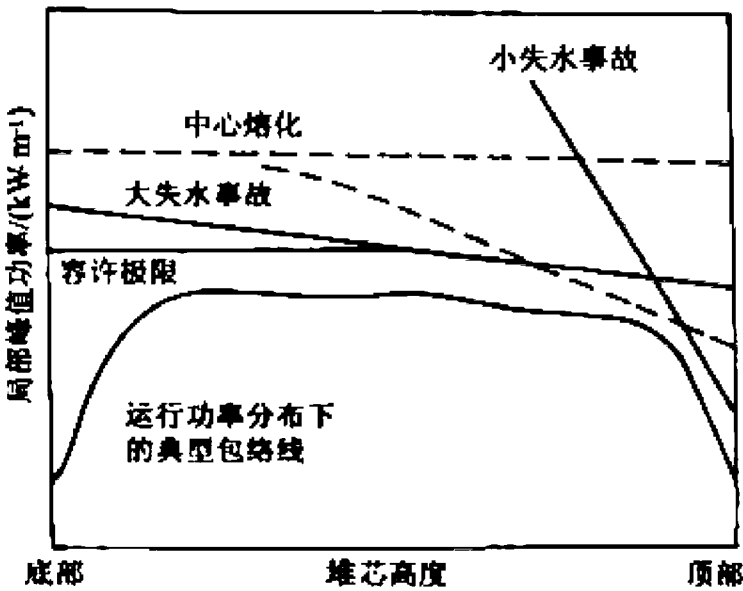


图 6-7 典型的线功率极限

各种限制条件最终都可以归纳为对燃料元件线功率的限制。几种典型的限制反映在图 6-7 上。由图可以看出,导致中心熔化的线功率远高于其他工况对线功率所形成的限制,所以中心熔化实际上已不构成对线功率的限制。大破口失水事故对线功率的限制是由堆芯再淹没期间燃料包壳所达到的最高温度构成的。由于压水堆再淹没是从堆芯底部开始的,堆芯上部的包壳表面在被淹没之前温度会继续上升,所以越向堆芯顶部对线功率的限制越严格。小破口失水事故对线功率形成限制的背景是堆芯裸露部分传热恶化,裸露从顶部开始,所以最严格的限制在堆芯顶部。

6.4 负荷丧失瞬态

电厂负荷丧失时,二回路蒸汽流量突然下降或全部丧失,致使蒸汽发生器从一回路带走热量的能力下降或消失。假设这种事件的发生并未引起反应堆停堆,则开始时堆芯内产生的热量保持不变,因此产生的热量超过了带走的热量。这会导致冷却剂温度升高、体积膨胀,使冷却剂从一回路进入稳压器,引起稳压器内的水位上升和压力升高。温度提高了的冷却剂沿着回路流动,当它达到堆芯时,慢化剂温度反应性反馈会对堆芯功率产生影响。在堆芯寿期初,慢化剂中含有较多的硼,因而慢化剂反应性负温度系数接近零,反应性反馈对堆芯功率的影响不明显。而在堆芯寿期末,慢化剂有较大的负温度系数,温度的升高会使堆功率迅速下降,可

以使运行参数恢复到正常水平。

负荷丧失瞬态通常属于第二类工况,对这类事件的分析应该论证:

(1) 瞬态过程中一回路系统和主蒸汽系统的压力始终保持在设计值的 110% 以下,并据此来确定稳压器和二回路蒸汽管道上的排放阀(卸压阀)和安全阀的容量。

(2) 燃料元件不发生破损或破损量受到限制,即最小 $DNBR$ 大于设定值。

在瞬态过程中,当系统的某一参数达到停堆保护系统的定值时,反应堆紧急停堆,使堆功率降到衰变热水平。在汽轮机负荷部分或全部丧失时,二回路的旁路排放系统打开,为蒸汽直接排入冷凝器,或通过排放阀将蒸汽排入大气,以此来维持一回路热量导出的能力。稳压器上的卸压阀和安全阀在一回路压力达到定值时打开,可以防止一回路过分超压。通过上述措施,可以使事故得到缓解。

对负荷丧失瞬态过程的分析主要是要计算冷却剂平均温度、反应堆功率、稳压器压力和液位,并根据这些参数审查堆芯最小 $DNBR$ 的大小,以此判断这一瞬态过程的安全性。

假设堆芯进口和出口冷却剂的温度分别为 $t_{f,in}$ 和 $t_{f,ex}$,蒸汽发生器一次侧冷却剂进口和出口的温度分别为 $t_{s,in}$ 和 $t_{s,ex}$ 。事故发生后,有

$$t_{f,ex} - t_{f,in} > t_{s,in} - t_{s,ex}$$

一回路系统冷却剂平均温度 \bar{t}_f 升高的速度可由下式求出:

$$Mc_p \frac{d\bar{t}_f}{d\tau} = W\Delta h_f - W\Delta h_s \quad (6-100)$$

式中: M 为一回路冷却剂的总储量; W 为冷却剂流量; Δh_f 和 Δh_s 分别为冷却剂流过堆芯和蒸汽发生器时比焓的变化量,它们的大小分别取决于堆芯功率和蒸汽发生器一、二次侧之间的传热。

冷却剂平均温度变化引起的系统压力变化由稳压器调节,进行瞬态分析时需要有一个精确的稳压器模型,较好的稳压器模型至少要有三个控制体,其中一个代表汽空间控制体,一个代表液面以下的饱和水控制体,一个代表欠热水控制体。后者位于稳压器液体空间的下半部,该控制体内水的欠热度是一回路冷却剂通过波动管进入稳压器所造成的。对每个控制体建立质量守恒和能量守恒方程。液滴与蒸汽之间的传热热阻可以忽略,关键是要建立好三个控制体之间的传热、传质关系。

图 6-8 给出了在堆芯寿期末,由于汽轮机刹车而引起的运行参数变化的计算结果。计算中假设汽轮机刹车没有直接引起反应堆紧急停堆,而且不考虑二回路旁路排放系统的作用。参数的变化过程可做如下解释:负荷丧失事故开始后,堆芯功率与二回路导出的热量严重失配,引起一回路冷却剂温度、稳压器压力和稳压器水位上升。由于管道中有一部分冷却剂装量,所以冷却剂平均温度 \bar{t}_f 的升高具有一定的滞后时间。稳压器压力的上升受制于压力控制。由于是在寿期末,慢化剂负温度系数较大,冷却剂(即慢化剂)温度的升高引入了相当大的负反应性,使堆芯功率下降。由于负反应性和卸压阀的作用,使冷却剂平均温度 \bar{t}_f 的变化逐渐趋于平缓,表明热量的产生与排出已趋于平衡。延缓下去,蒸汽发生器水位达到“低-低水位”定值点,触发反应堆紧急停堆。停堆之后,堆功率、平均温度和系统压力都迅速下降。开始时的压力上升和随后的功率降低,使 $DNBR$ 在整个瞬变过程中一直保持上升趋势。

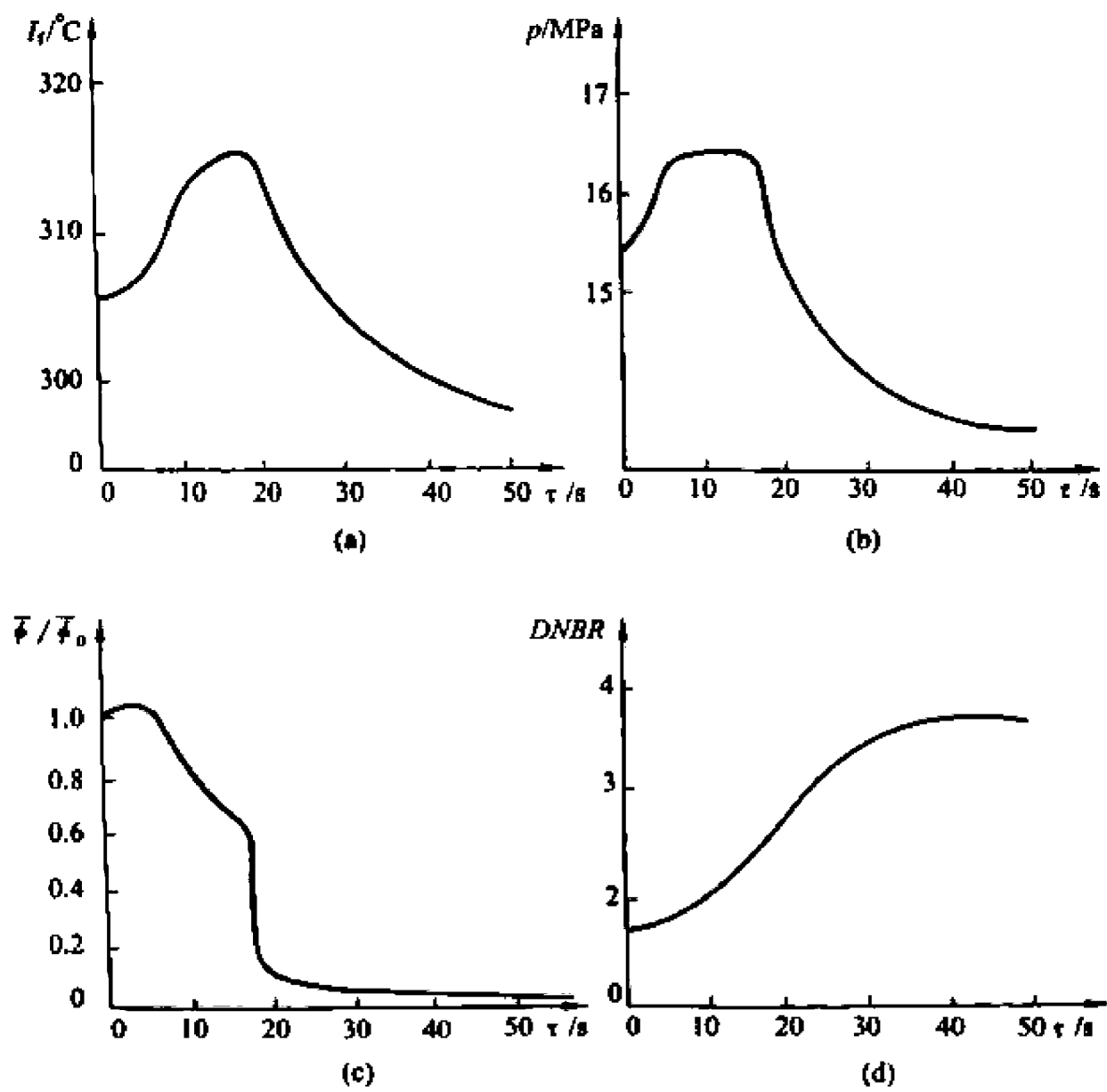


图 6-8 汽轮机刹车电厂瞬态分析结果(寿期末,有稳压器压力控制)
(a)冷却剂平均温度 t_f (b)一回路压力 p (c)中子通量份额 $\bar{\phi}/\bar{\phi}_0$ (d)DNBR

6.5 失流事故

6.5.1 事故工况

压水堆通常是靠冷却剂强迫循环来冷却的。反应堆的冷却剂环路有两条、三条或四条,不同的反应堆设置的数目不等。当反应堆带功率运行时,如果主循环泵因动力电源故障或机械故障而被迫突然停止运行,致使冷却剂流量迅速减少时,就发生了失流事故。停泵的数量可能是全部,例如在断电时;也可能是一部分,例如在发生泵转子卡死或主轴断裂等机械故障时。

失流事故过程的特征是由冷却剂流量下降和堆芯功率下降两方面因素决定的。事故发生后,冷却剂流量下降将使冷却剂的温度和压力升高,燃料包壳温度因传热系数减小而升高。系统参数的变化会触发停堆保护系统。由于保护系统存在信号响应延迟时间,控制棒下插也需要时间,所以反应堆实现有效停堆要比冷却剂流量开始下降滞后,滞后时间大约为 2.4s 左右。在停堆初期,反应堆还可以发出可观的剩余功率,燃料元件本身还贮存着许多热能,在堆芯功率降低之后,这部分热能要释放出来,所以在停堆以后,燃料元件表面的热流密度下降是比较

缓慢的(见图 6-9)。这时如果事故发生后流量下降过快,就会使包壳温度上升,甚至出现偏离核态沸腾(DNB)工况。二氧化铀的导热性能较差,满功率运行时燃料中心温度很高。当停堆后包壳表面传热恶化时,燃料内的贮热分布发生变化,结果是中心温度虽然降低,但外缘温度却明显升高(见图 6-10)。

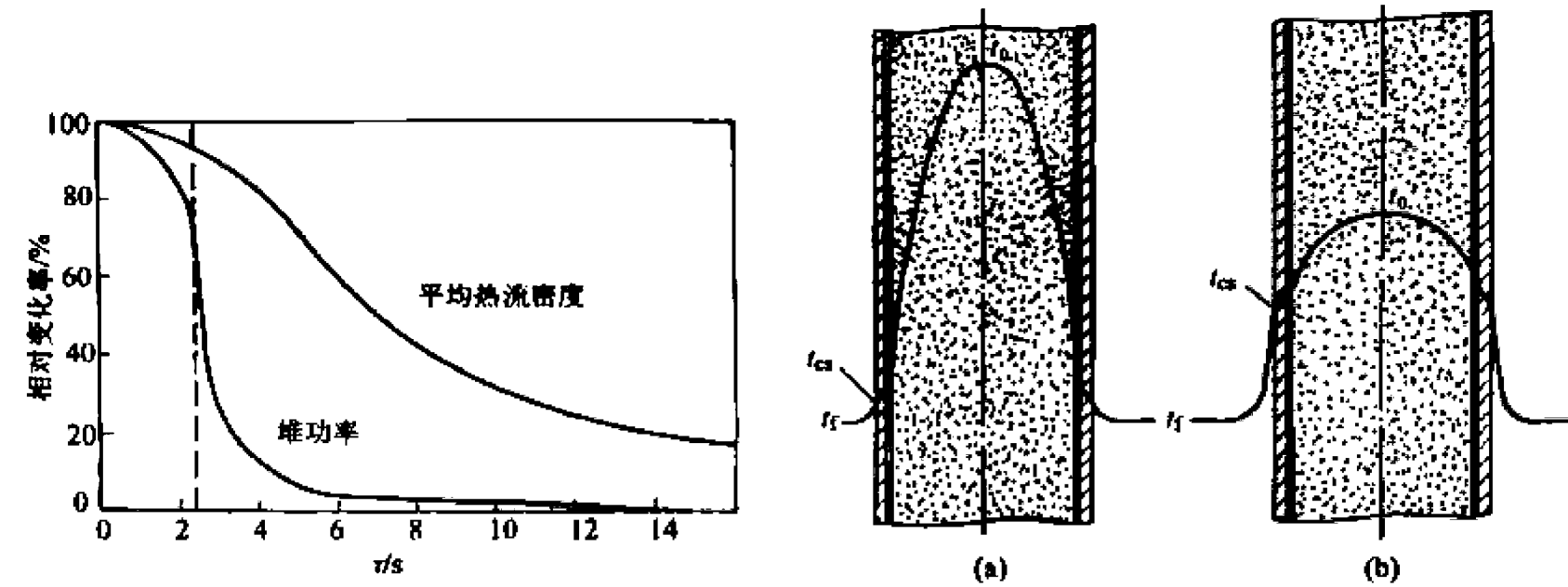


图 6-9 主泵断电后堆芯功率,燃料元件平均热流密度随时间的相对变化(虚线表示有效紧急停堆时刻) 图 6-10 元件内贮热再分配造成的轴向温度分布变化 (a)事故前 (b)事故后

反应堆设计主要从两个方面保证发生失流事故时的安全。一是尽快紧急停堆,即缩短停堆保护信号延迟时间和控制棒下落时间。二是设法减缓事故后临界流密度下降速度。通常在冷却剂主循环泵转子上设有一个质量很大的飞轮,它可以在泵断电以后依靠其转动惯量惰转一段时间,延缓冷却剂流量的衰减。惰转停止后,堆芯的热量靠自然循环导出。为了减小设备的重量和体积,船用动力堆一般不设惰转飞轮,由于船舱高度的限制,回路自然循环的能力也很低。在这种情况下,常用由备用电源供电的应急冷却剂水泵提供冷却剂流量。

分析表明,失流事故瞬态最危险的工况,即 $DNBR$ 的最小值,是在停泵开始后的数秒内发生。通过瞬态分析,主要是要确定允许的有效停堆滞后时间和泵飞轮的转动惯量,以确保 $DNBR$ 始终保持在设计的允许限值以上。瞬态分析通常分成两步,第一步是求出停泵后回路内冷却剂流量、温度、压力的变化,第二步是对堆芯进行子通道分析,求出堆芯内最小烧毁比随时间的变化。

气冷堆的失流事故工况与其他堆型的有些不同。大多数高温气冷堆的冷却剂循环风机是靠汽轮机带动的,动力电源中断不会使风机停转。停堆以后,衰变热产生的蒸汽仍然可以保证汽轮机的运转。为了安全,仍然要保守地假设风机可能失去动力,因而在风机转子上仍然设有转动惯量很大的飞轮。气冷堆的石墨装量很大,它有很大的热容量可以吸收衰变热。据估计,直到石墨被堆芯衰变热加热大约两个小时,燃料元件也不会被烧毁。在这样长的时间内,一般是来得及采取一定措施来恢复一定的冷却剂流量的。在堆芯周围的预应力混凝土压力容器中还设有蛇形冷却水管来带出衰变热,所以堆芯温度不会过高。上述分析表明,与其它类型的反应堆相比,气冷堆的失流事故要安全得多。气冷堆冷却剂没有自然循环能力,只能用备用动力源(电或蒸汽)驱动应急备用风机来进行停堆冷却。

6.5.2 流量瞬变

在失流事故开始后, $DNBR$ 值达到最小值所经历的时间很短, 仅 $3 \sim 5s$, 在这么短的时间内, 不会引起反应堆冷却剂入口焓的改变, 因此计算堆芯流量变化可以不用复杂的系统分析程序, 只需用能描述环路阻力特性和泵特性的较简单的方程组即可解出。特别是对于全部主泵失电事故, 用这种简单算法可以得到相当准确的惯性流量变化。

由于反应堆各回路特性基本相同, 在分析主泵全部失电事故时, 可以把几条环路合并成一条等效的环路, 该等效环路的流量和流通截面积等于几条环路之和, 而阻力系数仍取合并前的数值。对于闭合的冷却剂环路, 如果把它按流通截面分成几段, 则整个环路的动量方程可以写成

$$\sum_{i=1}^n \left(\frac{L}{A} \right)_i \frac{dW}{d\tau} + \sum_{i=1}^n \left(\frac{C}{2A^2\rho} \right)_i W^2 = \rho g h_p \quad (6-101)$$

式中: L 和 A 分别为第 i 段流道的长度和截面积; W 为循环流量; C 为考虑了摩阻和形阻的合成阻力损失系数, $C = fL/D_e + K_e$, f 为摩擦系数, K_e 为形阻系数; h_p 为主泵扬程。式(6-101)中隐含了两个假设: ①阻力与流量平方成正比, 即 f 和 K_e 均为常数; ②环路内各处密度相等, 提升压降之和为零。

在稳态运行时, $dW/d\tau = 0$, 因此

$$\sum_{i=1}^n \left(\frac{C}{2A^2\rho} \right)_i W_0^2 = \rho g h_{p,0} \quad (6-102)$$

式中 W_0 和 $h_{p,0}$ 分别为稳态运行的流量和扬程。将式(6-102)代入式(6-101)可得:

$$\sum_{i=1}^n \left(\frac{L}{A} \right)_i \frac{dW}{d\tau} + \frac{\rho g h_{p,0}}{W_0^2} W^2 = \rho g h_p \quad (6-103)$$

为求解上述方程, 必须知道水泵扬程随时间变化的规律。下面分两种情况进行讨论。

(1) 假设泵转子的转动惯量很小。作为保守的估计, 可以认为水泵一旦失去电源, 其扬程立即变为零。若令

$$K = \frac{\rho g h_{p,0}}{W_0^2 \sum_{i=1}^n \left(\frac{L}{A} \right)_i} \quad (6-104)$$

则方程(6-103)简化成

$$\frac{dW}{d\tau} + KW^2 = 0 \quad (6-105)$$

初始条件为 $\tau=0$ 时, $W=W_0$ 。方程的解为

$$\frac{W}{W_0} = \frac{1}{1 + KW_0\tau} \quad (6-106)$$

由此可得出环路流量减半所需时间为

$$\tau_{1/2} = \frac{1}{KW_0} = \frac{W_0^2 \sum_{i=1}^n \left(\frac{L}{A} \right)_i}{W_0 \rho g h_{p,0}} = \frac{2E_s}{gW_0 h_{p,0}} \quad (6-107)$$

式中 E_s 为环路冷却剂的初始(稳态运行)动能,

$$E_s = \frac{W_0^2}{2\rho} \sum_{i=1}^n \left(\frac{L}{A} \right)_i \quad (6-108)$$

这样,式(6-106)可以进一步简化成

$$\frac{W}{W_0} = \frac{1}{1+T} \quad (6-109)$$

式中 T 是量纲为 1 的时间, $T = \tau/\tau_{1/2}$ 。对一般的压水堆电站, $\tau_{1/2}$ 大约等于 0.5s 左右,因而如果泵转子的转动惯量很小,则流量衰减很快,不能抗御失流事故中燃料元件烧毁的危险。

(2) 假设泵转速和流量以同一相对速率下降,并假设断电后惯性转动中泵的效率不变,仍等于稳态运行时的效率 η_0 。泵的有效功率 N_p 与扬程 h_p 之间存在下列关系:

$$N_p = Wgh_p \quad (6-110)$$

在无动力电源的情况下,泵的有效功率是由转子动能的减少提供的,这一关系可以用下列方程来表达:

$$N_p = -\eta_0 \frac{d\left(\frac{1}{2}I\omega^2\right)}{d\tau} = -I\omega\eta_0 \frac{d\omega}{d\tau} \quad (6-111)$$

式中 I 和 ω 分别表示泵转子的转动惯量和角速度。将式(6-110)代入式(6-103),并利用假设 $\frac{W}{W_0} = \frac{\omega}{\omega_0}$, 可将动量方程变换成下列形式:

$$\left[\frac{W_0^2}{\rho} \sum_{i=1}^n \left(\frac{L}{A} \right)_i + I\omega_0^2\eta_0 \right] \frac{dW}{\tau} + gh_{p,0}W^2 = 0 \quad (6-112)$$

注意到上式中方括号内的第一项为环路中流体初始动能 E_s 的两倍[参见式(6-108)],第二项反映泵转子动能的作用。令 E_p 代表泵转子的初始动能,

$$E_p = \frac{1}{2}I\omega_0^2 \quad (6-113)$$

方程(6-112)的解为

$$\frac{W}{W_0} = \frac{1}{1 + \frac{W_0 gh_{p,0} \tau}{2(E_s + \eta_0 E_p)}} \quad (6-114)$$

根据这一结果,环路流量减半所需的时间为

$$\tau_{1/2} = \frac{2(E_s + \eta_0 E_p)}{W_0 gh_{p,0}} \quad (6-115)$$

与式(6-107)给出的结果相比,增加了泵转子惯性的作用项。为了更清楚地说明泵转子的作用,我们令 $\epsilon = \frac{E_s}{\eta_0 E_p}$, ϵ 表示流体初始动能与有效初始转子动能的相对大小。如果我们仍然沿用上一种方法中由式(6-107)定义的 $\tau_{1/2}$ 为基准,以 $T = \tau/\tau_{1/2}$ 表示量纲为 1 的时间,则表示流量相对变化的关系式(6-114)变成

$$\frac{W}{W_0} = \frac{1}{1 + \frac{\epsilon T}{1 + \epsilon}} \quad (6-116)$$

在 ϵ 很小的情况下,上式可简化为

$$\frac{W}{W_0} = \frac{1}{1 + \epsilon T} \quad (6-117)$$

在刚停泵的数秒内,式(6-116)或式(6-117)可以相当准确地估算环路内的惯性流量。由式(6-116)得出的流量衰减曲线如图 6-11 所示。由该图可以看出,ε 数值越小,即泵转子的初始动能越大,则流量衰减越慢。对于压水堆电厂,ε 的数值大约为 0.04,流量减到一半的时间约为 25s,因而可以大大缓解事故后燃料元件烧毁的危险。

上面介绍的模型假设在整个环路中流体的密度都相等,这在泵的惯性转动驱动压头还相当大时带来的误差是不大的。但是在泵转子所储存的动能快要耗尽,接近停转的时候,环路内各处实际存在的冷却剂密度差所造成的自然循环驱动压头作用就会显示出来。水泵转子惯性转动结束后,它本身就变成了一个阻力件,对流动产生阻力。这时,环路动量方程具有下列形式:

$$\sum_{i=1}^n \left(\frac{L}{A} \right)_i \frac{dW}{d\tau} + \sum_{i=1}^n \left(\frac{C}{2A^2\rho} \right)_i W^2 = - \sum_{i=1}^n \int_{L_i} \rho g dz \tag{6-118}$$

从图 6-12 看出,按照冷却剂密度变化的情况,循环回路可以分成四段。这样,式(6-118)等号右边可以写成

$$- \sum_{i=1}^n \int_{L_i} \rho g dz = - \int_0^{L_R} \rho(z) g dz - \int_0^{L_{SG}} \rho(L) g \left(\frac{dz}{dL} \right) dL + (\rho_{LC} L_{LC} - \rho_{LH} L_{LH}) g \tag{6-119}$$

式中: L_R 为堆芯高度; L_{LC} 为循环回路冷段流道高度; L_{LH} 为循环回路热段流道高度; L_{SG} 为蒸汽发生器内冷却剂流程长度。

由式(6-119)可以看出,加大蒸汽发生器和堆芯的高度差可以增大自然循环驱动压头,但这要受安全壳空间高度的限制。实际上蒸汽发生器的传热管很长,冷却剂在其上升管段和下降管段中的密度差对驱动压头的贡献很大。然而值得注意的是,在自然循环阶段,如果蒸汽发生器的二次侧冷却能力过强,则蒸汽发生器的驱动压头反而会减小。为了保持一回路的自然循环能力和降低设备的热应力,电厂运行规程对于该阶段二回路的冷却能力,即一回路冷却剂的降温速率是有限制的。

用以上方法得到的冷却剂流量随时间的变化,是分析堆芯燃料元件和冷却剂工况的依据。

6.5.3 堆芯热工分析

详细的堆芯热工分析应该用子通道分析方法,第 5 章已对这种方法作了介绍。在进行估

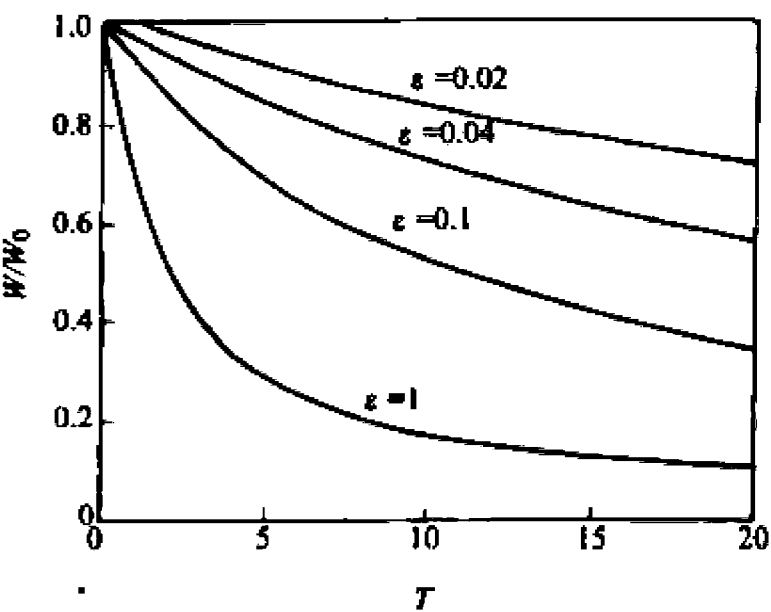


图 6-11 流量衰减的计算曲线

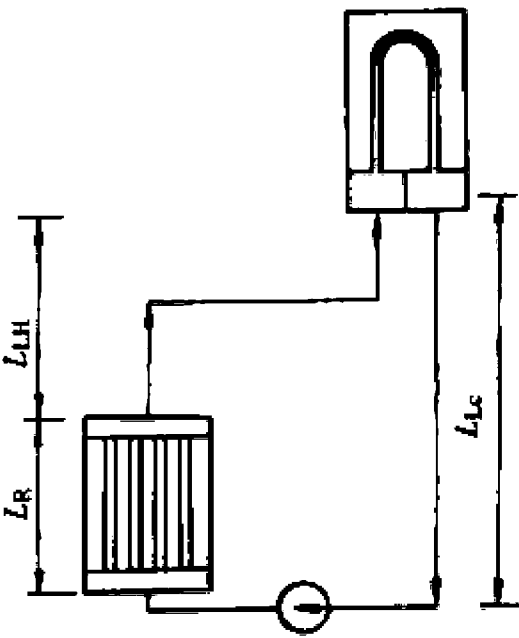


图 6-12 反应堆一回路简化流程

算时,也可以采用较保守的单通道模型,下面我们对这些方法进行一些讨论。

在用单通道模型进行堆芯热工分析时,往往根据堆芯的径向功率分布把堆芯划分成几个区域,每个区域的热工特性用该区的一个典型通道来代表。典型通道只包含一根燃料元件以及冷却该元件的冷却剂通道。人们最关心的是热通道的热工特性,所以无论把堆芯划分成几个区域,堆芯的热通道必然要单独算作一个区域。只要热通道的计算结果误差不大,则该模型的分析结果就是令人满意的。

最简单的是把堆芯分成两个区,热通道作为一个区,其他的所有通道作为另一个区,用“平均通道”来模拟这一个区,作为这个区的代表,首先计算平均通道的参数,然后进行修正,得出热通道的参数。

如果忽略动能和压力位能的作用,环路中的能量守恒方程为

$$\rho \frac{\partial h}{\partial \tau} + G \frac{\partial h}{\partial z} = \frac{U_b}{A} [q(z) + q_c(z)] \quad (6-120)$$

式中 $q_c(z)$ 为与体积释热率等效的热流密度。如果流过反应堆的冷却剂总流量随时间的变化 $W(\tau)$ 已经求解得到,则上式中的质量流密度 G 可由下式求出:

$$G(\tau) = \frac{W(\tau)}{A_t} (1 - \xi_s) \quad (6-121)$$

式中: A_t 为堆芯总流通面积(不包括旁通截面积); ξ_s 为冷却剂旁流系数。在求出 G 之后,方程(6-120)中就只剩下比焓 h 这一个未知数,因而是可以解出来的。

根据堆芯冷却剂流量,焓值(温度)和几何尺寸,可以求出冷却剂流过堆芯时的平均压降。要计算的压降应包括时间加速压降 Δp_{at} 、空间加速压降 Δp_{as} 、摩擦压降 Δp_f 、局部形阻压降 Δp_c 和提升压降 Δp_{el} ,即堆芯平均压降为

$$\Delta p_m = p_1 - p_2 = \Delta p_{at} + \Delta p_{as} + \Delta p_f + \Delta p_c + \Delta p_{el}$$

由于下腔室的压力分布不均匀,使冷却剂流过热通道的驱动压头偏低。根据实验数据,可以对平均通道的压降 Δp_m 进行修正,得出热通道的驱动压头。然后根据热通道的阻力特性,即可解出其流量值。在热通道中可能出现两相流,在计算压降和阻力时应该考虑。对失流事故最终是要解出瞬态期间烧毁比 $DNBR$ 随时间的变化,以确定堆的安全裕度是否满足要求。

6.6 压水堆冷却剂丧失事故

6.6.1 事故分类

一回路压力边界的任何地方发生破裂,或安全阀及卸压阀卡开等都会造成冷却剂流失,这种事故统称为冷却剂丧失事故。对于水冷反应堆,也叫失水事故。在讨论这种事故时,通常都把反应堆压力容器的破裂排除在外,因此压力容器有保守设计、严格的制造工艺和在役检查,所以它的破裂几乎是不可能的。

冷却剂丧失事故使系统卸压。冷却剂的流失和系统卸压的速率以及随后反应堆系统对卸压事故的响应、应急堆芯冷却系统所起的作用等都受破口尺寸的强烈影响。因此通常按破口的尺寸把冷却剂丧失事故分成大破口、中破口和小破口事故。然而不同压水堆电厂管道的尺

寸和分布的范围都是不同的,所以很难规定出一个区分大、中、小破口的严格界限。图 6-13 表示某个具体压水堆电厂一回路管道尺寸的分布和破口尺寸的划分。通常把相当于冷却剂主管道的截面积的 1/10 的破口面积作为大破口和中破口的分界,把相当于主管道截面积的 1/50 的破口面积作为中破口和小破口的分界。

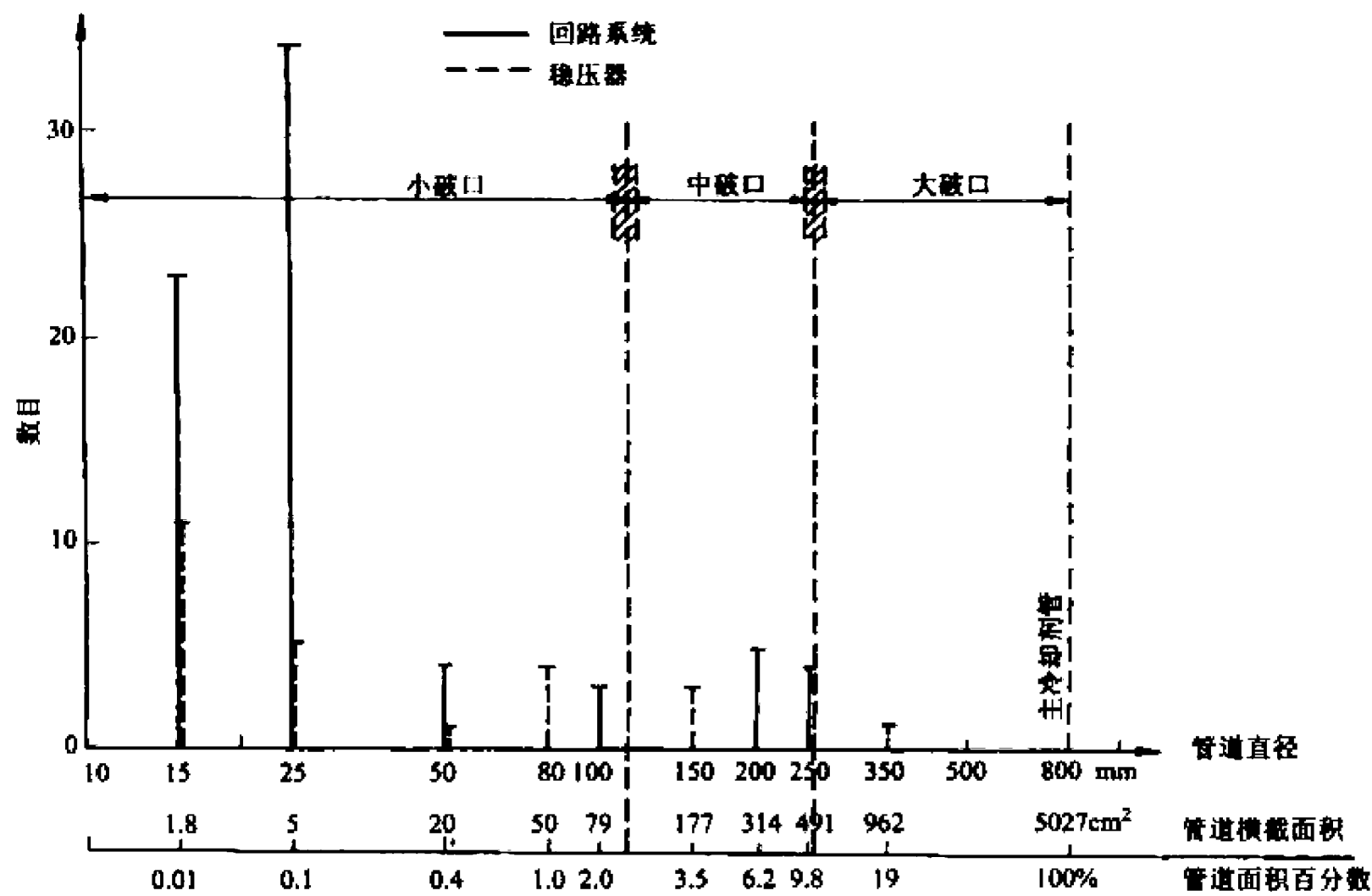


图 6-13 压水堆的连接管道直径(截面积)的尺寸(%)范围

表 6-1 压水堆小破口与大破口失水事故特征的比较

	小破口失水事故	大破口失水事故
选择的破口尺寸	19cm²	2×3700(cm²)
有效热源	衰变热(蓄热仅在早期阶段起作用)	蓄热和衰变热
有效热穴	破口流量,通过蒸汽发生器向二次侧传热,以及堆芯应急冷却水	破口流量和堆芯应急冷却水
在蒸汽发生器中的传热	$p_{-x} > p_{+x}$ 辅助给水作用显著	$p_{-x} > p_{+x}$ 辅助给水作用不显著
一次侧压力	因泄放缓慢而保持高压	因喷放而快速失压
一次侧流动特性	1. 分层流动 2. 在高处不凝结物的分离 3. 重力控制 4. 因急剧汽化和泄放可能使堆芯裸露 5. 稳压器影响显著	1. 泡状或滴状流 2. 喷放时为均匀流 3. 动量控制 4. 堆芯很快排空和再淹没 5. 稳压器影响小

(续表)

	小破口失水事故	大破口失水事故
堆芯应急冷却系统	1. 上充泵和高压安全注入 2. 有效性取决于安全注水开始的压力 3. 在冷段破裂失水事故中,堆芯可能要部分裸露	1. 安全注水箱有效 2. 有效性取决于注水位置和初始压力 3. 在冷端破裂失水事故中,可能有蒸汽阻流和堆芯应急冷却水旁流,旁流减慢再淹没速度
电厂恢复	1. 辅助给水和充水以及蒸汽发生器的自然循环 2. 在蒸汽不能排放的情况下,手动操作所有卸压阀,以降低高压安注水、安全注水箱、低压安全注水和停堆冷却系统的压力	1. 安全注水箱和再淹没 2. 连续低压安全注水或停堆冷却

单纯按尺寸来划分冷却剂丧失事故并不是最科学的。其实,对事故进行分类最主要的依据应该是主宰冷却剂丧失事故瞬态过程的重要物理现象或事件的特征。例如,与大破口和中破口相比,小破口失水事故的特征之一是,需要利用压水堆的主排热系统(即蒸汽发生器二次侧)把一回路多余的热量排走,以便使一回路系统尽快降压,减少泄漏流量,加大安注流量。另外,不同尺寸破口事故中,堆芯内汽水混合物液位的性状、系统内的流动特性,以及蒸汽发生器内一次侧和二次侧之间热传递方向随时间的变化等物理现象均不相同。表 6-1 给出了压水堆小破口与大破口失水事故特征的比较。

6.6.2 小破口失水事故后的工况

1. 不同尺寸下的小破口事故的特征

1) 尺寸较大的小破口

图 6-14 给出了在各种不同尺寸的小破口下一回路系统的降压过程,其中破口面积为 50cm² 的情况属于小破口尺寸较大的情况。事故发生之后,系统压力瞬间降到饱和压力,随后系统内出现闪蒸,压力降低速度有所减缓。由于一回路有一部分热量要靠蒸汽发生器传出,在一段时间内一回路的冷却剂温度不能降到蒸汽发生器二次侧温度以下(点 B)。但由于破口较大,热量大部分从破口排出,对蒸汽发生器排热的依赖性并不强,所以随着衰变热的减少和连续的泄漏,系统压力很快又降下来。直至降到安注水箱的定值压力,大量的水注入堆芯,使压力容器内的水

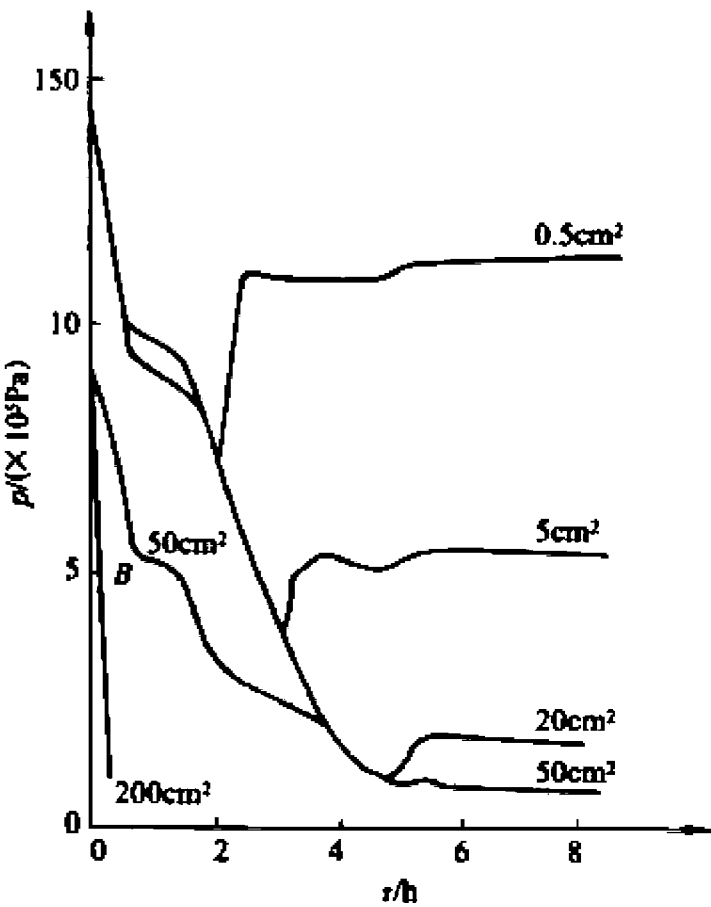


图 6-14 小破口失水事故中一回路压力变化

位得以回升,压力下降的趋势也减缓。

由于破口较大,这种冷却剂丧失事故有可能使冷却剂液面降到堆芯顶部以下。但是由于系统降压快,安注水箱投入得早,因而在燃料包壳明显上升之前,堆芯就会重新被冷却剂淹没。此外,由于系统降压快,堆芯内冷却剂闪蒸产生的大量汽泡会使堆芯液位“膨胀”,这种现象有助于推迟堆芯裸露,或减小裸露程度。只要保证堆芯被水淹没,堆芯就不会出现 DNB 现象。

2) 中等尺寸的小破口

对于中等尺寸的小破口,从破口排出的冷却剂不足以带出堆芯同期产生的衰变热功率,因而有较多的热量要通过蒸汽发生器排出。根据一、二次侧传热要求,一次侧冷却剂的压力要保持在高于二次侧水温度的饱和压力的水平。持续的时间一直要到堆芯的衰变热水平降低到等于蒸汽从破口排放时带走的能量。随后一回路系统压力降低,安注流量加大,压力容器内的水位得以恢复。

对于这种尺寸的破口,高压安注对一回路冷却剂的补充起重要作用,蒸汽发生器对一回路热量的输出也起重要作用。值得注意的是,在这种破口出现时,一回路长时间保持在相当高的压力之下,冷却剂流失严重,堆芯可能露出水面。更为不利的是堆芯补水只靠高压安注,流量较小,不能补偿泄漏流量,因而堆芯可能长时间处于裸露状态之中。

3) 小尺寸的小破口

在这种情况下,冷却剂泄漏量较小,高压安注流量即可给予补偿,因而堆芯不会裸露。系统压力降低不多。当系统重新被高压安注水充满时,压力会突然升高。

表 6-2 给出了各种尺寸小破口失水事故的特征对比。可以看出,中等尺寸小破口中堆芯裸露的时间最长,后果最危险。在这种情况下,利用各种方法来尽快降低一回路的压力是非常重要的。因为,降低回路压力可以减少冷却剂的排放率,增大高压安注所注入的流量,而更重要的是可以使系统压力降到安注水箱或低压安注系统可投入运行的压力。这些安全设施投入运行可以很快使堆芯恢复淹没。只要保证堆芯被水淹没,堆芯就不会出现 DNB 现象。

表 6-2 各种尺寸小破口事故特征对比

小破口类型	较 大	中 等	较 小
破口面积/cm ²	90~450	20~90	<20
一回路压力变化	降低较快,直到安注箱动作	降低缓慢	降低之后回升
堆芯裸露	时间短	时间长	无
自然循环	中途中断	中途中断	单相、不中断
安注箱	动作,淹没堆芯	不动作	不动作
主泵停泵影响	影响小	可减少冷却剂损失	影响小
高压安注作用	小	大	大
蒸汽发生器作用	小	很大(有辅助给水泵)	大(有辅助给水泵)

2. 破口位置的影响

破口位置会影响从系统中泄漏出去的冷却剂总量,也会影响到注入的应急冷却剂能够到达堆芯的数量。例如,由于标高的不同,位于反应堆冷段主管道系统底部的破口会比位于系统顶部的破口流失更多的冷却剂。此外,由于标高较低的破口卸压速率比顶部破口慢,从而会使

冷却剂排出量增多。冷段管道底部的破口还会使一部分应急冷却水流失。

令人关注的另一个破口位置是稳压器顶部引出的各种接管上。例如,卸压阀的阀芯在打开的位置上被卡住就是一种小破口事故。在这种事故的喷放过程中,稳压器波动管中的汽水阻流现象对事故的特征起重要作用。压力容器内降压闪蒸产生的蒸汽在经波动管流入稳压器时,会妨碍水从稳压器返回管道,结果稳压器会形成虚浮水位。这就是说,稳压器内的水位不再能反映回路中冷却剂储量的多少。如果反应堆操纵员这时仅仅根据控制室中稳压器液位指示来判断回路中冷却剂的储量,就会造成误判或误操作。为了正确判断在压力容器内水位下降的情况,已提出要在压力容器内堆芯上部设置水位监测器。另外,由于在事故过程中稳压器内积存了一部分水,堆芯的裸露时间会提前。

3. 自然循环的作用和工况

在反应堆冷却剂循环泵停转以后,自然循环是把堆芯衰变热输送到蒸汽发生器去的唯一输热机理。所以自然循环工况在事故过程中起重要作用。

自然循环的驱动压头是回路上行段(上升段)和下行段(下降段)中冷却剂的密度差造成的,并与堆芯和蒸汽发生器的相对标高成正比。冷却剂主泵停转以后,自然循环开始为单相流。随着系统的降压,回路中冷却剂温度最高部分(堆芯出口和热段管道)开始出现闪蒸。闪蒸产生的气泡在进入蒸汽发生器传热管后不久就被凝结。气泡的存在可以增大回路上行段和下行段冷却剂的密度差,因而可使循环流量增大。但是不久之后,当一回路压力降到接近二回路压力时,蒸汽发生器倒U形管顶部的水也接近了闪蒸点,致使进入倒U形管的蒸汽泡得不到凝结而滞留在顶部形成汽腔,使自然循环中断。这种汽水分层效应是小破口事故中最受关注的现象之一。

在自然循环中断之后,堆芯中产生的蒸汽通过热段管道流到蒸汽发生器,并在上升段中冷凝,凝结后的水又沿原来的路径返回堆芯。这种传热模式称为回流冷凝。蒸汽和冷凝水在热段主管道中流动方向相反,有可能形成阻流现象。在蒸汽发生器传热管上升段中,由于管径较细,会有一部分管子间歇地被堵塞。

不凝性气体的存在会降低冷凝传热系数,妨碍蒸汽发生器的传热。还会在倒U形管顶部等制高点形成不凝性气腔,妨碍自然循环的恢复。不凝性气体的来源主要是锆-水反应生成的氢气、燃料元件内充压用的氮气、裂变气体、安全注射带入的氮气和空气等。应该估算这些气体的数量和它们造成的影响。实验和分析表明,只要不凝性气体不是异常地多,而且蒸汽发生器二次侧热阱有大约15%是可用的,那么在回流冷凝的模式下,也可以使反应堆堆芯得到适当的冷却。

4. 安全设施和安全准则

小破口失水事故的安全准则与大破口事故的基本相同。小破口事故分析所关心的问题主要是事故发生后包壳的峰值温度、氧化程度,特别是在瞬态过程中堆芯裸露的可能性和裸露程度。在事故中堆芯应急冷却系统对防止堆芯裸露起重要作用。此外,由于事故中要靠蒸汽发生器排出一回路的热量和使回路降压,为了保证这种功能的实现,二回路的辅助给水系统被列为专设安全设施之一。

一起小破口失水事故的延续时间从数十分钟到数小时不等。只要反应堆操纵员不发生误

判断和误操作,小破口失水事故是不会酿成灾难性后果的。在事故过程中,一回路系统冷却剂储量减少的趋势总是可以抑制下来并得到恢复。恢复的原因可能是随着系统的减压,高压安全注射流量最终超过了破口处冷却剂的流失量,或者是系统的压力降到了安全注射水箱或低压安注的定值压力,大量的水注射到回路中去。在回路系统被水充满之后,即可视为整个小破口事故的处理结束。

6.6.3 大破口事故后的工况

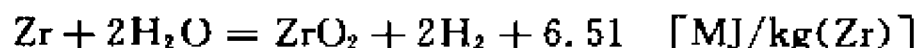
大破口失水事故是一种极限事故。在安全分析中,设想最严重的情况是一根冷却剂主管道发生脆性断裂,管道在一瞬间完全断开并错位。这时冷却剂从断开的两个端口,即从相当于两倍主管道截面的开口同时向外喷放。这种断裂叫做“双端断裂”。这种失水事故会造成多种危害:

(1) 在管道断开的一瞬间,冷却剂在破口处突然失压,会在一回路内形成一个很强的冲击波。这种冲击波在系统内传播,可能会使堆芯结构遭到破坏。此外,冷却剂的猛烈喷放,其反作用力会造成管道甩击,破坏安全壳内的设施或相邻的回路管道。

(2) 冷却剂的持续流失有可能使堆芯裸露,传热能力大为下降,使燃料元件受到破坏。如果堆芯大量元件发生熔化,熔融的燃料同残存在压力容器底部的水相接触,进行剧烈的放热化学反应。燃料还可能把压力容器熔穿,进入到地基里去。

(3) 高温高压的冷却剂喷入安全壳,使安全壳内的气体压力、温度升高,危及安全壳的完整性。

(4) 燃料元件的锆包壳在高温时会与水蒸气发生剧烈的化学反应:



反应产生的氢积存在安全壳中,在一定条件下会发生爆炸。锆水反应还会使包壳脆化,导致包壳破裂。锆水反应产生的热量还会使堆芯过热。

(5) 反应堆冷却剂中的放射性物质进入安全壳后,通过安全壳泄漏,会污染环境。

对于应急冷却系统起作用的情况,大破口冷却剂丧失事故中发生的事件序列可分为四个连续阶段,即喷放、再灌水、再淹没和长期冷却。这个时间序列所包含的相应热工水力现象可借助图 6-15 来加以说明。图中给出了冷段主管道破裂(实线)和热段主管道破裂(虚线)两种情况的计算结果。

1. 喷放阶段

1) 堆功率变化

由于大破口事故中系统压力降低极快,大约在 0.1s 内即可降至冷却剂的饱和压力,从而生成大量的蒸汽。空泡效应引入的负反应性使反应堆自行停堆,此后堆芯长期处于衰变热功率水平。

2) 卸压过程

破口出现之前,系统中的冷却剂是欠热的。在管道破裂时,破口处的压力在几十毫秒内突然降到饱和压力。该压力突降产生一个稀疏压力波。这种压力波在一回路系统和压力容器内传播,作用在堆芯吊篮等堆内构件上,产生很大的动态负荷。欠热卸压之后,系统内的冷却剂

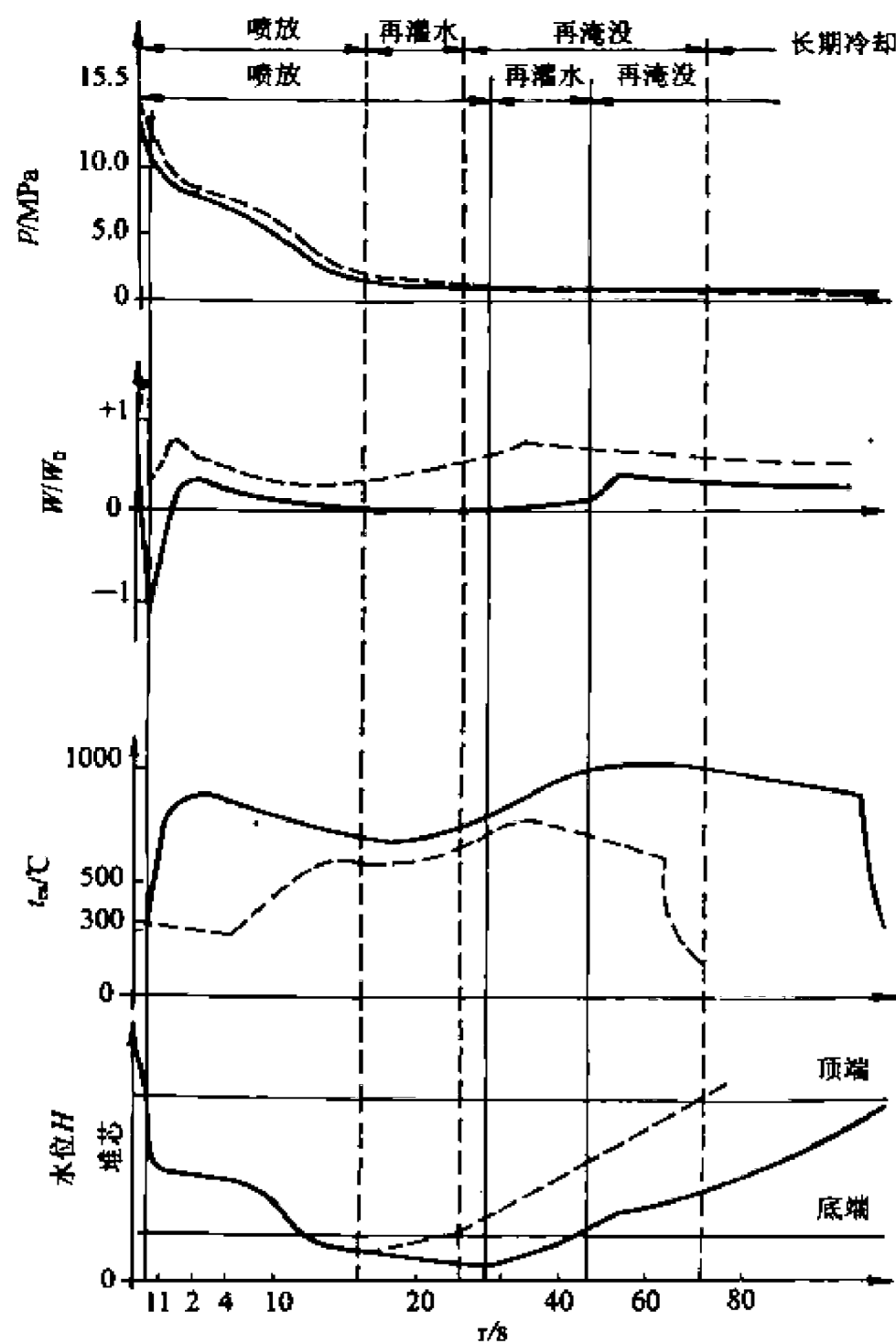


图 6-15 压水堆大破口事故的冷却剂特性
——冷段破裂；-----热段破裂

达到饱和态,以汽液两相临界流速通过破口向外喷放,通常把这种工况称为饱和喷放。饱和喷放的卸压比较缓慢。

3) 堆芯流量

热段主管道破裂将会使堆芯冷却剂瞬时加速,而冷段主管道破裂则会使堆芯冷却剂瞬时减速,并使流向由向上流转而向下流动。在转向过程中会出现流动停滞,传热恶化。随后的喷放阶段堆芯冷却剂的流量由堆芯至两个喷放端口的流动阻力决定。热段管道破裂时堆芯冷却剂流量较大。而冷段破裂时堆芯冷却剂流量很小,这对堆芯的冷却是很不利的。

4) 包壳温度

由于冷段管道破裂时堆芯冷却剂会出现停滞,包壳表面会出现偏离核态沸腾(DNB)工况。这种工况在冷段破口出现后 0.5~0.85s 时就会发生。DNB 后包壳温度上升到一个峰值,有时把它称作第一包壳峰值温度。该峰值温度主要是燃料储热再分配形成的。峰值的幅度主要由三个因素决定:①燃料芯块和包壳之间的间隙热阻越大,则燃料芯块的温度越高,即

储能越大;②喷放开始瞬间流过堆芯的水带走的热量;③随后,堆芯内蒸汽带走的热量受到水滴夹带量的强烈影响。根据保守的分析,冷段双端断裂事故的第一峰值温度接近 900°C 。

在第一包壳峰值温度之后,包壳温度的变化主要由能量的产生和传出之间的平衡以及传热工况所决定。开始时,衰变热的减小使包壳温度有所降低,但是到后来(约 15s)由于堆芯开始裸露,传热恶化,包壳温度又开始上升。锆-水反应会加剧温度的上升。

5) 堆芯应急冷却水的注入

在喷放开始 10~15s 之后,一回路系统压力会降到安注箱的氮气压力以下,箱内储存的含硼水开始从冷段管道向一回路注入。

然而在冷段管道破裂的情况下,开始时,注入的应急冷却水未必能到达堆芯。这是因为冷段破裂时,冷却剂从堆芯下腔室经堆芯周围的环形通道向上流动,然后从冷段管道破口排出。在注入开始时,这股喷放流量还相当大,它会阻止注入的应急冷却水在环形通道中向下流动到达堆芯下腔室。结果,从完整的环路冷段管道注入的冷却水在环形通道中绕过堆芯之后又从破裂的冷段管道排出,这种现象称做安全注射的旁通现象。在系统压力进一步降低之后,冷却剂喷放流量减小,注入的应急冷却水才能够到达堆芯。

热段管道破裂时不存在上述问题。注入冷管段的应急冷却剂可以顺利地穿过环形通道到达堆芯下腔室。

通常认为,当一回路的压力与安全壳的压力达到平衡时(约 0.3MPa),喷放阶段结束。喷放阶段所经历的时间预计大约是 30~40s。

2. 再灌水阶段

由于冷却剂大量喷放,压力容器内的水位可以降到堆芯底端以下。尽管在喷放阶段安全注射已经开始,但是在进行安全分析时保守地假设,只有在喷放阶段结束后,注射的应急冷却水才能到达堆芯。从冷却剂注入堆芯下腔室开始,到水位恢复到堆芯底端为止的这段时间称为再灌水阶段。

从安注开始到再灌水阶段结束的这段时间里,堆芯基本上是裸露的。在充满蒸汽的堆芯中,燃料棒除了靠热辐射和不大的自然对流以外,没有别的冷却方式。堆芯几乎是在衰变热作用下绝热升温,温度上升的速率大约为 $8\sim 12^{\circ}\text{C/s}$ 。如果燃料元件从 800°C 左右开始上升,那么在经过大约 30~50s 之后,温度就将增加到 1100°C 以上,此时锆合金和水蒸汽的化学反应已相当剧烈,成为包壳表面上一个附加的热源。因此,再灌水阶段是整个冷却剂丧失事故过程中堆芯冷却最差的阶段。喷放结束时的下腔室水位和下腔室再灌水的终止时间是两个关键参量,它们决定了这个阶段内可能达到的最高燃料包壳温度。

3. 再淹没阶段

再淹没阶段开始于压力容器内的水位达到堆芯底端并开始向上升的时刻。在这一阶段中会出现下列重要的物理现象:

(1) 第二峰值包壳温度:再淹没是从堆芯底部开始的,在堆芯下部淹没时,堆芯上部燃料元件可能还在继续升温,所以堆芯包壳温度峰值的高低决定于堆芯上部燃料元件温度升高的趋势得到抑制的时间。在应急冷却剂进入堆芯时,遇到温度很高的包壳表面,沸腾过热十分剧烈。产生的蒸汽夹带着许多液滴,向上流出堆芯,并对其流经的元件表面提供预冷,其冷却的

效果随着再淹没水位的上升越来越好,从而使堆芯上部燃料温度上升的趋势逐渐得到抑制。第二峰值包壳温度大约出现在事故出现后的60~80s。峰值的幅度决定于燃料元件的间隙热阻。如果间隙热阻较小,则在第一包壳峰值温度出现时,即已经将大部分贮热传给包壳,形成较高的第一峰值温度。而第二峰值温度较低。反之,如果间隙热阻很大,则会形成较高的第二峰值温度。

(2) 骤冷过程:在包壳温度很高时,水在接触壁面之前即已汽化,并形成强烈的液滴飞溅。这种过程可以对包壳起降温作用,只有温度降到一定程度时,液体才能浸润包壳表面,形成稳定的核态沸腾或单相水对流换热。由于浸润后传热系数大大增加,致使壁温突然降低,这就是骤冷过程。当整个堆芯都被骤冷,且水位最终达到顶端时,即认为再淹没阶段结束。结束的时间大约在事故瞬态开始后1~2min。

(3) 蒸汽的气塞作用:在再灌水 and 再淹没期间,从堆芯出来的蒸汽在流向破口时受到阻力,从而使上腔室形成一个背压。在汽流经过蒸汽发生器时,由于二次侧的温度还相当高,会使蒸汽中夹带的液滴蒸发或过热,流速增加,从而使流动阻力进一步增加。上腔室存在的气压好像是一个气塞,抵消应急冷却水注入堆芯的驱动压头,降低再淹没的速度。

(4) 锆水反应:由于在1000℃以上时锆水反应变得相当剧烈,会使包壳严重氧化。包壳的氧化会导致包壳的脆化。在随后燃料包壳被骤冷时产生很大的热应力,会使脆化的包壳碎裂。燃料包壳的碎片和散落的燃料芯块可能会使流道堵塞。

4. 长期冷却阶段

在再淹没阶段结束之后,低压安注系统继续运行。当它的正常水源(换料水)——贮存水箱中的水全部用尽时,低压安注系统水泵的进口转接到安全壳地坑,用地坑中汇集的水对堆芯进行长期冷却。地坑的水进入水泵之前要流经热交换器进行冷却,以排出它从堆芯带出的热量。

6.6.4 热力系统瞬态过程分析方法

在反应堆运行过程中,有可能发生各种各样的事故。为了评估这些事故工况的后果是否在安全的允许范围之内,需要预计:核电厂冷却剂系统及其部件的行为、燃料元件的性状以及事故造成的放射性释放时对环境的影响等。为了能对各种可能发生的事故工况后果进行正确可靠的评估,开发研制了许多安全分析计算机程序。归纳起来,对于像冷却剂丧失事故这样的工况,进行瞬态分析所需要的计算机程序有以下几种:

(1) 核电厂系统分析程序:用于分析核电厂整个冷却剂系统的热工水力瞬态特性。

(2) 核电厂部件分析程序:用于分析一个部件的详细热工水力特性和负荷特性。

(3) 堆芯中子物理分析程序:它包括两类程序,第一类为反应堆多维中子时空动力学程序,用于计算堆内中子能量的时空特性;第二类为堆芯燃料管理程序,用于部分事故分析中计算燃耗寿期初及寿期末各种状态下的反应堆物理参数。由于对核电厂的换料方案也需要进行安全分析,所以这类程序也成为安全分析程序系统中的一个组成部分。

(4) 燃料元件行为分析程序:用于预测反应堆各种工况下燃料元件的性能和行为。

(5) 放射性后果分析程序:用于估算事故后放射性释放量和剂量率。

在以上各种计算机程序中,核电厂系统分析程序是安全分析程序包中的核心程序。这种程序模化的范围包括冷却剂系统(一回路)和主蒸汽供应系统(二回路)中的主要设备和部件,如堆芯、稳压器、蒸汽发生器、泵和各种阀门等,同时也并入了较简单的中子动力学程序和燃料元件温度分布计算程序。系统分析程序的计算结果,有的本身就可用来论证电厂的安全性,有的可作为进一步分析计算的基础。

各种系统分析程序版本所用的数学模型不同,所适用的工况也不尽相同。但是各种程序所使用的方法却有共同之处。它们几乎都是把系统和设备划分成许多控制体,按照控制体写出方程,解出每个控制体中的参数,以此来模拟出整个系统参数的瞬变过程。下面我们以 RELAP-4 程序为例来介绍这种方法。

1. 控制容积和通道模型

控制容积是按流体的参数和工况的不同来划分的。系统中那些流体参数和工况相近的区域可以划分在同一控制体中,不相近的部分划在不同的控制体中。按照这一原则,在参数变化比较剧烈和存在传热过程的地方,控制体的划分要细一些,而其他部分则可以划分得粗一些。自然,控制体划分得越细,计算结果也越准确,但是计算机的求解运算时间会随着控制容积数的增多而迅速增加。控制容积数的选取还受到计算机容量的限制。最初的 FLASH 程序把压水堆一回路系统简化成图 6-16 的流程,并用图 6-17 所示的控制体-通道模型来描述这个系统^[1]。这个模型只有 6 个控制体积、9 个通道。其中堆芯用 3 个通道来描述,以反映参数的分布特性。现代的大型系统分析程序把回路管道和设备划分成几十个控制体。图 6-18 是 RELAP-4 程序所拟定的一回路控制体模型^[2],有 44 个控制体和 59 个通道。其中堆芯沿高度被分为三个区,以反映轴向热源的分布特性。横向分两个区,分别代表热通道和平均通道。蒸汽发生器一次侧 U 形管传热区用 7 个控制体来描述,而二次侧处于饱和态,只用一个控制体来描述。在破口处,破口两边的管段控制体上有两个通道分别通往安全壳控制体,在分开的两个管段控制体之间用一个通道连接起来。如果这个通道的阻力系数非常大,则代表管子完全断开了,如果阻力系数比较小,则在这两段管之间会有较大的流量,这种情况代表管子上只有局部破口,没有完全断开。可以设想,按上述控制体模型解出的结果可以比较真实地反映事故的过程。

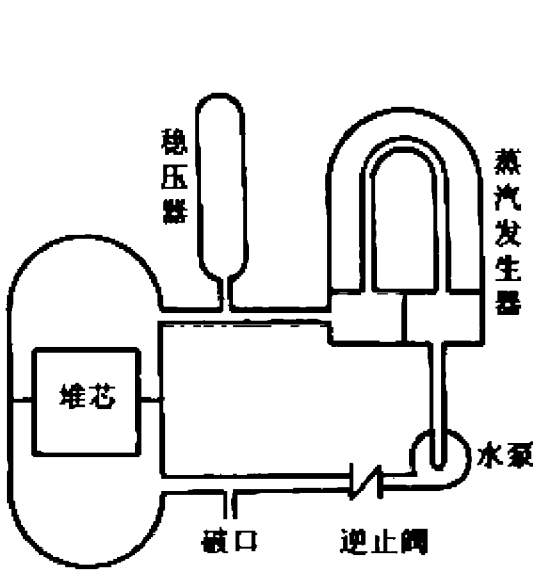


图 6-16 一回路示意图

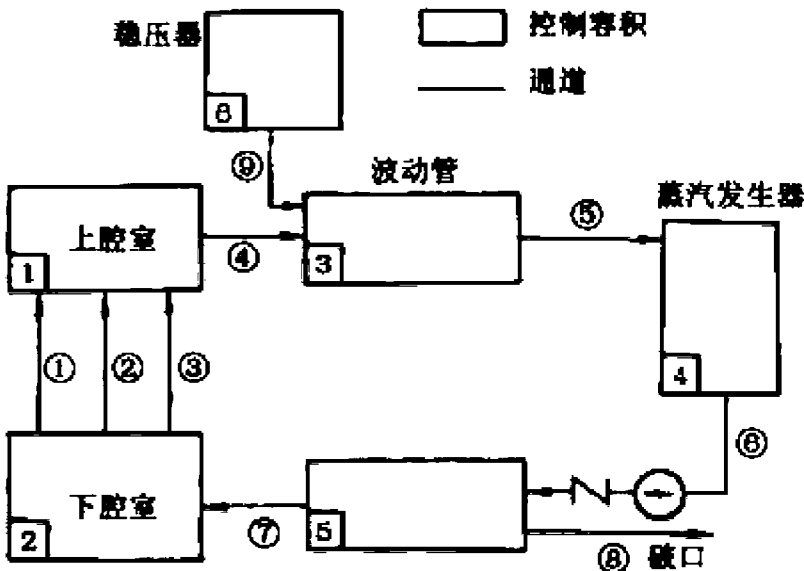


图 6-17 用于 FLASH 程序的反应堆一回路控制容积模型

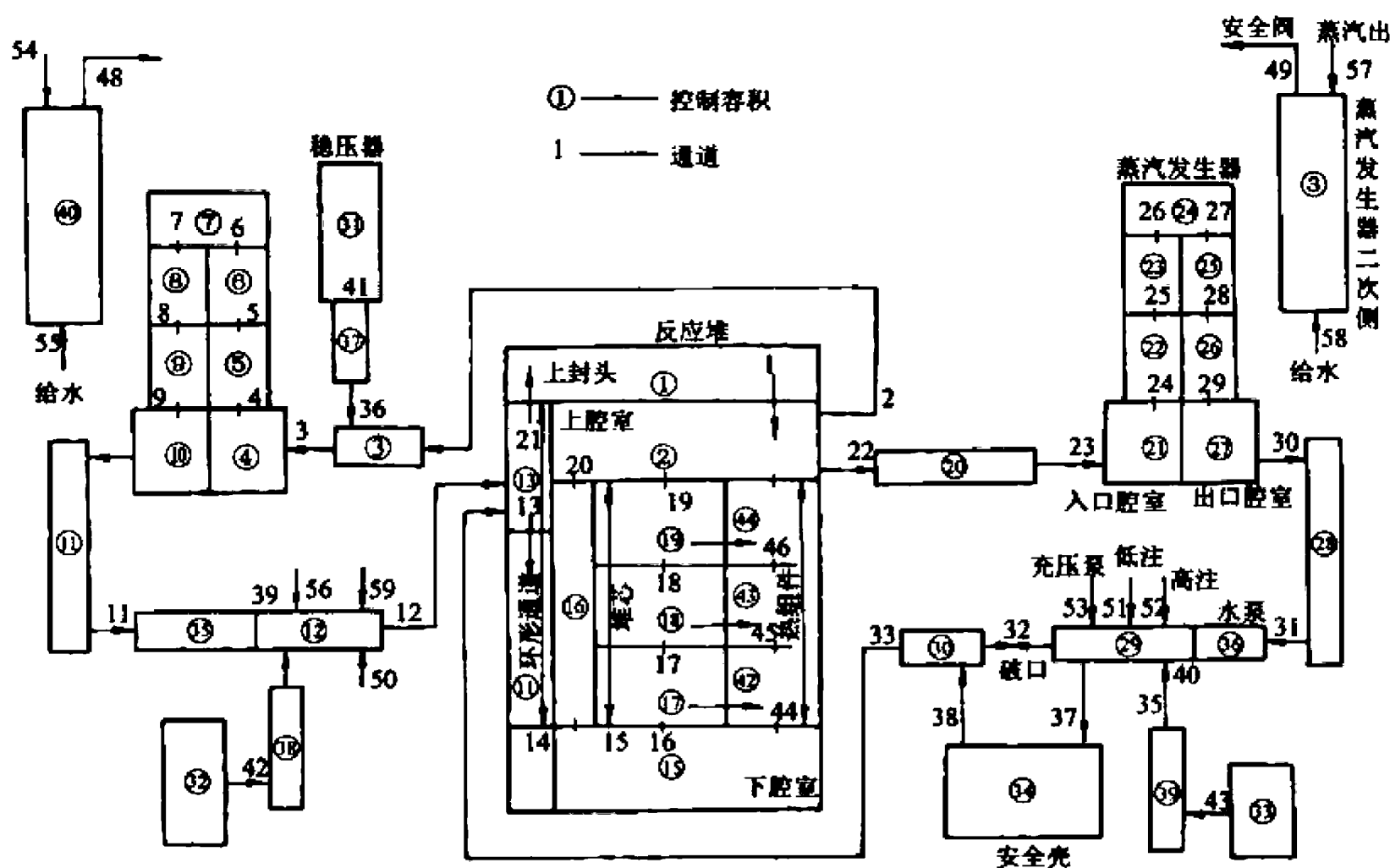


图 6-18 RELAP-4 反应堆一回路控制容积模型

在 RELAP-4 的控制体模型中,所有的控制体都被看作是一个圆柱形容器,它的体积与所代表的实际部件体积相同。如果它代表的是一个横截面积很大的部件(例如反应堆下腔室),则就选择该部位的实际横截面积作为控制容积的截面积,并依此计算出控制体的长度。如果某一控制体所代表的是一个沿程摩擦压降起重要作用的部位,则在确定控制体尺寸时要优先保证通道的长度。在确定控制体与通道连接点高度时,要保证连接点以下的体积与实际情况相同。总之,控制体的几何要素要选择得能够便于正确地描述一个控制体内的物理过程。每个控制体中的参数用它的几何中心位置上的数值来代表。

相邻的两个控制体之间用“通道”连接,典型的一种通道模型如图 6-19 所示。通道的长度等于两个控制体中心之间的距离,即将 $(l_K/2)$ 和 $(l_L/2)$ 两者相加得到。通道的截面积左半部分是 A_K ,右半部分是 A_L ,在连接点附近的 K_0-L_0 段落上有一个突变,其中也可以包括孔板之类的节流部件。通道与控制体之间的标高关系应与实际情况相符,以反映重力效应和控制体内液位对介质流动的影响。

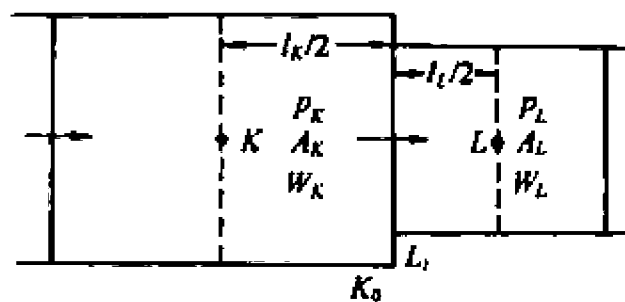


图 6-19 RELAP-4 程序中的通道

2. 守恒方程

守恒方程的形式取决于所采用的两相流模型,各程序版本是不同的。RELAP-4 程序采用的是一维均匀平衡两相流模型,流管的守恒方程可以写成下列形式:

(1) 质量守恒方程

$$A \frac{\partial \rho}{\partial \tau} = - \frac{\partial W}{\partial x} \quad (6-122)$$

(2) 能量守恒方程

$$A \frac{\partial (\rho e)}{\partial \tau} = - \frac{\partial}{\partial x} \left[W \left(h + \frac{V^2}{2} + \phi \right) \right] + q_w \frac{\partial A_w}{\partial x} \quad (6-123)$$

(3) 动量守恒方程

$$A \frac{\partial (\rho V)}{\partial \tau} = - \frac{\partial (VW)}{\partial x} - A \frac{\partial p}{\partial x} - \rho g A \frac{\partial z}{\partial x} - \frac{\partial F_K}{\partial x} \quad (6-124)$$

式中: $q_w \frac{\partial A_w}{\partial x}$ 为每单位长度流程上通过控制体侧边界面的传热率; e 为流体的总比能, $e = u + \frac{V^2}{2} + \phi$, 其中 u 为比热力学能, ϕ 为重力势函数, 它与重力加速度的关系为 $g = \frac{\partial \phi}{\partial z}$; F_K 为摩擦阻力。

将流管的质量守恒和能量守恒方程在控制体内积分, 将动量守恒方程在两个控制体之间的通道上积分, 则可得到控制体 i 和与之相连的通道 j 的守恒方程。

(1) 控制体内流体质量守恒方程

$$\frac{dM_i}{d\tau} = \sum_j W_{ij} \quad (6-125)$$

式中: M_i 为控制体 i 中的流体质量; W_{ij} 为从通道 j 流入或流出控制体 i 的流量。

(2) 控制体流体能量守恒方程

$$\frac{dU_i}{d\tau} = - \frac{l_i}{2A_i} \frac{d}{d\tau} \left(\frac{\bar{W}_i^2}{\rho_i} \right) + \sum_j W_{ij} \left(h_{ij} + \frac{V_{ij}^2}{2} + z_{ij}g - z_i g \right) + Q_i \quad (6-126)$$

式中: U_i 为控制体 i 中流体的热力学能; l_i 和 A_i 分别是控制体 i 中的流程长度和流道截面积; h_{ij} 和 V_{ij} 分别为流体由通道 j 流入或流出控制体 i 时的局部比焓和速度; z_{ij} 为控制体 i 与通道 j 相连接处的标高; z_i 为控制体 i 的质心标高; Q_i 为单位时间内传到控制体 i 中的热量。

(3) 通道流体动量守恒方程。图 6-19 是一种最简单的通道, 它的动量守恒方程联系两个控制体的中心参数:

$$I_j \frac{dW_j}{d\tau} = (\rho_K + \Delta \rho_{K_{\text{ch}}}) - (\rho_L + \Delta \rho_{L_{\text{ch}}}) - F_{fK} - F_{fL} - \int_{K_0}^{L_1} dF - \int_K^L \frac{d(VW)}{A} \quad (6-127)$$

其中

$$I_j = \int_K^L \frac{dx}{A(x)} = \frac{1}{2} \left(\frac{l_K}{A_K} + \frac{l_L}{A_L} \right) \quad (6-128)$$

$$W_j = \frac{\left[\int_K^L \frac{W}{A(x)} dx \right]}{I_j} = \frac{\left[\int_K^j \frac{W}{A_K} dx + \int_j^L \frac{W}{A_L} dx \right]}{I_j} \quad (6-129)$$

式中: $\Delta \rho_{K_{\text{ch}}}$ 为控制体 K 中心到通道 j 点的提升压降; $\Delta \rho_{L_{\text{ch}}}$ 为通道 j 到控制体 L 中心的提升压降; F_{fK} 、 F_{fL} 分别为两个控制体中半流程长度 $l_K/2$ 、 $l_L/2$ 上的沿程摩擦阻力。

式(6-128)中的 I_j 叫做通道 j 的惯量, 由两个控制体的几何参数所确定。一般来说, I_j 可以表示成下列形式:

$$I_j = I_{Kj} + I_{Lj} \quad (6-130)$$

其中 I_{Kj} 的含义是

$$I_{K_j} = \frac{1}{2} \frac{\text{在控制体中 } K \text{ 与通道 } j \text{ 相关的有效流程长度}}{\text{在控制体 } K \text{ 中通道 } j \text{ 的有效流通截面积}} \quad (6-131)$$

I_{L_i} 的含义和 I_{K_j} 相似。一个控制体的有效流通截面积和流程长度不一定等于它的几何截面积的流程长度, 它们的数值要根据具体情况的分析确定。例如图 6-20 表示一个侧面连接许多通道的容器。如果流进与流出容器的流体与容器内大部分流体没有明显的混合, 则可以设想流体在容器内是沿一条长度为 l 的流管流动, 流通面积可根据具体情况来设定。

对于可压缩流体, 式(6-127)的最后一项可做如下变换:

$$\int_K \frac{d(VW)}{A} = \int_{K_0}^{K_i} \frac{d(VW)}{A} + \int_{K_i}^{L_i} \frac{d(VW)}{A} + \int_{L_i}^L \frac{d(VW)}{A} \quad (6-132)$$

考虑到在 $K-K_0$ 和 L_i-L 通道上截面都是常数, 分别等于 A_K 和 A_L , 因而上式等号右边第一项和第三项两个积分可以直接得出。对中间一项做进一步变换:

$$\begin{aligned} \int_{K_0}^{L_i} \frac{d(VW)}{A} &= \int_{K_0}^{L_i} \frac{d(\rho A V^2)}{A} = \int_{K_0}^{L_i} \left[d(\rho V^2) + \rho V^2 \frac{dA}{A} \right] \\ &= \rho_{L_i} V_{L_i}^2 - \rho_{K_0} V_{K_0}^2 + \int_{K_0}^{L_i} \rho V^2 \frac{dA}{A} \end{aligned} \quad (6-133)$$

在 K_0-L_i 接口处的很短距离内, 可以认为 ρ 是常数。根据连续性原理,

$$dW_0 = d(\rho V A) = \rho(V dA + A dV) = 0 \quad (6-134)$$

因而

$$\frac{dA}{A} = -\frac{dV}{V} \quad (6-135)$$

另外, 假设 K_0-L_i 接口处的过程为等熵过程, 且忽略重力作用, 则此处的动量方程变成

$$V \frac{dV}{dx} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} \quad (6-136)$$

利用声速的表达式: $C = \sqrt{\left(\frac{dp}{d\rho}\right)_s}$, 可由式(6-136)得到

$$\rho V dV = -C^2 d\rho \quad (6-137)$$

利用这一关系, 并将式(6-135)代入式(6-133)的最后一项积分, 则可以得到

$$\int_{K_0}^{L_i} \frac{d(VW)}{A} = \rho_{L_i} (V_{L_i}^2 + C_i^2) - \rho_{K_0} (V_{K_0}^2 + C_i^2) \quad (6-138)$$

将式(6-138)代入式(6-127), 可得图 6-19 所示的通道的动量守恒方程为

$$\begin{aligned} I_j \frac{dW_j}{d\tau} &= \left(p_K + \frac{\bar{V}_K \bar{W}_K}{A_K} + \Delta p_{K_0} \right) - \left(p_L + \frac{\bar{V}_L \bar{W}_L}{A_L} + \Delta p_{L_0} \right) \\ &\quad + \rho_{L_i} (V_{L_i}^2 + C_i^2) - \rho_{K_0} (V_{K_0}^2 + C_i^2) - F_{iK} + F_{iL} + F_{KjL} \end{aligned} \quad (6-139)$$

式中: \bar{V}_K, \bar{V}_L 分别为 K, L 容器的平均体积流速; \bar{W}_K, \bar{W}_L 分别为这两个控制体的体积平均流量; F_{KjL} 为 K_0-L_i 段上的局部形阻损失。

除了图 6-19 所示的通道模型以外, 还有几种带分支的通道模型, 用以描述不同的情况。例如图 6-21 的通道可以描述管道破裂处的情况, 图 6-22 所示的通道可以模拟喷射器吸入口处的情况。它们的动量守恒方程与式(6-127)略有区别, 此处不一一列举。

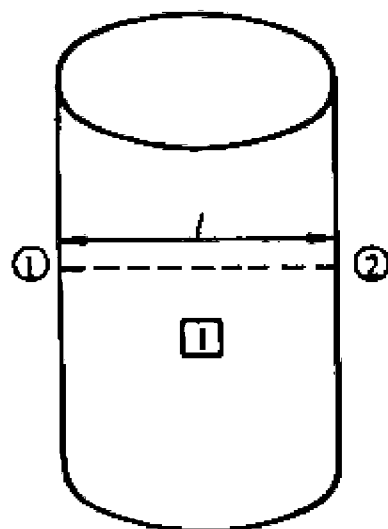


图 6-20 控制容积

①、②—通道编号;
□—控制容积编号;
--- 流管路径;
→ 流动长度

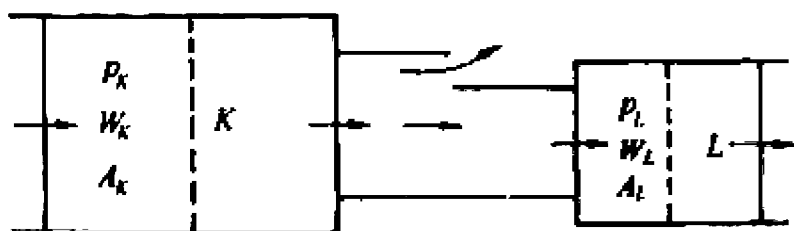


图 6-21 模拟破裂通道的模型

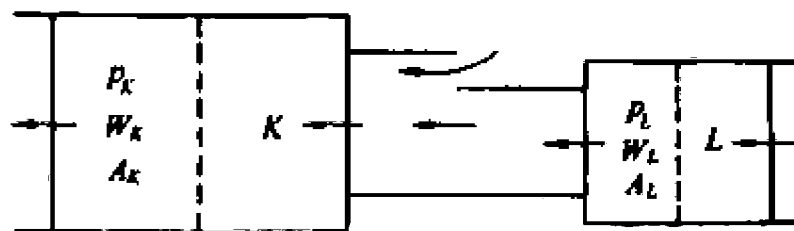


图 6-22 模拟喷射器的通道模型

对于每个控制体和通道都要列出守恒方程。为了求解这个方程组，尚需要补充许多结构关系式使方程闭合，其中包括流体的状态方程，还包括描述热源、摩擦力、几何参数、临界流、传热、泵特性、阀门特性的关系式和中子动力学方程等。方程组的主变量是 M_i, W_i, U_i 和 p_i 。方程的初始条件取事故发生前稳定运行时的参数。一个完整的系统分析程序规模往往是很大的。

上面列举的守恒方程都是基于均匀流模型导出的。在某些情况下，这种模型不能如实地描述物理现象。例如，在反应堆一回路小破口事故的喷放降压过程中，或者在应急冷却水注入时，都有许多汽-液分层、气泡或温度不均匀分布等现象，是均匀流模型所不能描述的。另外均匀流模型掩盖了汽液两相之间的界面特性、传热传质等物理过程，因而不能描述临界喷放、汽液相对滑移和限流等物理现象。为了弥补均匀流模型的这些不足，计算程序引入了许多专门的修正或补充模型。下面列举的汽泡上升模型就是一个例子。

3. 汽泡上升模型

图 6-23 表示一个截面很大的容器，容器内介质的流速相对较慢，因而出现在汽液分层，而且液面以下的汽泡沿高度分布不均匀。通常上面汽泡含量比下面多。其分布规律可以近似用下列线性关系来描述：

$$\rho_{gb} = a \frac{z}{z_m} + b \quad (6-140)$$

式中： ρ_{gb} 为汽泡局部密度； z 是以容器底部作为起始点来计算的高度； z_m 是液面高度； a 和 b 是两个待定常数。设液面以下汽水混合物体积为 V_m ，汽水混合物中蒸汽的总质量为 M_{gb} ，则液面下的平均汽泡密度为

$$\bar{\rho}_{gb} = \frac{M_{gb}}{V_m} = \frac{a}{2} + b \quad (6-141)$$

如果式(6-140)的斜率 $a=0$ ，则 $b=M_{gb}/V_m$ ，汽泡在液面以下均匀分布。如果 $b=0$ ，则 $a=2(M_{gb}/V_m)$ ，汽泡分布的斜率最大。在一般情况下，汽泡分布应介于以上两种极端情况之间。这时可以利用下列关系式通过选择 C_0 来确定 a 和 b 。

如果 $0 \leq \frac{\bar{\rho}_{gb}}{\rho_s} \leq \frac{1}{2}$ ，则

$$\begin{cases} a = 2C_0 \bar{\rho}_{gb} \\ b = (1 - C_0) \rho_{gb} \end{cases} \quad (6-142)$$

如果 $\frac{1}{2} < \frac{\bar{\rho}_{gb}}{\rho_s} \leq 1$ ，则

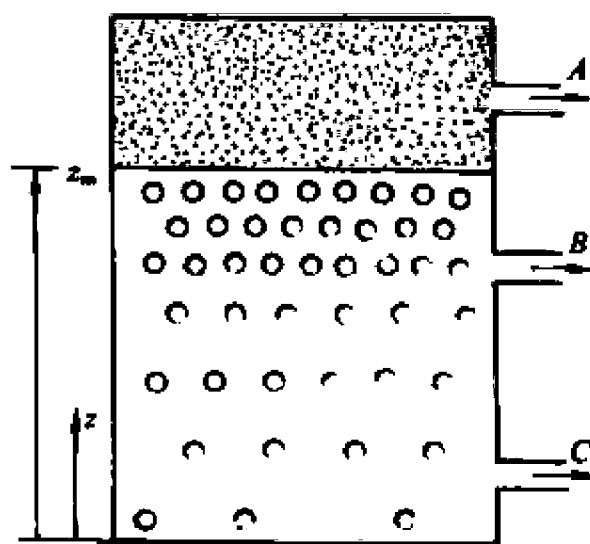


图 6-23 控制容积中气泡分布

$$\begin{cases} a = 2C_0(\rho_s - \bar{\rho}_{sb}) \\ b = (1 + C_0)\bar{\rho} - C_0\rho_s \end{cases} \quad (6-143)$$

式中的 ρ_s 为蒸汽的密度,这两组表达式分别是由 $C_0 = 1$ 时在 $z = 0$ 处 $\rho_{sb} = 0$,和在 $z = z_m$ 处 $\rho_{sb} = \rho_s$ 这两个边界条件定出的。 C_0 的取值范围应介于 0 与 1 之间。 $C_0 = 0$ 相当于液面以下为两相均匀混合物, $C_0 = 1$ 相当于两相混合物的最大不均匀度。在控制体小且流体质量流密度高的情况下,例如在堆芯中,可以选取 $C_0 = 0$;对反应堆下腔室等大截面容器,可以取 $C_0 = 0.8 \sim 1.0$ 。

为了求出控制体中汽水混合物的液位 z_m ,需要先知道控制体中液位以下所包含的蒸汽质量 M_{sb} 。这可由下列质量守恒方程求出:

$$\frac{dM_{sb}}{d\tau} = \frac{dM_s}{d\tau} - \sum_j \psi_j x_j W_j - AV_b(\rho_{sb})_{z_m} \quad (6-144)$$

式中: M_s 为控制体中蒸汽总质量; ψ_j 为通道 j 流进蒸汽空间的流体份额,

$$\psi_j = \begin{cases} 1 & z_j > z_m \\ 0 & z_j \leq z_m \end{cases}$$

A 为汽液在界面处的有效面积; V_b 为蒸汽在界面处分离进入汽空间的速度; $(\rho_{sb})_{z_m}$ 为界面处的蒸汽密度; W_j 为通道 j 的质量流量; x_j 为通道 j 中流体的含汽量。

蒸汽分离速度 V_b 是一个可调量。对于压力容器、蒸汽发生器二次侧等有明显汽水分离效应的控制体,可取 $V_b = 1\text{m/s}$ 左右。对于安全壳,可取 $V_b = 10^6\text{m/s}$,以获得蒸汽瞬时分离的效果。对于不应该出现蒸汽空间的控制体,则应该取 $V_b = 0$ 。

6.6.5 燃料元件的再淹没过程

1. 燃料元件的再湿过程

在大破口失水事故中,从应急冷却水到达堆芯底部开始的燃料元件再淹没过程是一个相当复杂的过程。安全审批计算中通常都假设在大破口或中等破口失水事故喷放结束时,衰变热使包壳温度升得很高。应急冷却水进入堆芯时,并不能马上润湿包壳壁面。当水接近赤热的壁面时,急剧蒸发的蒸汽形成汽膜把冷却水与壁面分开。然而蒸汽和两相混合物对壁面会起到预冷作用。当温度降到一定数值的时候,壁面上开始建立湿斑,液体开始浸润壁面。随后,湿斑范围迅速扩展,在整个壁面上建立起稳定的核态沸腾工况,壁温就很快降下来。这种冷却水重新浸润壁面、温度突然降低的过程称为再湿(骤冷)过程。随着润湿区下游壁面不断地被冷却,润湿前沿将不断向下游推进。

依照应急冷却水注入流量的不同,再淹没过程可分成两种图象。图 6-24 表示注水速率比较高(大于 4cm/s)时的情形。此时液位 z_p 向上移动的速度大于再湿前沿 z_0 点移动的速度,再湿前沿下游处于反环状流膜态沸腾。图 6-25 表示注水速率比较低时的情况。此时液位 z_p 向上移动的速度赶不上再湿前沿 z_0 点移动的速度。再湿前沿点的下游是环状流。两种再湿过程图象的共同点是在再湿点附近换热系数 h 非常高,跨越再湿点前后包壳温度有一个突变。

2. 再湿过程传热模型

对于再淹没过程,最关心的是骤冷前沿上升的速度。计算模型可分成两类,一类是根据再

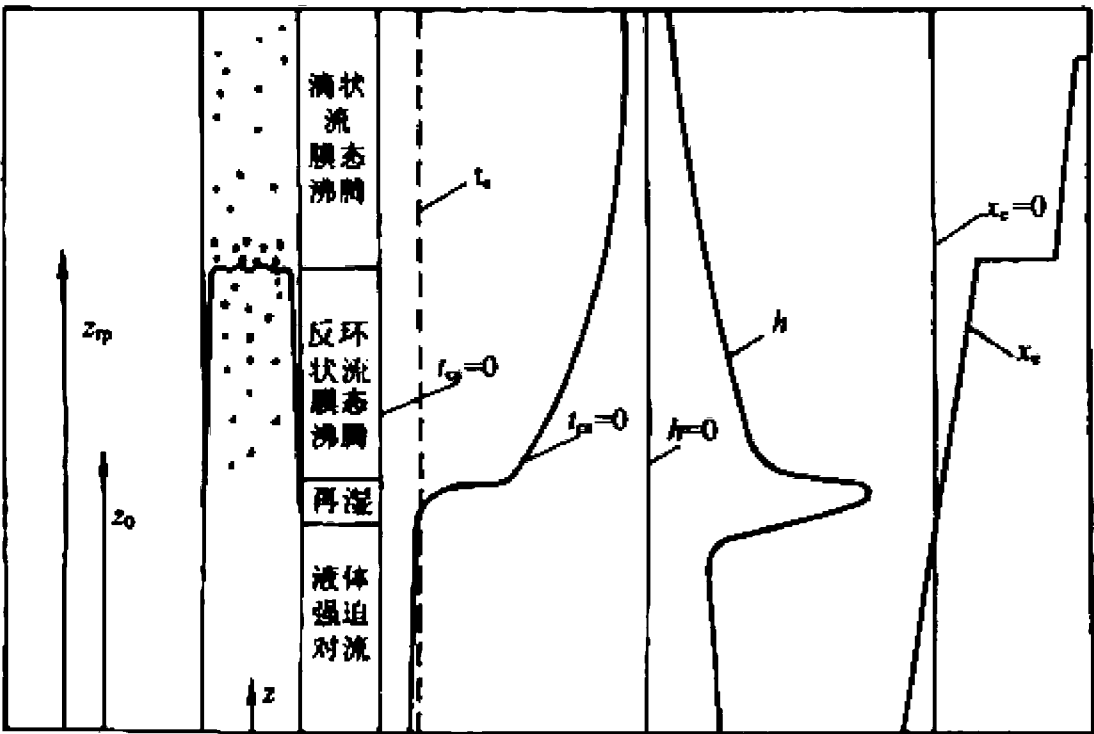


图 6-24 快速再淹没的流动图象

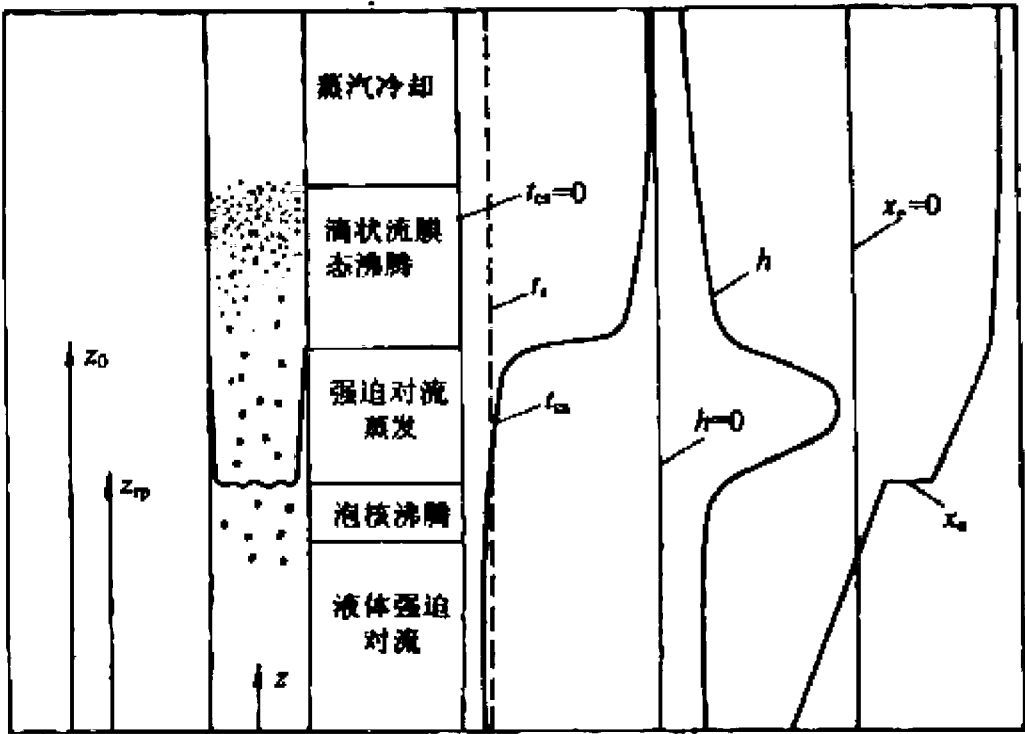


图 6-25 慢速再淹没的流动图象

湿前沿附近实际存在的传热和流动工况求解再淹没过程，在现代大型计算机程序中使用这种方法。另一类是所谓的“导热再湿模型”^[3]，认为壁面再湿润是由再湿前沿附近包壳的轴向导热决定的。下面我们介绍这种方法。

图 6-26 表示包壳表面再湿前沿附近的传热工况。假设：①包壳的壁厚 δ 和物性参数为常数，且包壳无限长；②燃料的热导率比包壳低得多，因而可以把燃料与包壳的交界面看作是绝热的；③包壳无内热源；④冷却剂的温度为常数且等于饱和温度。上述假设意味着在包壳内进行的是一维导热过程，其导热方程如下：

$$\alpha_s \delta \frac{\partial t}{\partial \tau} + h(t - t_s) = \kappa \delta \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \tag{6-145}$$

式中 h 为再湿前沿处湿区的换热系数。假设再湿前沿以不变的速度 V 向前推进。为了求解方便，引进一个新的坐标 $\zeta = z - V\tau$ 。该坐标以再湿前沿为原点，并跟随再湿前沿一起移动。由于

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{dt}{d\zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial \tau} = -V \frac{dt}{d\zeta} \quad (6-146)$$

$$\frac{\partial^2 t}{\partial z^2} = \frac{d^2 t}{d\zeta^2} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial z} \right)^2 = \frac{d^2 t}{d\zeta^2} \quad (6-147)$$

方程(6-145)可以写成

$$\rho_p \delta V \frac{dt}{d\zeta} + \kappa \delta \frac{d^2 t}{d\zeta^2} = h(t - t_s) \quad (6-148)$$

上式建立了速度 V 与轴向导热过程的联系。假设在湿区($\zeta \leq 0$)换热系数 h 等于常数,干区($\zeta > 0$)的换热系数等于零,且方程的边界条件为

$$\text{当 } \zeta = 0 \quad t = t_0$$

$$\text{当 } \zeta = +\infty \quad t = t_\infty$$

$$\text{当 } \zeta = -\infty \quad t = t_s$$

式中: t_0 为再湿温度,即壁面可被水浸润时的温度; t_∞ 为上游壁面初始温度; t_s 为饱和温度。这样,方程在(6-148)在湿区的解为

$$t - t_s = (t_0 - t_s) \exp \left\{ \zeta \left[\left(\frac{\rho^2 c_p^2 V^2}{4\kappa^2} + \frac{h}{\kappa \delta} \right)^{1/2} - \frac{\rho_p V}{2\kappa} \right] \right\} \quad (6-149)$$

利用下列热平衡的概念:包壳传给水的热量是靠自身温度的降低来补偿的,即

$$\int_{-\infty}^0 h l (t - t_s) d\zeta = \rho_p \delta l V (t_\infty - t_s) \quad (6-150)$$

将方程(6-149)代入式(6-150)左侧,进行积分可得

$$\int_{-\infty}^0 h l (t - t_s) d\zeta = \frac{h l (t_0 - t_s)}{\left[\left(\frac{\rho^2 c_p^2 V^2}{4\kappa^2} + \frac{h}{\kappa \delta} \right)^{1/2} - \frac{\rho_p V}{2\kappa} \right]} \quad (6-151)$$

式中 l 为包壳的周界长度。将式(6-150)和式(6-151)联立,可以得到再湿前沿移动速度的计算式:

$$V^{-1} = \rho_p \left(\frac{\delta}{h\kappa} \right)^{1/2} \frac{(t_\infty - t_s)^{1/2} (t_\infty - t_0)^{1/2}}{(t_0 - t_s)} \quad (6-152)$$

如果初始壁温很高,致使 $(t_\infty - t_s) \gg (t_0 - t_s)$, 则 $(t_\infty - t_s) \approx (t_\infty - t_0)$, 这时上式可以简化为

$$V^{-1} \approx \rho_p \left(\frac{\delta}{h\kappa} \right)^{1/2} \frac{t_\infty - t_0}{t_0 - t_s} \quad (6-153)$$

上式表明,再湿前沿移动速度的倒数近似与包壳再湿之间的壁温初始值呈线性关系,这已为实验所证实。但是式(6-152)中却隐藏着一个不合理的成分,即在用该式拟合实验数据时,导出的换热系数为 $10^6 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ 的量级,这样大的换热系数是难以想象的。为了得到更合理的解,需要考虑使用二维模型,并对换热工况作出更合理的假设。

在讨论上述解法时,都是把再湿温度 t_0 当作是已知参数。但是准确地确定这个温度是非常困难的。这主要是因为表面骤冷是一种很快的瞬态过程,再湿温度很难测准。而且这一温度似乎还与固体表面的状况,例如是否有氧化膜等因素有关。目前还没有公认的再湿温度数据。在整理实验数据时,每位学者选用的再湿温度都是不同的。但是他们根据再湿温度 t_0 与骤冷前沿处的换热系数 $h(z)$ 总是在数学模拟中同时出现的特点,配套选用它们的数值,即可得到很好的模拟效果,可以回避选择再湿温度是否准确的问题。图 6-27 给出了一组再湿温度

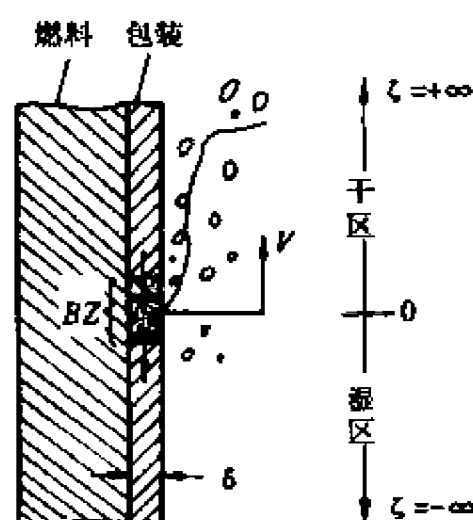


图 6-26 导热再湿模型

的实验数据^[4]。根据这些数据可以看出,压力在 4MPa 以下时,再湿温度大约比饱和温度高 100℃,而在 4MPa 以上的压力下,数据很分散,但总的趋势是压力越高,再湿温度与饱和温度的差值越小,有时甚至高出饱和温度 20℃左右。

3. 堆芯顶部再淹没时的泛流现象

大多数压水堆设计成从底部再淹没,但也有的设计成从堆芯底部和顶部两个方面注入冷却水淹没堆芯的方案。即使是那些把冷却水注入堆芯底部情况,在冷却水淹没堆芯的过程中也会出现冷却水从堆芯底部向上和从堆芯顶部向下两个方向冷却堆芯的现象。这是因为冷却水从下端进入堆芯后,在燃料元

件表面剧烈的蒸发造成液体飞溅,蒸汽夹带着大量液滴进入上腔室。在上腔室由于流速降低和各种结构件的阻挡,许多液滴会落下来,积存在堆芯上方,并进入堆芯冷却燃料元件。然而从顶部流进燃料通道的冷却剂会受到向上流动的蒸汽的阻流。这些蒸汽一部分是从下端淹没时产生的,另一部分是从上端进入堆芯的冷却剂本身蒸发时产生的。这种阻流限制了可流进堆的冷却剂流量,从而也限制了顶部冷却水淹没堆芯的速度。

根据实验数据的拟合,在竖直管道中汽液逆向流动的汽相和液相流量大小遵循下列半经验关系式^[5]:

$$j_g^{1/2} + mj_l^{1/2} = C \quad (6-154)$$

式中

$$j_k = \frac{j_k \rho_k^{1/2}}{[gD_s(\rho_l - \rho_g)]^{1/2}} \quad (\text{下标 } k = f \text{ 或 } g) \quad (6-155)$$

式中: j_g 和 j_l 分别为汽相和液相的折算流速, $j_g = W_g/(\rho_g A)$, $j_l = W_l/(\rho_l A)$, A 是流道截面积, D_s 是当量直径; m 和 C 是两个常数,其数值与流体的粘度、欠热度和壁面情况等有关。对于水,取值为 $m=0.8\sim 1$, $C=0.7\sim 1$ 。式(6-154)表明,在逆向流下,汽、液两相的流量是相互制约的,汽相流量越大,液相流量越小。当汽相流量达到 $j_g^{1/2} \geq C$ 时,液膜会停滞,甚至在汽液的推动下向上流动,不过液膜一旦不往下流,燃料通道中产生的蒸汽量也就少了,这时液膜又可重新流入堆芯。从堆芯上部淹没堆芯的速率最终要由上述流动机理所决定的可进入堆芯的冷却水流量和由传热机理所决定的骤冷前沿推进速度这两个因素所制约。

6.6.6 安全壳内气体压力的计算

安全壳的体积很大。一个大型压水堆的安全壳内部空间高度约为 60 米,直径近 40 米。在正常运行工况下,安全壳内的气压接近于常压。而在失水事故发生以后,一回路排出大量的

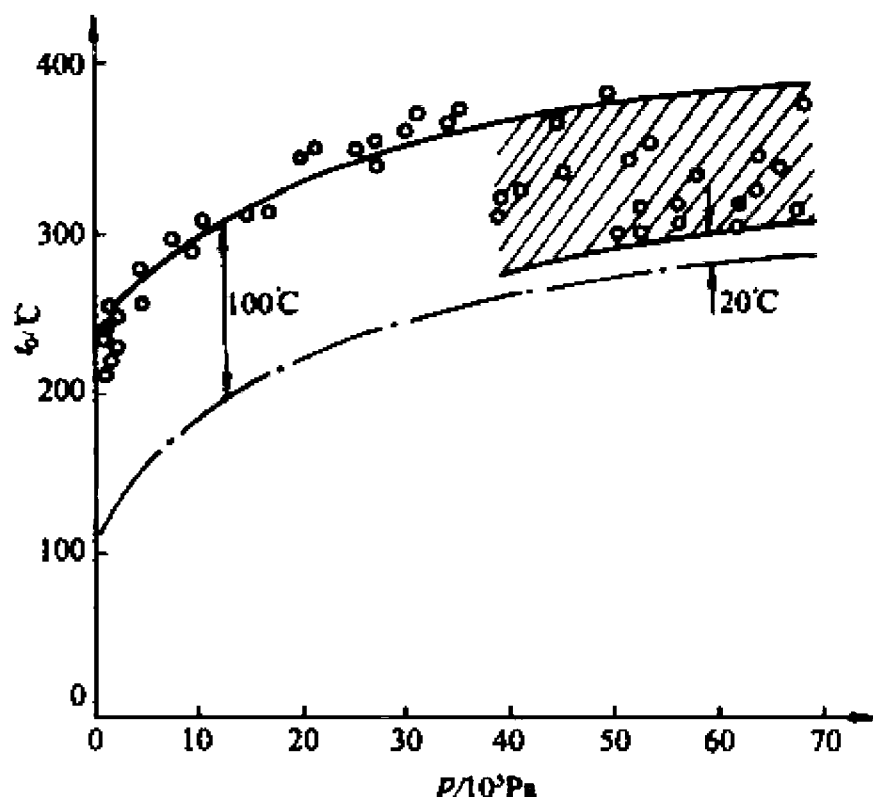


图 6-27 再湿温度与压力的关系

高温高压冷却剂,可能使安全壳超温超压。温度的升高还会使安全壳内的结构体产生热应力。因此在失水事故的分析中,要求计算安全壳内气体的压力和温度。

最简单的安全壳是“全压式”安全壳。在这种安全壳中,从一回路排放出来的高温高压冷却剂可以认为是直接膨胀到整个空间,而没有任何降压措施。下面我们用一种保守的方法来估算在这种安全壳中可能产生的最大压力。这种方法的基本假设是:处于一回路内的全部冷却剂瞬时排放出来,立即蒸发汽化后,与安全壳内的空气均匀混合,达到一种热力平衡状态。瞬时混合的过程是绝热的,而且没有做功,所以混合前后热力学能相等,即

$$Mu_{f1} + mu_{g1} = Mu_{f2} + mu_{g2} \quad (6-156)$$

式中: M 为一回路冷却剂的总质量(kg); m 为安全壳中空气的总质量(kg); u_{f1}, u_{f2} 分别为冷却剂喷放前后的初始比热力学能和与空气均匀混合后的比热力学能(J/kg); u_{g1}, u_{g2} 分别为安全壳中空气的初始比热力学能和与蒸汽均匀混合后的比热力学能(J/kg)。

空气的特性与理想气体几乎相同,其状态参数可按理想气体的状态方程计算,因而

$$m = \frac{p_{v1} V_v}{R(t_{v1} + 273.15)} \quad (6-157)$$

式中: p_{v1} 为安全壳内的初始空气压力(Pa); V_v 为安全壳内的有效容积,即安全壳内自由空间的容积(m^3); t_{v1} 为空气的初始温度($^{\circ}C$); R 为气体常数, $R = \frac{8.314 \times 10^3}{M_k} [J/(kg \cdot ^{\circ}C)]$; M_k 为空气的相对分子质量。

若混合气体的终温是 t_{v2} , 则

$$u_{g2} - u_{g1} = c_v(t_{v2} - t_{v1}) \quad (6-158)$$

c_v 是空气的比定容热容,单位是 $[J/(kg \cdot ^{\circ}C)]$ 。利用上述关系,可得到

$$u_{f1} - u_{f2} = \frac{m}{M}(u_{g2} - u_{g1}) = \frac{p_{v1} V_v c_v (t_{v2} - t_{v1})}{MR(t_{v1} + 273.15)} \quad (6-159)$$

另外,还可以写出

$$M = V_p \bar{\rho}_1 \quad (6-160)$$

$$u_{f2} = u_{fs} + x h_{fg,2} \quad (6-161)$$

$$x = \frac{V_v}{M v_{gs,2}} \quad (6-162)$$

式中: V_p 为一回路系统的总容积(m^3); $\bar{\rho}_1$ 为冷却剂的初始平均密度(kg/m^3); u_{fs} 为冷却剂在安全壳内膨胀后的饱和液体比热力学能(J/kg); $h_{fg,2}$ 为在终态压力下水的汽化潜热(J/kg); x 为冷却剂降压蒸发后的含汽量; $v_{gs,2}$ 为在终态蒸汽压力下饱和蒸汽的比体积(m^3/kg)。

将式(6-157)、(6-158)和(6-159)代入式(6-156),经整理后可得

$$\frac{V_v}{V_p} = \frac{(u_{f1} - u_{fs}) \bar{\rho}_1}{\frac{p_{v1} c_v (t_{v2} - t_{v1})}{R(t_{v1} + 273.15)} + \frac{h_{fg,2}}{V_{gs,2}}} \quad (6-163)$$

如果已知一回路冷却剂和安全壳内空气的初始参数,并已知安全壳的有效容积和一回路的容积,那么就可以利用上式确定混合后的状态参数。或者如果要求混合后达到某个终态,也可以利用上式求出所需要的安全壳有效容积和一回路系统容积之比。式(6-163)中蒸汽的终态参数有 t_{v2} , u_{fs} , $h_{fg,2}$ 和 $v_{gs,2}$ 等四个,它们之间的关系不是一种简单的显函数,而通常是用参数表或物性关系式表达出来的,因而在用式(6-163)求解终态参数时需要迭代。例如,为计算达到某

个终态压力 p_i 所需要的安全壳有效容积,我们可以先假设一个终态蒸汽分压力 p_g ,由此查表可确定出对应于该压力的饱和温度,即混合气体的终态温度 t_{v2} 。此时安全壳内的总压力由下式计算:

$$p'_i = p_g + p_{v1} \frac{t_{v2} + 273.15}{t_{v1} + 273.15} \quad (6-164)$$

若计算出的 p'_i 与要求的终态压力 p_i 不符,则需重新选择 p_g ;若相符,则可按该压力查表得出状态参数 $h_{lg,2}$, $h_{ls,2}$, $v_{lg,2}$ 和 $v_{gs,2}$,并利用关系式 $u_{lg} = h_{lg,2} - p v_{lg,2}$ 计算出 u_{lg} 。将这些参数代入式(6-163),即可求出所需求的安全壳有效容积比。

上述方法只能用来粗略地估算失水事故后安全壳内的最大压力。若要详细地计算事故期间安全壳压力随时间的变化,还需要考虑许多因素,列出更完善的方程。所需进一步考虑的主要因素有:

(1) 回路内的水不会在一瞬间全部喷放到安全壳中去。因此需要求出冷却剂从一回路排出的速度,确定一回路向安全壳释放能量随时间的变化。在释放的能量中,还应该包括二回路通过蒸汽发生器传到一回路的热量。

(2) 在失水事故过程中,安全壳喷淋系统喷淋的冷却水对安全壳空间起降温降压的作用。

(3) 安全壳内的气体与壳壁和壳内的结构体之间存在传热过程,高温的结构体放出热量,低温的结构体和壳壁吸收热量。

(4) 安全壳内可能积存氢气,它的燃烧和爆炸会放出热量。

[例题 6-2] 某压水堆一回路系统内的初始压力为 $p_{p1} = 15\text{MPa}$,冷却剂平均温度为 310°C ,安全壳内的初始压力为 $p_{v1} = 0.09\text{MPa}$,温度为 $t_{v1} = 50^\circ\text{C}$ 。要求在冷却剂从一回路全部排出后安全壳内的压力 p_i 不超过 0.35MPa ,试求安全壳有效容积与一回路系统容积之比。

解 由热物性表可以查出初始状态下水的比焓 $h_{l1} = 1.39 \times 10^6 \text{J/kg}$,比体积 $v_{l1} = 1.42 \times 10^{-3} \text{m}^3/\text{kg}$,空气的比定容热容 $c_v = 0.715 \times 10^3 \text{J/kg}$,水的热力学能

$$u_{l1} = h_{l1} - p_{l1} v_{l1} = 1.39 \times 10^6 - 15 \times 10^6 \times 1.42 \times 10^{-3} = 1.37 \times 10^6 \text{J/kg}.$$

假设蒸汽的终压力 $p'_g = 0.196\text{MPa}$,对应的饱和温度为 $t_{v2} = 119.6^\circ\text{C}$,根据式(6-164),得到此时的总压力为

$$p'_i = 0.196 + 0.09 \times \frac{119.6 + 273.15}{50 + 273.15} = 0.196 + 0.109 = 0.305\text{MPa}$$

该压力小于指定的压力 0.35MPa ,所以需要重新假设一个较大的蒸汽分压力进行计算。经试算选定, $p_g = 0.24\text{MPa}$ 时壳内总压力 $p_i = 0.35\text{MPa}$,满足要求。按 p_g 查出的物性为 $t_{v2} = 125^\circ\text{C}$, $h_{lg,2} = 2188 \times 10^3 \text{J/kg}$, $h_{ls,2} = 525 \times 10^3 \text{J/kg}$, $v_{gs,2} = 0.780 \text{m}^3/\text{kg}$,饱和水的比焓近似等于它的热力学能,因而 $u_{lg} = 523 \times 10^3 \text{J/kg}$ 。空气的相对分子质量 $M_g \approx 28.8$ 。利用上述数据代入式(6-163)进行计算,该式的分母为

$$\begin{aligned} \frac{p_{v1} c_v (t_{v2} - t_{v1})}{R(t_{v1} + 273.15)} + \frac{h_{lg,2}}{v_{gs,2}} &= \frac{0.09 \times 10^6 \times 0.715 \times 10^3 (125 - 50)}{\frac{8.314 \times 10^3}{28.8} \times (50 + 273.15)} + \frac{2.188 \times 10^6}{0.780} \\ &= 0.0518 \times 10^6 + 2.805 \times 10^6 = 2.857 \times 10^6 \end{aligned}$$

因而

$$\frac{V_v}{V_p} = \frac{1.37 \times 10^6 - 0.523 \times 10^6}{2.857 \times 10^6 \times 1.42 \times 10^{-3}} = 209$$

6.7 其他堆型的冷却剂丧失事故

6.7.1 沸水堆

图 6-28 为沸水堆冷却剂循环示意图。堆芯侧面被围板和喷射泵体包围起来,以保证当某一条冷却剂堆外循环回路管道最低点发生破裂时堆芯仍能保持淹没。有些新设计的沸水堆把循环泵放在压力容器以内,这样就去掉了堆外循环管路,大大降低了发生冷却剂丧失事故的几率。沸水堆的应急冷却系统与压水堆不同,它把高压和低压喷淋都设在堆芯顶部,从上向下喷淋。同时也有从堆芯下部注水的低压安注系统,从下面淹没堆芯。沸水堆堆芯出口冷却剂处于饱和状态,所以在管道破裂后不存在以产生强大压力波为特征的欠热喷放阶段。事故发生后,卸压喷放过程的延续时间比压水堆长。这是因为如果破口出现在蒸汽管道上,则排放的是饱和蒸汽,对应的临界流质量流密度较低;如果破口是在循环回路管道上,则由于其管道直径比压水堆管道直径小,所以喷放的流量也较小。就上面这两种破口位置而言,比较起来,还是循环回路管道破裂危险。

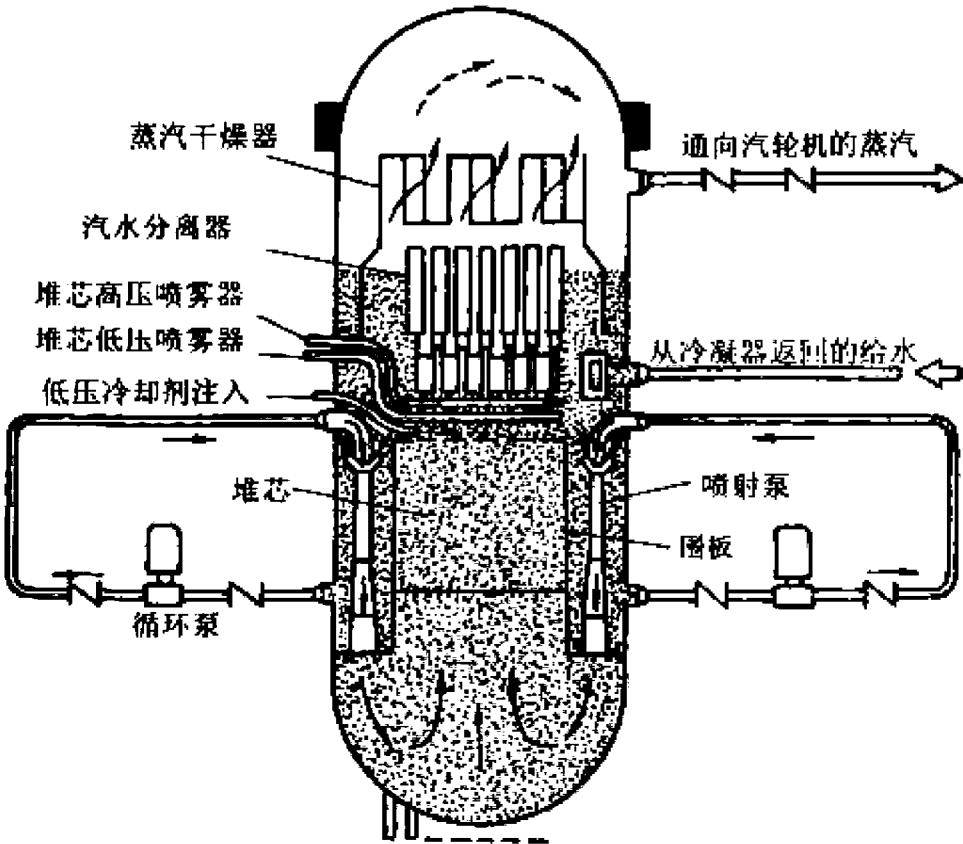


图 6-28 沸水堆的应急冷却系统

管道破裂后堆芯参数的变化过程如图 6-29 所示。首先,回路破裂的直接后果是强迫循环流量大大降低,从而使堆芯冷却剂流量迅速降到原来的一半左右。这时,冷却剂从给水管道不断流入压力壳,又从循环回路的破口不断流出。由于破口和堆芯之间的阻力较小,所以循环回路管道的破裂会使堆芯很快降压。

强迫循环流量虽然减少,但是只要压力容器液位还能淹没喷射器吸入口,就能继续向堆芯输送冷却剂。待液位降到喷射器吸入口以下时,强迫循环就完全终止了。流量的下降会导致出现沸腾危机。随后堆芯冷却剂通道很快被蒸汽所充满。由于燃料元件中有贮热,贮热的再

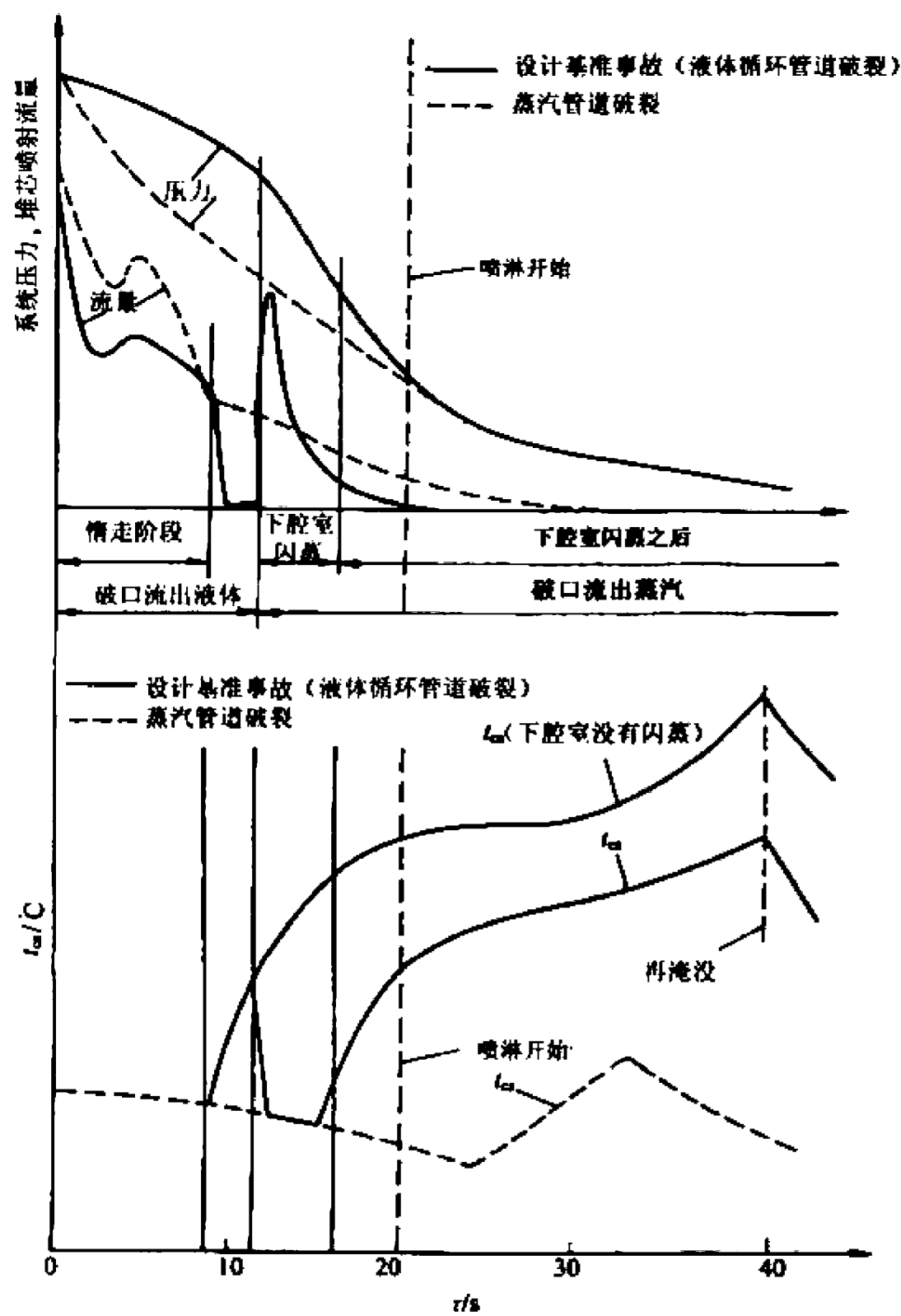


图 6-29 沸水堆大管子破裂后的堆芯参数变化过程

分配使包壳温度急剧上升。压力容器内水的降压闪蒸使液位上涨,重新淹没堆芯,使包壳温度降低。在下腔室的冷却剂被排空以后,堆芯传热再次恶化。但是这时燃料元件内的贮热已大部分传出,所以燃料包壳温升的幅度不太大。随后应急冷却水的喷淋和注入开始,燃料包壳表面得到冷却,温度即可降下来。

蒸汽管道喷淋引起的降压是比较快的,因为它的直径比冷却剂堆外循环管直径大。不过由于蒸汽是从压力容器的高位排出的,所以相当长的时间内冷却剂的液位高于堆芯,所有冷却剂再循环回路均可正常工作。甚至在液位降至喷射器吸入口以下时,由于下腔室的冷却剂降压闪蒸,仍可使堆芯得到良好的冷却。直到开始喷淋之前,包壳的温度始终不会大幅度升高。

6.7.2 气冷堆

气冷堆的一回路系统很大,适宜于使用预应力混凝土压力壳。这种压力壳把堆芯、热交换器、风机和管道都包在其中,因而消除了外置一回路管道破裂的问题。预应力混凝土压力壳内有许多拉筋,压力壳不会发生脆性断裂。然而壳体上有许多供换料、维修和其他用途的开孔,这些部位的破坏会造成一回路较快的卸压。在运行期间,这些开孔用混凝土塞子紧紧地塞住,因而在塞子处不会出现大破口。只是在塞子与压力壳之间的密封被破坏时,可以造成少量的冷却剂流失。这时卸压的时间比较长,有数分钟的时间。

气冷堆冷却剂丧失事故的瞬变过程与液体作冷却剂的堆型有许多不同之处。气冷堆在卸压时,冷却剂密度变化对反应性不会造成明显的影响。慢化剂的温度变化对反应性有一定的影响,但是比较缓慢。另处,气冷堆的传热不存在沸腾危机问题。

由于慢化剂的温度负反应性引入缓慢,所以在用控制系统实现停堆之前,由泄漏而造成的堆芯冷却能力降低会使堆芯温度升高。但是由于堆芯内有大量的石墨,热容量很大,即使没有冷却剂输热,堆芯满功率下温度升高的速率也只有 $2.5^{\circ}\text{C}/\text{s}$ 左右,有足够的时间来采取必要的停堆措施。

在停堆和卸压之后,剩下的问题是衰变热的去除。气冷堆的自然循环能力很差,不足以去除余热。向堆芯注水会使堆内材料性能恶化,造成反应性正反馈和热冲击,因此必须采用一种合适的方法来提供堆芯余热冷却所需要的冷却剂流量。

在卸压过程中,控制风机的转速是非常重要的。反应堆刚一停堆,风机的转速必须降下来,以免冷却剂温度降低过快而造成热冲击。然后要逐渐增加转速,以便在一回路压力降低时仍能保证堆芯的冷却能力。究竟用什么方法实现这种控制,与风机所使用的动力源有很大关系。气冷堆的冷却剂循环风机的功率约占电站发电机组功率的 5%,因此风机常用汽轮机来驱动。蒸汽发生器内储存着大量的水,它既是一回路的冷源,又是在较长时间内向风机汽轮机供蒸汽的汽源。风机汽轮机还可以用辅助锅炉供汽。

6.7.3 钠冷快堆

在大气压下,钠的沸点接近 900°C ,由于结构材料性能的限制,在目前已运行的快堆中,一回路冷却剂运行温度在 600°C 左右,比沸点低得多,所以事故后不容易发生沸腾危机。另外,钠系统是在常压下运行的,因而回路破损的概率很小。即使发生了破损,冷却剂也不会像压水堆那样向外喷放,而只是在静压力作用下向外流淌。

从减少冷却剂丧失事故发生的概率来看,钠冷快堆也存在一些不利因素。首先,反应堆功率的改变常常要引起冷却剂出口温度波动,波动幅度有时可达 $100\sim 200^{\circ}\text{C}$,这会在壳体管道和其他部件中引起很大的热应力,造成热冲击、蠕变和疲劳。其次,钠如果从系统中漏出,遇到水或氧时会发生燃烧,危及安全壳的完整性。为了防止出现这种情况,在钠冷堆的设计中,用设置中间钠回路的方法来防止水与一回路的钠接触,用氦气隔离的方法来防止氧与钠接触。对安全壳最不利的是钠冷堆存在空泡正反应性。堆芯一旦过热使钠产生沸腾,引进的空泡正反应性会使功率很快上升。甚至即使实现了停堆,当钠流失使堆芯失去淹没之后,也会使堆芯

重反临界,因此钠冷快堆设计必须保证的一条要求是,在一回路系统发生破裂时,能保证堆芯始终处于淹没状态。

为了满足这一要求,在池式堆设计方案中,把堆芯、中间热交换器、钠泵和循环管路都布置在一个大的钠池之内,而钠池又布置在一个不会泄漏的舱内。舱与钠池之间的间隙很小,可以保证在钠池发生泄漏而液钠流到间隙中时,液面仍不会降到堆芯顶部以下。舱结构设计得可以经受冲击波的负荷。另外,还可以设置一个外置的储钠罐,当钠池泄漏时,它能够把池中的液位迅速补充到所需要的高度。图 6-30(a)给出了池式堆的示意图。图 6-30(b)表示的是回路式钠冷快堆方案,这种方案把堆芯单独置于一个壳体之内,而整个一回路的管道和设备都布置在堆芯顶部标高以上。堆芯壳体的结构与池式堆结构相似,也是双层结构。

在冷却剂丧失事故发生之后,只是保持堆芯淹没是不够的,还必须保证有一定的途径排出衰变热。有两种方法可以去除衰变热,一种是利用剩下的完整回路继续循环,另一种是设置独立的辅助余热去除系统。

在回路式系统中,堆壳进口管道接管(图 6-30b 中的 B 点)发生破裂是最危险的,因为这时逆止阀不起作用,钠可以从破口两侧管道同时流出。相比之下,在其他位置破裂,例如图中的 A 点或 C 点破裂时,由于逆止阀的作用,冷却剂只从一个方向流出。B 点破裂时,钠从下腔室流出,会降低堆芯的冷却剂流量,对安全也是不利的。为了保持未破裂的回路在事故发生后仍能保持冷却剂的强迫循环,必须使破裂回路的泵停下来,以免通过破裂回路的泵把钠排出,使钠的液位降到泵的吸入口高度以下。

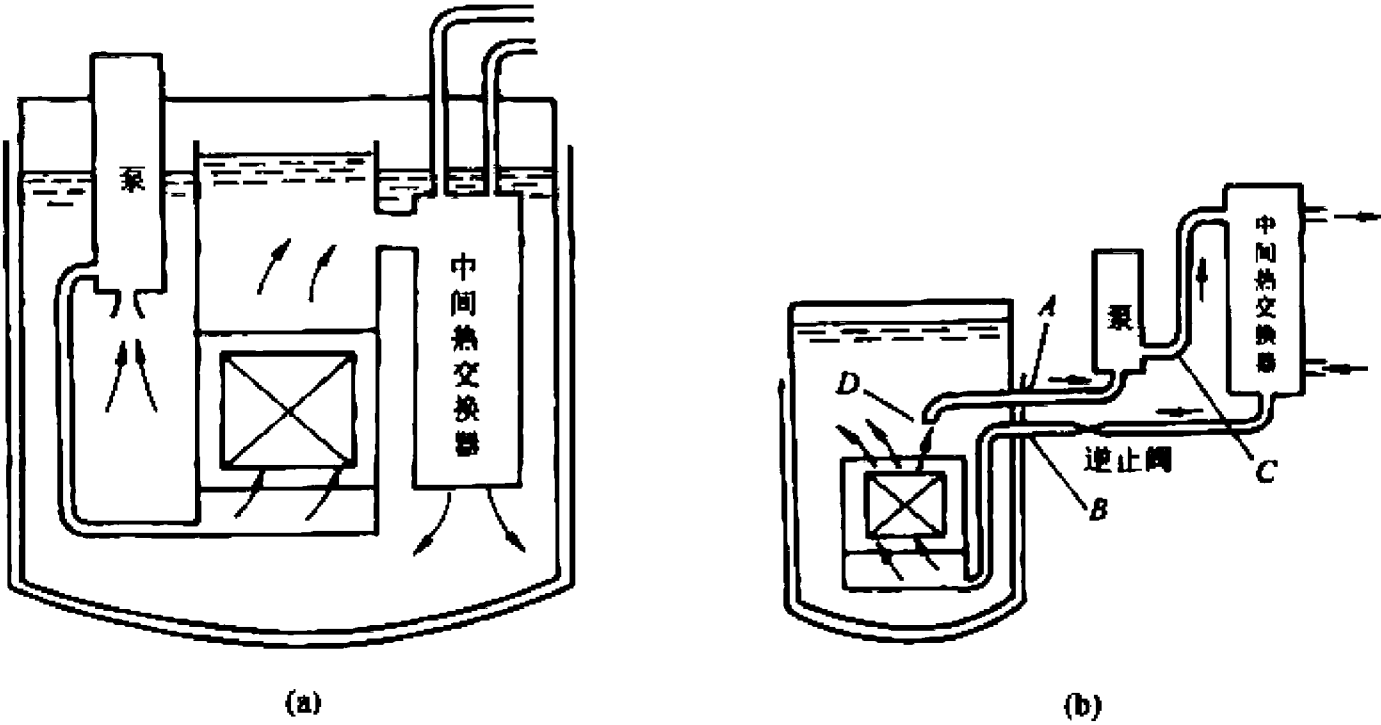


图 6-30 钠冷快堆的一回路系统
(a)池式系统 (b)回路式系统

思考题

- 6-1 求解燃料元件瞬态温度场的主要方法有哪些? 它们各有什么特点?
- 6-2 进行瞬态热工分析的两相流数学模型主要有哪些? 它们各适用于何种场合?
- 6-3 如何选择质量、动量和能量这三个守恒方程中的未知参量? 为求解这组方程尚需要

补充哪些方程或关系式?

- 6-4 在进行安全分析时,通常把核电厂事故分成几类?对每一类事故的安全要求有何不同?
- 6-5 核电厂设置了哪些“专设安全系统”?它们的作用如何?
- 6-6 核电厂运行参数的极限值是如何确定的?
- 6-7 如何理解在失流事故发生时燃料元件内热量重新分配会使包壳上升的现象?如果在主泵同时断电后不考虑停堆后的释热,包壳的温度会上升吗?
- 6-8 大破口失水事故可以分为哪几个阶段?每个阶段主要热工水力过程是什么?这些过程如何危及反应堆的安全?
- 6-9 为什么压水堆一回路冷段大破口事故比热段同类事故更严重?
- 6-10 什么是再湿温度?它的数值大约是多少?骤冷前沿附近传热和流动机理如何?
- 6-11 再淹没速度与注水速度(即根据注水量直接算出的堆芯液位上升速度)相同吗?为什么?
- 6-12 举例说明在整个失水事故过程中有哪些汽-水反向流现象?它们对失水事故的过程发生什么影响?
- 6-13 什么是控制容积?控制容积划分的原则是什么?
- 6-14 各种堆型冷却剂丧失事故的热工过程各有什么特点?

习 题

- 6-1 某压水堆压力为 10MPa,堆芯内水的平均温度为 300℃,停堆前冷却剂的流量为 75000m³/h,主泵扬程 50m 水柱高,转速 1500r/min,效率为 0.8,一回路几何因子 $\sum (L/A)_i = 30$,在某时刻主泵同时断电。
- (1) 假定在断电后泵的扬程突然降到零,求冷却剂流量衰减曲线。
- (2) 假定泵转速与流量以同一速度下降,断电后泵的效率不变。若要求断电后 3s 时流量减到原来的 80%,问泵转子的转动惯量需要多大?
- 6-2 一座小型水冷反应堆在正常运行时冷却剂流量为 0.12m³/s,平均温度为 65℃,一回路总阻力为 0.28MPa,回路处于低压。当泵失去电源时其扬程按下式变化: $h_p = h_{p0} e^{-0.5\tau}$,其中 h_{p0} 为正常运行时的压头, τ 的单位是 s;并且假定这时回路的阻力与流量呈线性关系变化,回路的几何参数 $\sum (L/A)_i = 2000$,试求流量下降到 0.012m³/s 需要多少时间?
- 6-3 一座试验水堆,正常运行时堆芯进口水温为 50℃,压力为 1.5MPa,流量为 240kg/s,一回路总阻力为 0.3MPa。反应堆长期运行在 2×10^4 kW 下。堆芯中点比热交换器中点低 6m。试估算主泵同时断电后半小时的循环流量。估算时可以假定堆芯和热交换器分别为点热源和点热阱,水在回路中始终处于湍流状态,且无沸腾工况出现。堆芯进口水温维持在 50℃。
- 6-4 一个金属铀板状燃料元件,半厚度为 3mm,从某时刻开始,释热率以 4s 的周期按指数规律上升。求在放热系数分别等于 5×10^4 W/(m²·℃) 和 10^3 W/(m²·℃) 下,

元件内的渐近相对温度分布 $\varepsilon(x)$, 画出分布曲线, 并分析两个曲线的特征(金属铀的物性可取 $\kappa_u=38\text{W}/(\text{m}\cdot^\circ\text{C})$, $c=194\text{J}/(\text{kg}\cdot^\circ\text{C})$, $\rho=18.3\text{g}/\text{cm}^3$, $a=1.07\times 10^{-6}\text{m}^2/\text{s}$)。

- 6-5 某压水堆堆芯再淹没时压力为 0.2MPa , 燃料元件上某点包壳温度为 600°C , 包壳厚 1mm , 材料为锆-4 合金。若再湿前沿附近湿区放热系数为 $1.5\times 10^6\text{W}/(\text{m}^2\cdot^\circ\text{C})$, 求骤冷前沿移动速度。如果材料是铜, 结果如何? 试从上述计算结果说明材料物性对骤冷前沿移动速度的影响, 计算时可取再湿温度 $t_0=t_s+100^\circ\text{C}$ 。材料的物性可取下列数值:

	$\rho/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	$c/[\text{kJ}/(\text{kg}\cdot^\circ\text{C})^{-1}]$	$\kappa/[\text{W}\cdot(\text{m}\cdot^\circ\text{C})^{-1}]$
锆-4	6.55×10^3	0.335	20.1
铜	8.4×10^3	0.38	380

- 6-6 沸水堆堆芯顶部再淹没时, 堆芯压力为 0.2MPa , 燃料元件直径 12mm , 中心距 17mm 。
- (1) 求当饱和蒸汽向上流动折算流速为 3m/s 时, 水膜向下能达到多大折算流速? 合多大流量(kg/s)?
- (2) 向上流动的蒸汽折算流速为多大时, 液膜下降速度降到零?
- (计算时可取式(6-154)中的常数 $m=1, c=0.7$)
- 6-7 若液面下蒸汽质量为 M_{eb} , 汽水混合物体积为 V_m , 蒸汽密度为 ρ_g , 试按 $M_{\text{eb}}/(V_m\rho_g)$ 等于 0.8 和 0.4 两种情况分别画出 $c_0=0, 0.5$ 和 1 时液面下相对密度 ρ_{eb}/ρ_g 随相对高度 z/z_m 的分布。
- 6-8 一反应堆及其一回路系统中包含 9m^3 的饱和水和 1.5m^3 的饱和蒸汽, 压力为 10MPa 。在发生失水事故后, 这些介质排入容积为 2000m^3 的安全壳中。安全壳的初始压力为 0.1MPa (绝对), 温度为 40°C 。假定水和蒸汽与环境之间不发生热交换。问形成的平衡压力是多少?

参 考 文 献

[1] J. A. Redfield, J. H. Murphy. Nuclear Application. 1969, 6(2), 127~136

[2] D. J. Barnum, C. W. Solbrig. Nuclear safety. 1967, 17(3), 299~311

[3] R. T. Lahey, F. J. Moody. The thermal-Hydraulics of A boiling Water Nuclear Reactor. pp. 415~418. American Nuclear Society, 1977

[4] O. C. Jones. Nuclear Reactor Safety Heat Transfer, p403. McGraw-Hill Book Company. 1981

[5] G. B. Wallis. One-dimentional Two-Phase Flow, pp. 336~339, McGraw-Hill Book Company. 1969

附录 I

核燃料的热物性

表 I -1 铀和一些铀合金的热物性^①

燃 料	铀	U-2%质量 Zr	U ₃ Si(U-3.8% 质量 Si)	U-12%质量 Mo	Zr-14%质量 U
$\rho/(\text{g} \cdot \text{cm}^{-3})$	19.05(93℃) 18.87(204℃) 18.33(649℃)	18.3 (室温)	15.57±0.02 (室温)	16.9 (室温)	7.16
熔点/℃	1133	1127	985	1150	1782
$\kappa/[\text{W} \cdot (\text{m} \cdot ^\circ\text{C})^{-1}]$	27.34(93℃) 30.28(316℃) 35.50(538℃) 38.08(760℃)	21.98(35℃) 27(300℃) 37(600℃) 48.11(900℃)	14.98(25℃) 17.48(65℃)	13.48 (室温)	11(20℃) 11.61(100℃) 12.32(200℃) 13.02(300℃) 18(700℃)
$\alpha/(10^{-6}^\circ\text{C}^{-1})$	(25~650℃) [100]平面 36.36 [010]平面-9.31 [001]平面 34.2 体积膨胀系数; $\beta=61.65 \times 10^{-4}/^\circ\text{C}$	14.4 (40~500℃)	13.81±0.504 (100~400℃)	13.176 (100~400℃)	6.80 (105~330℃) 6.912 (350~550℃)
$c_p/[\text{J} \cdot (\text{kg} \cdot ^\circ\text{C})^{-1}]$	116.39(93℃) 171.66(538℃) 194.27(649℃)	120.16 (93℃)		133.98~150.72 (300~400℃)	282.19 (93℃)

注①：摘自汤煊孙, J. 韦斯曼著. 压水反应堆热工分析. 袁乃驹等译. 北京: 原子能出版社, 1983 年.

表 I -2 陶瓷燃料的热物性^①

燃 料	UO ₂	UO ₂ -80%原子数 PuO ₂ -20%原子数	ThO ₂	UC	UN
$\rho/(\text{g} \cdot \text{cm}^{-3})$	10.98	11.08	10.01	13.63	14.32
熔点/℃	2849	2780	3299	2371	2843
$\kappa/[\text{W} \cdot (\text{m} \cdot ^\circ\text{C})^{-1}]$	4.33(499℃) 2.60(1093℃) 2.16(1699℃) 4.33(2204℃)	3.50(499℃) 1.80(1998℃)	12.62(93℃) 9.42(204℃) 6.21(371℃) 4.64(538℃) 3.58(760℃) 2.91(1316℃)	21.98~23.02 (199~982℃)	15.92(327℃) 20.60(732℃) 24.40(1121℃)
$\alpha/(10^{-6}^\circ\text{C}^{-1})$	11.02 (24~2799℃)	11.02 (24~2799℃)		10.8 (21~982℃)	0.936 (16~1024℃)
$c_p/[\text{J} \cdot (\text{kg} \cdot ^\circ\text{C})^{-1}]$	237.40(32℃) 316.10(732℃) 376.81(1732℃) 494.04(2232℃)	近似于 UO ₂	229.02(32℃) 291.40(732℃) 324.48(1732℃) 343.32(2232℃)	146.54 (93℃)	271.71(327℃) 234.46(736℃) 251.21(1121℃)

注①：摘自 J. 韦斯曼著. 核反应堆设计原理. 鲍云樵等译. 北京: 电力工业出版社, 1980 年.

附录 II

一些包壳材料的热物性^{①②}

材 料	铅-2	347 不锈钢	1Cr18Ni9Ti	因科洛依 800	因科镍 600	哈斯特洛依 N
$\rho/(g \cdot cm^{-3})$	6.57(室温)	8.03(室温)	7.9	8.02	8.42	8.93
熔点/ $^{\circ}C$	1849	1399~1427				
$\kappa/[W \cdot (m \cdot ^{\circ}C)^{-1}]$	11.80(38 $^{\circ}C$) 11.92(93 $^{\circ}C$) 12.31(204 $^{\circ}C$) 12.76(316 $^{\circ}C$) 13.22(427 $^{\circ}C$) 13.45(482 $^{\circ}C$)	14.88(38 $^{\circ}C$) 15.58(93 $^{\circ}C$) 16.96(204 $^{\circ}C$) 18.35(316 $^{\circ}C$) 19.90(427 $^{\circ}C$) 21.46(538 $^{\circ}C$)	16.33(100 $^{\circ}C$) 18.84(300 $^{\circ}C$) 22.19(500 $^{\circ}C$) 23.45(600 $^{\circ}C$)	17.72(21 $^{\circ}C$) 12.98(93 $^{\circ}C$) 14.65(204 $^{\circ}C$) 16.75(316 $^{\circ}C$) 18.42(427 $^{\circ}C$) 20.00(538 $^{\circ}C$) 21.77(649 $^{\circ}C$) 23.86(760 $^{\circ}C$) 25.96(871 $^{\circ}C$) 30.98(982 $^{\circ}C$)	14.65(21 $^{\circ}C$) 15.91(93 $^{\circ}C$) 17.58(204 $^{\circ}C$) 19.26(316 $^{\circ}C$) 20.93(427 $^{\circ}C$) 22.61(538 $^{\circ}C$) 24.70(649 $^{\circ}C$) 26.80(760 $^{\circ}C$) 28.89(871 $^{\circ}C$)	12(149 $^{\circ}C$) 14(302 $^{\circ}C$) 16(441 $^{\circ}C$) 18(529 $^{\circ}C$) 20(629 $^{\circ}C$) 24(802 $^{\circ}C$)
$\alpha/(10^{-6}^{\circ}C^{-1})$	8.32(25~800 $^{\circ}C$) 轧制方向 12.33(25~800 $^{\circ}C$) 横向	16.29(20~38 $^{\circ}C$) 16.65(20~93 $^{\circ}C$) 17.19(20~204 $^{\circ}C$) 17.64(20~316 $^{\circ}C$) 18.00(20~427 $^{\circ}C$) 18.45(20~538 $^{\circ}C$)	16.6(20~100 $^{\circ}C$) 17.0(20~200 $^{\circ}C$) 17.2(20~300 $^{\circ}C$) 17.5(20~400 $^{\circ}C$) 17.9(20~500 $^{\circ}C$) 18.2(20~600 $^{\circ}C$) 18.6(20~700 $^{\circ}C$)	14.4(20~100 $^{\circ}C$) 15.8(20~200 $^{\circ}C$) 16.1(20~300 $^{\circ}C$) 16.5(20~400 $^{\circ}C$) 16.8(20~500 $^{\circ}C$) 17.1(20~600 $^{\circ}C$) 17.5(20~700 $^{\circ}C$) 18.0(20~800 $^{\circ}C$) 18.5*(20~900 $^{\circ}C$) 19.0*(20~1000 $^{\circ}C$)	13.4(20~100 $^{\circ}C$) 13.8(20~200 $^{\circ}C$) 14.1(20~300 $^{\circ}C$) 14.5(20~400 $^{\circ}C$) 14.9(20~500 $^{\circ}C$) 15.3(20~600 $^{\circ}C$) 15.7(20~700 $^{\circ}C$) 16.1(20~800 $^{\circ}C$) 16.5(20~900 $^{\circ}C$) 16.8(20~1000 $^{\circ}C$)	12.60(100~400 $^{\circ}C$) 15.12(400~600 $^{\circ}C$) 17.82(600~1000 $^{\circ}C$) 15.48(100~1000 $^{\circ}C$)
$c_p/[J \cdot (kg \cdot ^{\circ}C)^{-1}]$	303.54(93 $^{\circ}C$) 319.87(204 $^{\circ}C$) 330.33(316 $^{\circ}C$) 339.13(427 $^{\circ}C$) 347.92(538 $^{\circ}C$) 375.13(649 $^{\circ}C$)	502.42(0~100 $^{\circ}C$)	502.42(20 $^{\circ}C$)	502.42(20 $^{\circ}C$) 502.42(20 $^{\circ}C$)	460.55(21 $^{\circ}C$) 460.55(93 $^{\circ}C$) 502.42(204 $^{\circ}C$) 502.42(316 $^{\circ}C$) 544.28(427 $^{\circ}C$) 544.28(538 $^{\circ}C$) 586.15(649 $^{\circ}C$) 628.02(760 $^{\circ}C$) 628.02(871 $^{\circ}C$)	410.31(60 $^{\circ}C$) 456.36(300 $^{\circ}C$) 481.48(538 $^{\circ}C$) 577.78(700 $^{\circ}C$)

注*: 表示外推数据。

①: 同附录 I 表 I-1 注①。

②: 摘自《汇编》编写小组, 核反应堆用材料性能资料汇编, 北京: 原子能出版社, 1974 年。

附录Ⅲ

一些冷却剂的热物性

表Ⅲ-1* 水和水蒸气的热物性随温度和压力的变化

(1) 在饱和线上水和水蒸气的热物性^{①②③}

$t/^{\circ}\text{C}$, $p/10^5\text{Pa}$, $v/(\text{m}^3 \cdot \text{kg}^{-1})$, $h/(\text{kJ} \cdot \text{kg}^{-1})$, $\mu/(\text{Pa} \cdot \text{s})$, $\kappa/[\text{W} \cdot (\text{m} \cdot ^{\circ}\text{C})^{-1}]$, $c_p/[\text{kJ} \cdot (\text{kg} \cdot ^{\circ}\text{C})^{-1}]$, $s/[\text{kJ} \cdot (\text{kg} \cdot ^{\circ}\text{C})^{-1}]$, $\sigma/(\text{N} \cdot \text{m}^{-1})$.

t	p	水								水 蒸 气						
		v	h	$\mu \times 10^4$	κ	c_p	s	$\sigma \times 10^3$	Pr	v	h	$\mu \times 10^4$	κ	c_p	s	Pr
0.01	0.006112	0.0010002	0.00	17.9200	0.565	—	0.0000	75.64	13.37	206.2	2501.6	8.84	0.0167	—	9.1575	0.9816
10	0.012270	0.0010003	41.99	13.0546	0.584	4.193	0.1510	74.23	9.373	106.4	2519.9	9.17	0.0174	1.860	8.9020	0.9812
50	0.12335	0.0010121	209.26	5.4711	0.642	4.181	0.7035	67.94	3.563	12.05	2592.2	10.51	0.0204	1.899	8.0776	0.9784
100	1.0133	0.0010437	419.06	2.8187	0.679	4.216	1.3069	58.91	1.750	1.673	2676.0	12.37	0.0250	2.028	7.3554	1.003
110	1.4327	0.0010519	461.32	2.5552	0.681	4.229	1.4185	56.96	1.587	1.210	2691.3	12.71	0.0257	2.070	7.2388	1.024
120	1.9854	0.0010606	503.72	2.3295	0.685	4.245	1.5276	54.96	1.444	0.8915	2706.0	13.04	0.0268	2.120	7.1293	1.032
130	2.7013	0.0010700	546.31	2.1361	0.686	4.263	1.6344	52.93	1.327	0.6681	2719.9	13.37	0.0287	2.176	7.0261	1.014
140	3.614	0.0010801	589.10	1.9700	0.686	4.285	1.7390	50.85	1.231	0.5085	2733.1	13.69	0.0297	2.241	6.9284	1.033
150	4.760	0.0010908	632.15	1.8269	0.686	4.310	1.8416	48.74	1.148	0.3924	2745.4	14.02	0.0310	2.314	6.8358	1.047
160	6.181	0.0011022	675.47	1.7032	0.682	4.339	1.9425	46.58	1.084	0.3068	2756.7	14.35	0.0319	2.398	6.7475	1.079
170	7.920	0.0011145	719.12	1.5957	0.678	4.371	2.0416	44.40	1.029	0.2426	2767.1	14.69	0.0336	2.491	6.6630	1.089
180	10.027	0.0011275	763.12	1.5017	0.674	4.408	2.1393	42.19	0.9821	0.1938	2776.3	15.03	0.0352	2.596	6.5819	1.109
190	12.551	0.0011415	807.52	1.4187	0.670	4.449	2.2356	39.95	0.9421	0.1563	2784.3	15.38	0.0372	2.713	6.5036	1.122
200	15.549	0.0011565	852.37	1.3450	0.664	4.497	2.3307	37.69	0.9109	0.1272	2790.9	15.74	0.0388	2.843	6.4278	1.153
210	19.077	0.0011726	897.74	1.2788	0.654	4.551	2.4247	35.41	0.8899	0.1042	2796.2	16.10	0.0405	2.988	6.3539	1.188
220	23.198	0.0011900	943.67	1.2187	0.643	4.613	2.5178	33.10	0.8743	0.08604	2799.9	16.46	0.0432	3.150	6.2817	1.200
230	27.976	0.0012087	990.26	1.1637	0.632	4.685	2.6102	30.77	0.8627	0.07145	2802.0	16.83	0.0453	3.331	6.2107	1.238
240	33.478	0.0012291	1037.6	1.1127	0.626	4.769	2.7020	28.42	0.8477	0.05965	2802.2	17.20	0.0479	3.536	6.1406	1.270
250	39.776	0.0012513	1085.8	1.0650	0.615	4.867	2.7935	26.06	0.8428	0.05004	2800.4	17.57	0.0510	3.772	6.0708	1.299
260	46.943	0.0012756	1134.9	1.0199	0.602	4.983	2.8848	23.67	0.8442	0.04213	2796.4	17.94	0.0542	4.047	6.0010	1.340
270	55.058	0.0013025	1185.2	0.9769	0.590	5.122	2.9763	21.30	0.8481	0.03559	2789.9	18.31	0.0577	4.373	5.9304	1.388
280	64.202	0.0013324	1236.8	0.9355	0.577	5.290	3.0683	18.94	0.8577	0.03013	2780.4	18.69	0.0613	4.767	5.8586	1.453
290	74.461	0.0013659	1290.0	0.8955	0.564	5.499	3.1611	16.61	0.8731	0.02554	2767.6	19.09	0.0673	5.253	5.7848	1.490
300	85.927	0.0014041	1345.0	0.8564	0.547	5.762	3.2552	14.30	0.9021	0.02165	2751.0	19.53	0.0732	5.863	5.7081	1.564
310	98.700	0.0014480	1402.4	0.8178	0.532	6.104	3.3512	12.04	0.9383	0.01833	2730.0	20.03	0.0798	6.650	5.6278	1.669
320	112.89	0.0014995	1462.6	0.7794	0.512	6.565	3.4500	9.81	0.9994	0.01548	2703.7	20.64	0.0883	7.722	5.5423	1.805
330	128.63	0.0015615	1526.5	0.7400	0.485	7.219	3.5528	7.66	1.102	0.01299	2670.2	21.40	0.0991	9.361	5.4490	2.021
340	146.05	0.0016387	1595.5	0.6982	0.455	8.233	3.6616	5.59	1.263	0.01078	2626.2	22.39	0.1167	12.21	5.3427	2.343
350	165.35	0.0017411	1671.9	0.6576	0.447	10.11	3.7800	3.65	1.474	0.008799	2567.7	23.73	0.1380	17.15	5.2177	2.949
360	186.75	0.0018959	1764.2	0.5972	0.425	14.58	3.9210	1.90	2.049	0.006940	2485.4	25.68	0.1740	25.12	5.0600	3.707
370	210.54	0.0022136	1890.2	0.5216	0.418	43.17	4.1108	0.45	5.387	0.004973	2342.8	29.72	0.2930	76.92	4.8144	7.802
374	220.81	0.0028407	2046.3	0.4357	0.793	—	4.3487	0.00	136.42	0.003458	2155.0	38.35	0.7910	—	4.5166	212.77
374.15	221.20	0.00317	2107.4	0.4060	0.914	∞	4.4429	0.00	∞	0.00317	2107.4	40.60	0.9140	∞	4.4429	∞

注:①:摘自斯米特等编,国际单位制的水和水蒸气性质,赵兆颐译,北京:水利电力出版社,1983年。

②:摘自 A. A. Александров. Теплоэнергетика. No. 4, 1980, C. 70—74.

③:摘自 A. Nagashima. Journal of Physical and Chemical Reference Data. Vol. 6, No. 4, 1977.

(2) 水和水蒸气在不同温度 and 不同压力下的焓^① $h/(\text{kJ} \cdot \text{kg}^{-1})$

$t/^\circ\text{C}$	$p/(\times 10^5 \text{Pa})$																	
	1	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100	110	120	130	140	150	160	170
0	0.1	1.0	2.0	3.0	4.0	5.1	6.1	7.1	8.1	9.1	10.1	11.1	12.1	13.1	14.1	15.1	16.1	17.1
10	42.1	43	43.9	44.9	45.9	46.9	47.8	48.8	49.8	50.7	51.7	52.7	53.6	54.6	55.6	56.5	57.5	58.4
20	84	84.8	85.7	86.7	87.6	88.6	89.5	90.4	91.4	92.3	93.2	94.2	95.1	96.0	97.0	97.9	98.8	99.7
30	125.8	126.6	127.5	128.4	129.3	130.2	131.1	132.0	132.9	133.8	134.7	135.6	136.6	137.5	138.4	139.3	140.2	141.1
40	167.5	168.3	169.2	170.1	171.0	171.9	172.7	137.6	174.5	175.4	176.3	177.2	178.0	178.9	179.8	180.7	181.6	182.4
50	209.3	210.1	211.0	211.8	212.7	213.5	214.4	215.3	216.1	217.0	217.8	218.7	219.6	220.4	221.3	222.1	223.0	223.8
60	251.2	251.9	252.7	253.6	254.4	255.3	256.1	256.9	257.8	258.6	259.4	260.3	261.1	262.0	262.8	263.6	246.5	265.3
70	293.0	293.8	294.6	295.4	296.2	297.0	297.8	298.7	299.5	300.3	301.1	301.9	302.7	303.6	304.4	305.2	306.0	306.8
80	335.0	335.7	336.5	337.3	338.1	338.8	339.6	340.4	341.2	342.0	342.8	343.6	344.4	345.2	346.0	346.8	347.6	348.4
90	377.0	377.7	378.4	379.2	380.0	380.7	381.5	382.3	383.1	383.8	384.6	385.4	386.2	386.9	387.7	388.5	389.3	390.0
100	2676.2	419.7	420.5	421.2	422.0	422.7	423.5	424.2	425.0	425.7	426.5	427.3	428.0	428.8	429.5	430.3	431.0	431.8
110	2696.4	461.9	462.7	463.4	464.1	464.9	465.6	466.3	467.0	467.8	468.5	469.2	470.0	470.7	471.4	472.2	472.9	473.6
120	2716.5	504.3	505.0	505.7	506.4	507.1	507.8	508.5	509.2	509.9	510.6	511.3	512.1	512.8	513.5	514.2	514.9	515.6
130	2736.5	546.8	547.5	548.2	548.8	549.5	550.2	550.9	551.6	552.2	552.9	553.6	554.3	555.0	555.7	556.4	557.0	557.7
140	2756.4	589.5	590.2	590.8	591.5	592.1	592.8	593.4	594.1	594.7	595.4	596.1	596.7	597.4	598.0	598.7	599.4	600.0
150	2776.3	632.5	633.1	633.7	643.3	635	635.6	636.2	636.8	637.5	638.1	638.7	639.4	640.0	640.6	641.3	641.9	642.5
160	2796.2	675.7	676.3	676.9	677.5	678.1	678.6	679.2	679.8	680.4	681.0	681.6	682.2	682.8	683.4	684.0	684.6	685.3
170	2816.0	719.2	719.8	720.3	720.9	721.4	722.0	722.6	723.1	723.7	724.2	724.8	725.4	725.9	726.5	727.1	727.7	728.2
180	2853.8	2776.5	763.6	764.1	764.6	765.2	765.7	766.2	766.7	767.2	767.8	768.3	768.8	769.4	769.9	770.4	771.0	771.5
190	2855.6	2802.0	807.9	808.3	808.8	809.3	809.7	810.2	810.7	811.2	811.6	812.1	812.6	813.1	813.6	814.1	814.6	815.1
200	2875.4	2826.8	852.6	853.0	853.4	853.8	854.2	854.6	855.1	855.5	855.9	856.4	856.8	857.2	857.7	858.1	858.6	859.0
210	2895.2	2851.0	897.8	898.1	898.5	898.8	899.2	899.5	899.9	900.3	900.7	901.0	901.4	901.8	902.2	902.6	903.0	903.4
220	2915.0	2874.6	2819.9	943.9	944.1	944.4	944.7	945.0	945.3	945.6	945.9	946.3	946.6	946.9	947.2	947.6	947.9	948.3
230	2934.8	2897.8	2848.4	990.3	990.5	990.7	990.9	991.1	991.3	991.6	991.8	992.0	992.3	992.6	992.8	993.1	993.4	993.6
240	2954.6	2920.6	2875.9	2822.9	1037.7	1037.8	1037.9	1038.0	1038.1	1038.3	1038.4	1038.6	1038.7	1038.9	1039.1	1039.2	1039.4	1039.6
250	2974.5	2943.0	2902.4	2854.8	1085.8	1085.8	1085.8	1085.8	1085.8	1085.8	1085.8	1085.9	1085.9	1086.0	1086.1	1086.2	1086.3	1086.4
260	2994.4	2965.2	2928.1	2885.1	2835.6	1134.9	1134.7	1134.6	1134.5	1134.3	1134.2	1134.2	1134.1	1134.0	1134.0	1133.9	1133.9	1133.9
270	3014.4	2987.2	2953.1	2914.1	2869.8	2818.9	1185.1	1184.7	1184.4	1184.1	1183.9	1183.6	1183.4	1183.2	1183.0	1182.8	1182.6	1182.5
280	3034.4	3009.0	2977.5	2942.0	2902.0	2856.9	2804.9	1236.5	1236.0	1235.5	1235.0	1234.5	1234.1	1233.7	1233.3	1232.9	1232.6	1232.3
290	3054.4	3030.6	3001.5	2968.9	2932.7	2892.2	2846.7	2794.1	1289.5	1288.7	1287.9	1287.2	1286.5	1285.8	1285.2	1284.6	1284.0	1283.5
300	3074.5	3052.1	3025.0	2995.1	2962.0	2925.5	2885.0	2839.4	2786.8	1344.5	1343.4	1342.2	1341.2	1340.1	1339.2	1338.2	1337.4	1336.5
310	3094.6	3073.5	3048.2	3020.5	2990.2	2957.0	2920.7	2880.5	2835.2	2783.2	1402.2	1400.5	1398.8	1397.3	1395.9	1394.5	1393.2	1392.0
320	3114.8	3094.9	3071.2	3045.4	3017.5	2987.2	2954.2	2918.3	2878.7	2834.3	2783.5	2723.5	1460.8	1458.5	1456.3	1454.3	1452.4	1450.0
330	3135.0	3116.1	3093.8	3069.9	3044.0	3016.1	2986.1	2953.6	2918.4	2879.7	2836.5	2787.4	2730.2	1526.0	1522.6	1519.4	1516.4	1513.7
340	3155.3	3137.4	3116.3	3093.9	3069.8	3044.1	3016.5	2987.0	2955.3	2920.9	2883.4	2841.7	2794.7	2740.6	2675.7	1593.3	1588.3	1583.8
350	3175.6	3158.5	3138.6	3117.5	3095.1	3071.2	3045.8	3018.7	2989.9	2959.0	2925.8	2889.6	2849.7	2805.0	2754.2	2694.8	2620.8	1667.7
360	3196.0	3179.7	3160.8	3140.9	3119.9	3097.6	3074.0	3049.1	3022.7	2994.7	2964.8	2932.8	2898.1	2860.2	2818.1	2770.8	2716.5	2652.4
370	3216.5	3200.9	3182.9	3164.1	3144.3	3123.4	3101.5	3078.4	3054.0	3028.4	3001.3	2972.5	2941.8	2908.8	2873.0	2833.6	2789.9	2740.7

注①：同上表注①。

(3) 水和水蒸气在不同温度 and 不同压力下的比体积^①
 $v/(m^3 \cdot kg^{-1})$

$t/^\circ C$	$p/(\times 10^5 Pa)$								
	1	10	20	30	40	50	60	70	80
0	0.0010002	0.0009997	0.0009992	0.0009987	0.0009982	0.0009977	0.0009972	0.0009967	0.0009962
10	0.0010002	0.0009098	0.0009993	0.0009988	0.0009984	0.0009979	0.0009974	0.0009970	0.0009965
20	0.0010017	0.0010013	0.0010008	0.0010004	0.0009999	0.0009995	0.0009990	0.0009986	0.0009981
30	0.0010043	0.0010039	0.0010034	0.0010030	0.0010025	0.0010021	0.0010016	0.0010012	0.0010008
40	0.0010078	0.0010074	0.0010069	0.0010065	0.0010060	0.0010056	0.0010052	0.0010047	0.0010043
50	0.0010121	0.0010117	0.0010112	0.0010108	0.0010103	0.0010099	0.0010094	0.0010090	0.0010086
60	0.0010171	0.0010167	0.0010162	0.0010158	0.0010153	0.0010149	0.0010144	0.0010140	0.0010135
70	0.0010228	0.0010224	0.0010219	0.0010215	0.0010210	0.0010205	0.0010201	0.0010196	0.0010192
80	0.0010292	0.0010287	0.0010282	0.0010278	0.0010273	0.0010268	0.0010263	0.0010259	0.0010254
90	0.0010361	0.0010357	0.0010352	0.0010347	0.0010342	0.0010337	0.0010332	0.0010327	0.0010322
100	1.696	0.0010432	0.0010427	0.0010422	0.0010417	0.0010412	0.0010406	0.0010401	0.0010390
110	1.744	0.0010514	0.0010508	0.0010503	0.0010498	0.0010492	0.0010487	0.0010481	0.0010476
120	1.793	0.0010602	0.0010596	0.0010590	0.0010584	0.0010579	0.0010573	0.0010567	0.0010562
130	1.841	0.0010696	0.0010690	0.0010684	0.0010677	0.0010671	0.0010650	0.0010660	0.0010654
140	1.889	0.0010796	0.0010790	0.0010783	0.0010777	0.0010771	0.0010764	0.0010758	0.0010752
150	1.936	0.0010904	0.0010897	0.0010890	0.0010883	0.0010877	0.0010870	0.0010863	0.0010856
160	1.984	0.0011019	0.0011012	0.0011005	0.0010997	0.0010990	0.0010983	0.0010976	0.0010968
170	2.031	0.0011143	0.0011135	0.0011127	0.0011119	0.0011111	0.0011103	0.0011096	0.0011088
180	2.078	0.1944	0.0011267	0.0011258	0.0011249	0.0011241	0.0011232	0.0011224	0.0011216
190	2.125	0.2002	0.0011408	0.0011399	0.0011389	0.0011380	0.0011371	0.0011362	0.0011353
200	2.172	0.2059	0.0011560	0.0011550	0.0011540	0.0011530	0.0011519	0.0011510	0.0011500
210	2.219	0.2115	0.0011725	0.0011714	0.0011702	0.0011691	0.0011680	0.0011669	0.0011658
220	2.266	0.2169	0.1021	0.0011891	0.0011878	0.0011866	0.0011853	0.0011841	0.0011829
230	2.313	0.2223	0.1053	0.0012084	0.0012070	0.0012056	0.0012042	0.0012028	0.0012015
240	2.359	0.2276	0.1084	0.06816	0.0012280	0.0012264	0.0012249	0.0012233	0.0012218
250	2.406	0.2327	0.1114	0.07055	0.0012512	0.0012494	0.0012476	0.0012458	0.0012441
260	2.453	0.2379	0.1144	0.07283	0.05172	0.0012750	0.0012729	0.0012708	0.0012687
270	2.499	0.2430	0.1172	0.07501	0.05363	0.04053	0.0013013	0.0012988	0.0012964
280	2.546	0.2480	0.1200	0.07712	0.05544	0.04222	0.03317	0.0013307	0.0013277
290	2.592	0.2530	0.1228	0.07917	0.05717	0.04380	0.03472	0.02802	0.0013639
300	2.639	0.2580	0.1255	0.08116	0.05883	0.04530	0.03614	0.02946	0.02426
310	2.685	0.2629	0.1282	0.08310	0.06044	0.04673	0.03748	0.03076	0.02560
320	2.732	0.2678	0.1308	0.08500	0.06200	0.04810	0.03874	0.03198	0.02681
330	2.778	0.2727	0.1334	0.08687	0.06351	0.04942	0.03995	0.03312	0.02792
340	2.824	0.2776	0.1360	0.08871	0.06499	0.05070	0.04111	0.03420	0.02896
350	2.871	0.2824	0.1386	0.09053	0.06645	0.05194	0.04222	0.03523	0.02995
360	2.917	0.2873	0.1411	0.09232	0.06787	0.05316	0.04330	0.03623	0.03088
370	2.964	0.2921	0.1436	0.09409	0.06927	0.05435	0.04436	0.03719	0.03178

注①, 同上表注①.

(续表)

$t/^\circ\text{C}$	$p/(\times 10^5 \text{ Pa})$								
	90	100	110	120	130	140	150	160	170
0	0.0009958	0.0009953	0.0009948	0.0009943	0.0009938	0.0009933	0.0009928	0.0009923	0.0009919
10	0.0009960	0.0009956	0.0009951	0.0009947	0.0009942	0.0009938	0.0009933	0.0009928	0.0009924
20	0.0009970	0.0009972	0.0009968	0.0009963	0.0009959	0.0009955	0.0009950	0.0009946	0.0009942
30	0.0010003	0.0009999	0.0009995	0.0009990	0.0009986	0.0009982	0.0009977	0.0009973	0.0009969
40	0.0010039	0.0010034	0.0010030	0.0010026	0.0010021	0.0010017	0.0010013	0.0010009	0.0010004
50	0.0010081	0.0010077	0.0010073	0.0010068	0.0010064	0.0010060	0.0010055	0.0010051	0.0010047
60	0.0010131	0.0010127	0.0010122	0.0010118	0.0010113	0.0010109	0.0010105	0.0010100	0.0010096
70	0.0010187	0.0010183	0.0010178	0.0010174	0.0010169	0.0010165	0.0010160	0.0010156	0.0010151
80	0.0010249	0.0010245	0.0010240	0.0010235	0.0010231	0.0010226	0.0010221	0.0010217	0.0010212
90	0.0010317	0.0010312	0.0010308	0.0010303	0.0010298	0.0010293	0.0010289	0.0010284	0.0010279
100	0.0010391	0.0010386	0.0010381	0.0010376	0.0010371	0.0010366	0.0010361	0.0010356	0.0010351
110	0.0010471	0.0010465	0.0010460	0.0010455	0.0010450	0.0010445	0.0010439	0.0010434	0.0010429
120	0.0010556	0.0010551	0.0010545	0.0010540	0.0010534	0.0010529	0.0010523	0.0010518	0.0010513
130	0.0010648	0.0010642	0.0010636	0.0010630	0.0010624	0.0010619	0.0010613	0.0010607	0.0010602
140	0.0010745	0.0010739	0.0010733	0.0010727	0.0010721	0.0010715	0.0010709	0.0010703	0.0010697
150	0.0010850	0.0010843	0.0010837	0.0010830	0.0010824	0.0010817	0.0010811	0.0010804	0.0010798
160	0.0010961	0.0010954	0.0010947	0.0010940	0.0010933	0.0010926	0.0010919	0.0010913	0.0010906
170	0.0011080	0.0011073	0.0011065	0.0011058	0.0011050	0.0011043	0.0011035	0.0011028	0.0011021
180	0.0011207	0.0011199	0.0011191	0.0011183	0.0011175	0.0011167	0.0011159	0.0011151	0.0011143
190	0.0011344	0.0011335	0.0011326	0.0011317	0.0011308	0.0011300	0.0011291	0.0011283	0.0011274
200	0.0011490	0.0011480	0.0011470	0.0011461	0.0011451	0.0011442	0.0011433	0.0011423	0.0011414
210	0.0011647	0.0011636	0.0011626	0.0011615	0.0011605	0.0011595	0.0011584	0.0011574	0.0011564
220	0.0011817	0.0011805	0.0011793	0.0011782	0.0011770	0.0011759	0.0011748	0.0011736	0.0011725
230	0.0012001	0.0011988	0.0011975	0.0011962	0.0011949	0.0011937	0.0011924	0.0011912	0.0011899
240	0.0012203	0.0012188	0.0012173	0.0012158	0.0012144	0.0012130	0.0012115	0.0012102	0.0012088
250	0.0012423	0.0012406	0.0012389	0.0012373	0.0012356	0.0012340	0.0012324	0.0012308	0.0012293
260	0.0012667	0.0012648	0.0012628	0.0012609	0.0012590	0.0012572	0.0012553	0.0012535	0.0012517
270	0.0012940	0.0012917	0.0012894	0.0012872	0.0012850	0.0012828	0.0012807	0.0012786	0.0012765
280	0.0013249	0.0013221	0.0013194	0.0013167	0.0013141	0.0013115	0.0013090	0.0013065	0.0013041
290	0.0013604	0.0013570	0.0013536	0.0013504	0.0013472	0.0013441	0.0013411	0.0013381	0.0013352
300	0.0014022	0.0013979	0.0013936	0.0013895	0.0013855	0.0013817	0.0013779	0.0013743	0.0013707
310	0.02143	0.0014472	0.0014416	0.0014362	0.0014310	0.0014260	0.0014212	0.0014166	0.0014121
320	0.02269	0.01926	0.01628	0.0014941	0.0014870	0.0014801	0.0014736	0.0014674	0.0014615
330	0.02381	0.02042	0.01755	0.01502	0.0015600	0.0015497	0.0015402	0.0015313	0.0015229
340	0.02484	0.02147	0.01864	0.01619	0.01401	0.01200	0.0016324	0.0016176	0.0016042
350	0.02579	0.02242	0.01961	0.01721	0.01510	0.01321	0.01146	0.009764	0.0017283
360	0.02669	0.02331	0.02049	0.01811	0.01604	0.01421	0.01256	0.01104	0.009584
370	0.02755	0.02414	0.02131	0.01893	0.01688	0.01508	0.01348	0.01203	0.01069

(4) 水和水蒸气在不同温度 and 不同压力下的粘性系数 $\mu/(\times 10^{-6} \text{Pa} \cdot \text{s})^{\text{①}}$ 本表每一对数值中,上面的是粘性系数值,下面的是(±)允差值,单位均为 $(\times 10^{-6} \text{Pa} \cdot \text{s})$ 。

p $/(\times 10^5 \text{Pa})$	$t/^\circ\text{C}$																					
	0	25	50	75	100	150	200	250	300	350	375	400	425	450	475	500	550	600	650	700	750	800
1	1791	890.9	547.1	377.3	12.42	14.29	16.20	18.30	20.36	22.43	23.45	24.47	25.49	26.50	27.51	28.52	30.53	32.55	34.6	36.6	38.6	40.5
	18	8.9	5.5	3.8	0.25	0.29	0.33	0.37	0.41	0.45	0.47	0.49	0.51	0.53	0.55	0.86	0.92	0.98	1.0	1.1	1.2	1.2
5	1790	891.2	546.7	378.0	281.7	182.3	16.05	18.16	20.25	22.32	23.43	24.44	25.49	26.53	27.57	28.64	30.67	32.77	34.7	36.7	38.5	40.3
	18	8.9	5.5	3.8	2.8	1.8	0.32	0.36	0.41	0.45	0.47	0.49	0.51	0.53	0.55	0.86	0.92	0.98	1.0	1.1	1.2	1.2
10	1789	891.1	546.8	378.2	281.9	182.4	15.92	18.09	20.21	22.29	23.40	24.43	25.49	26.53	27.58	28.65	30.68	32.79	34.8	36.8	38.5	40.4
	18	8.9	5.5	3.8	2.8	1.8	0.32	0.36	0.40	0.45	0.47	0.49	0.51	0.53	0.55	0.86	0.92	0.98	1.0	1.1	1.2	1.2
25	1786	890.8	547.1	378.5	282.3	182.8	134.6	17.85	20.07	22.22	23.37	24.41	25.49	26.54	27.59	28.66	30.72	32.84	34.8	36.8	38.6	40.4
	18	8.9	5.5	3.8	2.8	1.8	1.4	0.36	0.40	0.44	0.47	0.49	0.51	0.53	0.55	0.86	0.92	0.99	1.0	1.1	1.2	1.2
50	1780	890.3	547.7	379.2	283.1	183.4	135.2	106.5	19.88	22.15	23.33	24.42	25.52	26.60	27.66	28.73	30.82	32.77	34.9	36.9	38.7	40.6
	18	8.9	5.5	3.8	2.8	1.8	1.4	1.1	0.40	0.44	0.47	0.49	0.51	0.53	0.55	0.86	0.92	0.98	1.1	1.1	1.2	1.2
75	1774	889.8	548.3	379.8	283.8	184.1	135.9	107.2	19.75	22.12	23.34	24.46	25.58	26.68	27.76	28.81	30.94	32.87	34.9	37.0	38.8	40.7
	18	8.9	5.5	3.8	2.8	1.8	1.4	1.1	0.40	0.44	0.47	0.49	0.51	0.53	0.56	0.86	0.93	0.99	1.1	1.1	1.2	1.2
100	1768	889.4	548.7	380.4	284.7	184.7	136.4	107.8	87.1	22.16	23.39	24.52	25.65	26.75	27.82	28.95	31.08	33.02	35.1	37.2	39.0	40.9
	18	8.9	5.5	3.8	2.9	1.9	1.4	1.1	1.7	0.44	0.47	0.49	0.51	0.53	0.56	0.87	0.93	0.99	1.1	1.1	1.2	1.2
125	1762	889.1	549.1	381.0	285.3	185.3	137.0	108.5	88.0	22.35	23.57	24.69	25.81	26.91	27.98	29.09	31.19	33.2	35.2	37.4	39.2	41.1
	18	8.9	5.5	3.8	2.9	1.9	1.4	1.1	1.8	0.45	0.47	0.49	0.52	0.54	0.56	0.87	0.94	1.0	1.1	1.1	1.2	1.2
150	1756	888.7	549.5	381.6	286.0	186.0	137.6	109.1	89.0	22.84	23.88	24.98	26.06	27.13	28.18	29.30	31.44	33.4	35.5	37.6	39.4	41.2
	18	8.9	5.5	3.8	2.9	1.9	1.4	1.1	1.8	0.45	0.48	0.50	0.52	0.54	0.56	0.88	0.94	1.0	1.1	1.1	1.2	1.2
175	1750	888.5	550.0	382.3	286.7	186.6	138.2	109.8	89.9	67.3	24.49	25.37	26.38	27.42	28.42	29.49	31.70	33.7	35.7	37.8	39.6	41.4
	18	8.9	5.5	3.8	2.9	1.9	1.4	1.1	1.8	2.0	0.49	0.51	0.53	0.55	0.57	0.88	0.95	1.0	1.1	1.1	1.2	1.2
200	1744	888.2	550.4	382.9	287.4	187.3	138.8	110.4	90.8	69.5	25.85	26.03	26.83	27.80	28.76	29.81	31.98	33.9	35.9	38.0	39.8	41.6
	17	8.9	5.5	3.8	2.9	1.9	1.4	1.1	1.8	2.1	0.52	0.52	0.54	0.56	0.58	0.89	0.96	1.0	1.1	1.1	1.2	1.3
225	1738	887.9	550.9	383.5	288.0	187.9	139.4	111.1	91.6	71.4	48.2	27.11	27.50	28.31	29.17	30.17	32.38	34.2	36.2	38.2	39.8	41.9
	17	8.9	5.5	3.8	2.9	1.9	1.4	1.1	1.8	2.1	3.9	0.54	0.55	0.57	0.58	0.91	0.97	1.0	1.1	1.2	1.2	1.3
250	1733	887.6	551.3	384.2	288.7	188.5	140.0	111.7	92.4	73.0	58.8	29.10	28.43	28.99	29.70	30.56	32.73	34.6	36.5	38.5	40.2	41.9
	17	8.9	5.5	3.8	2.9	1.9	1.4	1.1	1.9	2.2	1.2	0.58	0.57	0.58	0.59	0.92	0.98	1.0	1.1	1.2	1.2	1.3
275	1728	887.4	551.8	384.8	289.4	189.1	140.6	112.3	93.1	74.4	62.4	33.88	29.81	29.84	30.33	31.08	33.11	34.9	36.8	38.7	40.4	42.2
	17	8.9	5.5	3.9	2.9	1.9	1.4	1.1	1.9	2.2	1.2	0.68	0.60	0.60	0.61	0.93	0.99	1.1	1.1	1.2	1.2	1.3
300	1723	887.2	552.3	385.5	290.0	189.8	141.2	112.9	93.9	75.7	64.9	43.97	31.84	30.97	31.06	31.68	33.6	35.3	37.2	39.0	40.7	42.5
	17	8.9	5.5	3.9	2.9	1.9	1.4	1.1	1.9	2.3	1.3	0.89	0.64	0.62	0.62	0.95	1.0	1.1	1.1	1.2	1.2	1.3

(续表)

p ($\times 10^5 \text{ Pa}$)	$t/^{\circ}\text{C}$																					
	0	25	50	75	100	150	200	250	300	350	375	400	425	450	475	500	550	600	650	700	750	800
350	1713	886.8	553.3	386.7	291.4	191.0	142.3	114.1	95.3	78.0	68.6	56.4	39.47	34.19	33.17	33.10	34.6	36.1	37.9	39.8	41.3	43.0
	17	8.9	5.5	3.9	2.9	1.9	1.4	1.1	1.9	2.3	1.4	1.1	0.79	0.68	0.66	0.99	1.0	1.1	1.1	1.2	1.2	1.3
400	1705	886.6	554.3	388.0	292.7	192.2	143.5	115.3	96.5	79.9	71.3	62.1	49.26	39.16	36.06	35.2	35.7	37.5	38.8	40.4	42.0	43.7
	17	8.9	5.5	3.9	2.9	1.9	1.4	1.2	1.9	2.4	1.4	1.2	0.99	0.78	0.72	1.1	1.1	1.1	1.2	1.2	1.3	1.3
450	1697	886.5	555.3	389.3	294.0	193.4	144.6	116.4	97.8	81.7	73.7	65.8	55.6	44.87	39.90	37.6	37.4	38.6	40.0	41.2	43.1	44.4
	17	8.9	5.5	3.9	2.9	1.9	1.5	1.2	2.0	2.5	1.5	1.3	1.1	0.90	0.8	1.1	1.1	1.2	1.2	1.2	1.3	1.3
500	1690	886.4	556.3	390.6	295.4	194.6	145.8	117.6	99.0	83.4	75.9	68.2	60.1	50.5	44.0	40.5	39.1	40.0	40.6	42.2	43.7	45.3
	17	8.9	5.6	3.9	3.0	2.0	1.5	1.2	2.0	2.5	2.3	2.0	1.8	1.5	1.3	1.2	1.2	1.2	1.2	1.3	1.3	1.4
550	1684	886.5	557.4	392.0	296.7	195.8	146.9	118.7	100.2	84.9	77.8	70.9	63.6	55.3	48.4	43.9	41.0	41.4	41.8	42.5	44.6	45.9
	17	8.9	5.6	3.9	3.0	2.0	1.5	1.2	2.0	2.6	2.3	2.1	1.9	1.7	1.5	1.3	1.2	1.2	1.3	1.3	1.3	1.4
600	1679	886.7	558.5	393.3	298.0	197.0	148.0	119.7	101.3	86.3	79.5	73.1	66.1	59.2	52.3	47.6	43.1	41.7	42.9	43.2	44.8	46.6
	17	8.9	5.6	3.9	3.0	2.0	1.5	1.2	2.0	2.6	2.4	2.2	2.0	1.8	1.6	1.4	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.4
650	1674	886.9	559.7	394.6	299.4	198.2	149.0	120.8	102.5	87.7	81.0	75.2	68.1	62.3	55.5	50.8	45.1	43.2	43.9	44.2	45.4	46.8
	17	8.9	5.6	4.0	3.0	2.0	1.5	1.2	2.0	2.6	2.4	2.3	2.0	1.9	1.7	1.5	1.4	1.3	1.3	1.3	1.4	1.4
700	1670	887.3	560.9	395.9	300.7	199.4	150.1	121.9	103.6	89.0	82.5	76.9	70.5	64.9	58.8	53.7	47.5	44.8	44.3	44.4	46.2	47.4
	17	8.9	5.6	4.0	3.0	2.0	1.5	1.2	2.1	2.7	2.5	2.3	2.1	2.0	1.8	1.6	1.4	1.3	1.3	1.3	1.4	1.4
750	1666	887.7	562.0	397.3	302.0	200.6	151.2	122.9	104.6	90.3	83.9	78.5	72.2	66.9	61.3	56.2	49.7	45.7	45.5	45.6	46.8	48.1
	17	8.9	5.6	4.0	3.0	2.0	1.5	1.2	2.1	2.7	2.5	2.4	2.2	2.0	1.8	1.7	1.5	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4
800	1662	888.3	563.3	398.6	303.4	201.8	152.3	123.9	105.6	91.4	85.2	79.9	74.0	68.3	63.6	58.7	52.1	47.4	47.0	46.6	47.3	48.6
	17	8.9	5.6	4.0	3.0	2.0	1.5	1.2	2.1	2.7	2.6	2.4	2.2	2.1	1.9	1.8	1.6	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4
850	1659	888.8	564.5	400.0	304.6	203.3	153.3	124.9	106.6	92.6	86.4	81.4	75.8	70.2	65.5	60.8	54.0	49.9	47.6	47.6	48.1	49.0
	17	8.9	5.7	4.0	3.1	2.0	1.5	1.2	2.1	2.8	2.6	2.4	2.3	2.1	2.0	1.8	1.6	1.5	1.4	1.4	1.4	1.5
900	1656	889.5	565.8	401.4	305.9	204.2	154.3	125.9	107.6	93.7	87.5	82.7	77.2	72.3	67.3	62.8	55.8	51.4	48.9	49.1	48.9	49.7
	17	8.9	5.7	4.0	3.1	2.0	1.5	1.3	2.2	2.8	2.6	2.5	2.3	2.2	2.0	1.9	1.7	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5
950	1653	890.3	367.1	402.8	307.3	205.4	155.4	126.9	108.6	94.7	88.7	83.6	78.6	73.8	69.1	64.6	57.7	53.6	50.9	49.5	49.8	50.3
	17	8.9	5.7	4.0	3.1	2.1	1.6	1.3	2.2	2.8	2.7	2.5	2.4	2.2	2.1	1.9	1.7	1.6	1.5	1.5	1.5	1.5
1000	1651	891.1	568.4	404.2	308.6	206.5	156.4	127.9	109.6	95.8	89.8	85.0	79.8	74.6	69.8	66.1	59.3	55.1	52.1	50.5	51.1	51.0
	17	8.9	5.7	4.0	3.1	2.1	1.6	1.3	2.2	2.9	2.7	2.6	2.4	2.2	2.1	2.0	1.8	1.7	1.6	1.5	1.5	1.5

注①,同上表注①。

(5) 水和水蒸气在不同温度 and 不同压力下的比定压热容 $c_p/[\text{kJ} \cdot (\text{kg} \cdot ^\circ\text{C})^{-1}]^\Phi$

$p/(\times 10^5 \text{ Pa})$	$t/^\circ\text{C}$																											
	0	50	100	120	140	150	160	180	200	220	240	250	260	280	300	320	340	350	360	380	400	420	425	440	450	460	480	500
0.1	4.217	1.893	1.903	1.909	1.916	1.920	1.924	1.933	1.943	1.953	1.964	1.969	1.975	1.987	1.998	2.011	2.023	2.029	2.036	2.049	2.062	2.075	2.078	2.089	2.095	2.102	2.116	2.129
1	4.217	4.181	2.026	2.005	1.991	1.986	1.983	1.979	1.979	1.982	1.986	1.989	1.993	2.001	2.010	2.020	2.031	2.037	2.043	2.055	2.067	2.280	2.083	2.093	2.099	2.106	2.119	2.132
5	4.215	4.180	4.215	4.244	4.285	4.310	2.291	2.216	2.161	2.123	2.097	2.088	2.080	2.071	2.066	2.066	2.069	2.071	2.074	2.081	2.090	2.100	2.102	2.110	2.116	2.122	2.133	2.146
10	4.212	4.179	4.214	4.243	4.283	4.308	4.337	2.593	2.446	2.340	2.263	2.233	2.208	2.170	2.145	2.129	2.120	2.118	2.116	2.117	2.120	2.126	2.128	2.133	2.138	2.142	2.152	2.162
20	4.207	4.177	4.211	4.240	4.280	4.305	4.334	4.403	4.494	2.918	2.694	2.608	2.534	2.419	2.337	2.279	2.239	2.224	2.213	2.196	2.186	2.182	2.182	2.182	2.183	2.185	2.190	2.197
25	4.204	4.175	4.210	4.239	4.279	4.304	4.332	4.401	4.491	4.612	2.966	2.840	2.734	2.569	2.451	2.367	2.308	2.286	2.267	2.240	2.222	2.212	2.211	2.208	2.207	2.207	2.210	2.214
30	4.201	4.174	4.209	4.238	4.277	4.302	4.330	4.399	4.488	4.608	3.282	3.108	2.963	2.738	2.578	2.464	2.383	2.532	2.326	2.287	2.261	2.244	2.241	2.235	2.232	2.231	2.230	2.233
40	4.196	4.172	4.207	4.235	4.275	4.299	4.327	4.394	4.483	4.600	4.761	4.866	3.528	3.139	2.873	2.686	2.553	2.502	2.459	2.392	2.346	2.314	2.308	2.293	2.285	2.280	2.273	2.270
50	4.191	4.170	4.205	4.233	4.272	4.296	4.323	4.390	4.477	4.592	4.750	4.853	4.977	3.659	3.234	2.949	2.751	2.675	2.611	2.512	2.441	2.392	2.381	2.356	2.344	2.333	2.319	2.310
60	4.180	4.167	4.203	4.230	4.269	4.293	4.320	4.386	4.471	4.585	4.739	4.839	4.961	4.375	3.691	3.264	2.980	2.874	2.784	2.646	2.547	2.476	2.462	2.426	2.407	2.391	2.367	2.352
70	4.181	4.165	4.200	4.228	4.266	4.290	4.317	4.382	4.466	4.577	4.729	4.826	4.944	5.274	4.298	3.649	3.247	3.101	2.980	2.795	2.663	2.569	2.550	2.501	2.475	2.453	2.420	2.397
75	4.178	4.164	4.199	4.227	4.265	4.288	4.315	4.380	4.463	4.574	4.724	4.820	4.936	5.260	4.686	3.879	3.398	3.228	3.088	2.876	2.726	2.619	2.597	2.542	2.512	2.486	2.447	2.420
80	4.175	4.163	4.198	4.226	4.263	4.287	4.313	4.378	4.461	4.570	4.718	4.814	4.928	5.247	5.155	4.141	3.565	3.365	3.203	2.961	2.792	2.671	2.646	2.583	2.549	2.520	2.475	2.444
90	4.170	4.161	4.196	4.223	4.261	4.284	4.310	4.373	4.455	4.563	4.708	4.801	4.913	5.221	5.741	4.793	3.953	3.677	3.461	3.146	2.932	2.781	2.750	2.671	2.629	2.592	2.535	2.494
100	4.165	4.158	4.194	4.221	4.258	4.281	4.307	4.369	4.450	4.556	4.698	4.789	4.898	5.196	5.692	5.693	4.441	4.058	3.765	3.354	3.086	2.899	2.862	2.768	2.714	2.669	2.598	2.547
110	4.160	4.156	4.192	4.218	4.255	4.278	4.303	4.365	4.445	4.549	4.689	4.777	4.883	5.172	5.645	7.083	5.071	4.532	4.132	3.592	3.255	3.028	2.982	2.867	2.804	2.750	2.665	2.602
120	4.155	4.154	4.190	4.216	4.253	4.275	4.300	4.361	4.440	4.542	4.679	4.766	4.869	5.149	5.601	6.486	5.903	5.136	4.585	3.869	3.443	3.166	3.112	2.975	2.901	2.837	2.736	2.661
125	4.153	4.153	4.189	4.215	4.251	4.273	4.299	4.359	4.437	4.539	4.674	4.760	4.862	5.137	5.580	6.433	6.427	5.501	4.853	4.025	3.545	3.240	3.181	3.032	2.951	2.882	2.772	2.691
130	4.151	4.152	4.188	4.214	4.250	4.272	4.297	4.357	4.435	4.535	4.670	4.755	4.853	5.126	5.560	6.383	7.061	5.920	5.155	4.195	3.653	3.317	3.253	3.090	3.003	2.929	2.810	2.722
140	4.146	4.150	4.185	4.212	4.247	4.269	4.294	4.354	4.430	4.529	4.661	4.744	4.842	5.105	5.521	6.291	9.082	6.973	5.885	4.588	3.893	3.482	3.405	3.214	3.112	3.025	2.888	2.787
150	4.141	4.148	4.183	4.209	4.245	4.266	4.291	4.350	4.425	4.522	4.652	4.733	4.829	5.084	5.483	6.206	8.088	8.543	6.841	5.066	4.168	3.663	3.571	3.346	3.228	3.128	2.971	2.854
160	4.136	4.145	4.181	4.207	4.242	4.263	4.288	4.346	4.420	4.516	4.643	4.722	4.816	5.064	5.448	6.128	7.775	11.896	8.156	5.658	4.488	3.864	3.754	3.488	3.351	3.236	3.057	2.925
170	4.131	4.143	4.179	4.205	4.239	4.261	4.285	4.342	4.415	4.510	4.634	4.712	4.804	5.044	5.414	6.056	7.519	9.677	10.212	6.399	4.864	4.090	3.956	3.642	3.483	3.351	3.148	2.998
175	4.129	4.142	4.178	4.204	4.238	4.259	4.283	4.340	4.413	4.507	4.630	4.707	4.797	5.035	5.397	6.022	7.407	9.301	11.906	6.840	5.077	4.212	4.066	3.724	3.552	3.412	3.195	3.036
180	4.127	4.141	4.177	4.203	4.237	4.258	4.282	4.338	4.411	4.504	4.626	4.702	4.791	5.026	5.381	5.989	7.304	8.988	15.646	7.340	5.309	4.343	4.182	3.809	3.624	3.474	3.243	3.075
190	4.122	4.139	4.175	4.200	4.234	4.255	4.279	4.335	4.406	4.497	4.618	4.692	4.780	5.007	5.350	5.927	7.120	8.494	13.406	8.559	5.840	4.631	4.435	3.991	3.770	3.603	3.342	3.155
200	4.117	4.137	4.173	4.198	4.232	4.252	4.276	4.331	4.401	4.491	4.609	4.683	4.768	4.990	5.321	5.869	6.961	8.117	11.233	10.199	6.476	4.958	4.721	4.192	3.941	3.742	3.447	3.238
210	4.113	4.135	4.171	4.196	4.229	4.250	4.273	4.327	4.397	4.485	4.601	4.673	4.757	4.973	5.292	5.814	6.820	7.816	10.012	13.390	7.241	5.333	5.044	4.412	4.119	3.891	3.557	3.324

(续表)

$p/(\times 10^5 \text{ Pa})$	$t/^\circ\text{C}$																											
	0	50	100	120	140	150	160	180	200	220	240	250	260	280	300	320	340	350	360	380	400	420	425	440	450	460	480	500
220	4.108	4.133	4.169	4.194	4.227	4.247	4.270	4.324	4.392	4.480	4.594	4.664	4.746	4.956	5.265	5.763	6.695	7.569	9.203	19.659	8.167	5.761	5.410	4.655	4.313	4.050	3.637	3.414
225	4.108	4.132	4.168	4.193	4.226	4.246	4.268	4.322	7.390	4.477	4.590	4.659	4.740	4.948	5.252	5.738	6.638	7.461	8.889	26.581	8.702	5.998	5.612	4.787	4.416	4.134	3.733	3.461
230	4.104	4.131	4.167	4.192	4.224	4.244	4.267	4.320	4.388	4.474	4.586	4.655	4.735	4.940	5.239	5.715	6.583	7.361	8.617	43.400	9.292	6.252	5.826	4.925	4.524	4.221	3.796	3.508
240	4.099	4.129	4.165	4.189	4.222	4.242	4.264	4.317	4.383	4.468	4.578	4.646	4.724	4.924	5.213	5.669	6.482	7.183	8.166	73.716	10.673	6.813	6.296	5.222	4.755	4.406	3.924	3.605
250	4.095	4.127	4.163	4.187	4.219	4.239	4.261	4.313	4.379	4.463	4.571	4.637	4.714	4.909	5.189	5.626	6.389	7.027	7.814	25.665	13.504	7.453	6.828	5.552	5.007	4.605	4.060	3.707
260	4.090	4.125	4.161	4.185	4.217	4.236	4.258	4.310	4.375	4.457	4.563	4.629	4.704	4.894	5.166	5.585	6.304	6.889	7.570	17.235	17.018	8.180	7.427	5.915	5.281	4.820	4.204	3.813
270	4.086	4.123	4.159	4.183	4.215	4.234	4.255	4.306	4.370	4.452	4.556	4.620	4.694	4.879	5.143	5.546	6.226	6.766	7.395	13.875	22.092	9.004	8.098	6.315	5.580	5.051	4.356	3.823
275	4.084	4.122	4.158	4.182	4.213	4.232	4.254	4.305	4.368	4.449	4.553	4.616	4.689	4.872	5.132	5.527	6.189	6.710	7.318	12.841	24.858	9.455	8.462	6.529	5.739	5.173	4.435	3.980
280	4.082	4.121	4.157	4.181	4.212	4.231	4.253	4.303	4.366	4.446	4.549	4.612	4.684	4.865	5.121	5.509	6.153	6.656	7.250	12.038	26.990	9.932	8.847	6.753	5.904	5.300	4.516	4.038
290	4.077	4.119	4.155	4.179	4.210	4.229	4.250	4.300	4.362	4.441	4.542	4.604	4.674	4.852	5.100	5.473	6.086	6.555	7.123	10.863	27.424	11.775	9.676	7.229	6.254	5.566	4.686	4.158
300	4.073	4.117	4.153	4.177	4.207	4.226	4.247	4.296	4.358	4.436	4.535	4.596	4.665	4.838	5.080	5.439	6.022	6.463	7.002	10.040	24.484	13.300	11.281	7.744	6.630	5.881	4.861	4.283
310	4.069	4.115	4.151	4.175	4.205	4.224	4.244	4.293	4.354	4.430	4.529	4.588	4.656	4.825	5.060	5.407	5.963	6.378	6.890	9.425	20.834	14.867	12.529	8.298	7.032	6.154	5.053	4.412
320	4.065	4.113	4.150	4.172	4.203	4.221	4.241	4.290	4.350	4.425	4.522	4.580	4.647	4.812	5.041	5.376	5.907	6.299	6.788	8.947	17.637	16.159	13.760	8.887	7.459	6.474	5.249	4.547
330	4.060	4.111	4.148	4.170	4.200	4.219	4.239	4.286	4.346	4.420	4.515	4.573	4.638	4.800	5.022	5.346	5.855	6.226	6.682	8.562	15.215	16.842	14.824	9.511	7.909	6.810	5.455	4.687
340	4.056	4.109	4.146	4.168	4.198	4.216	4.236	4.283	4.342	4.415	4.509	4.565	4.629	4.788	5.004	5.317	5.805	6.158	6.590	8.244	13.454	16.844	15.355	10.164	8.379	7.161	5.668	4.831
350	4.052	4.107	4.144	4.166	4.196	4.214	4.233	4.280	4.338	4.410	4.502	4.558	4.621	4.776	4.987	5.290	5.758	6.094	6.507	7.976	12.161	16.361	15.464	11.263	8.868	7.526	5.889	4.979
360	4.048	4.106	4.142	4.164	4.194	4.211	4.231	4.277	4.334	4.406	4.496	4.551	4.612	4.764	4.970	5.263	5.713	6.034	6.424	7.747	11.187	15.622	15.199	11.806	9.371	7.902	6.116	5.132
370	4.044	4.104	4.140	4.162	4.191	4.209	4.228	4.274	4.330	4.401	4.490	4.544	4.604	4.753	4.953	5.237	5.670	5.977	6.351	7.548	10.432	14.774	14.706	12.180	9.884	8.286	6.347	5.287
380	4.040	4.102	4.138	4.160	4.189	4.206	4.226	4.271	4.326	4.396	4.484	4.537	4.596	4.742	4.937	5.213	5.630	5.924	6.280	7.374	9.833	13.899	14.097	12.364	10.452	8.678	6.583	5.445
390	4.036	4.100	4.137	4.158	4.187	4.204	4.223	4.268	4.323	4.391	4.478	4.530	4.588	4.731	4.921	5.189	5.591	5.873	6.212	7.219	9.346	13.063	13.437	12.377	10.737	9.073	6.820	5.604
400	4.032	4.098	4.135	4.156	4.185	4.202	4.220	4.265	4.319	4.387	4.472	4.523	4.581	4.720	4.906	5.166	5.553	5.824	6.150	7.081	8.942	12.267	12.769	12.257	10.909	9.470	7.059	5.764
420	4.024	4.095	4.131	4.152	4.180	4.197	4.215	4.258	4.312	4.378	4.461	4.510	4.565	4.700	4.877	5.121	5.483	5.734	6.030	6.845	8.310	10.931	11.510	11.773	10.953	9.820	7.536	6.082
440	4.016	4.091	4.127	4.149	4.176	4.192	4.210	4.253	4.304	4.369	4.449	4.497	4.551	4.680	4.849	5.080	5.418	5.651	5.917	6.640	7.838	9.901	10.442	11.137	10.719	9.892	8.006	6.390
450	4.013	4.089	4.126	4.147	4.174	4.190	4.208	4.250	4.301	4.364	4.444	4.491	4.544	4.671	4.836	5.060	5.387	5.612	5.862	6.538	7.643	9.482	9.986	10.800	10.542	9.865	8.180	6.539
460	4.009	4.087	4.124	4.145	4.172	4.188	4.205	4.247	4.297	4.360	4.438	4.485	4.537	4.661	4.823	5.041	5.357	5.574	5.814	6.449	7.470	9.115	9.580	10.462	10.341	9.799	8.332	6.684
480	4.001	4.084	4.120	4.141	4.167	4.183	4.200	4.241	4.290	4.352	4.428	4.473	4.523	4.643	4.797	5.004	5.301	5.498	5.719	6.282	7.174	8.506	8.896	9.808	9.899	9.584	8.440	6.959
500	3.994	4.081	4.117	4.137	4.163	4.179	4.196	4.235	4.284	4.343	4.417	4.461	4.510	4.626	4.773	4.969	5.248	5.422	5.628	6.132	6.930	8.027	8.350	9.210	9.437	9.302	8.381	7.218

注①:同上表注①。

(6) 水和水蒸气在不同温度 and 不同压力下的热导率 $\kappa/[\text{kW} \cdot (\text{m} \cdot ^\circ\text{C})^{-1}]^0$ 本表每一对数值中,上面的是热导率数值,下面的是(±)允差值,单位均为 $[\times 10^{-3}/\text{W} \cdot (\text{m} \cdot ^\circ\text{C})^{-1}]$.

p $/(\times 10^5 \text{ Pa})$	$t/^\circ\text{C}$																					
	0	25	50	75	100	150	200	250	300	350	375	400	425	450	475	500	550	600	650	700	750	800
1	563.0	610.0	643.2	664.0	25.0	28.9	33.3	38.1	43.3	49.0	52.0	54.9	57.9	60.6	63.8	67.1	73.1	79.9	86.4	93.4	100.5	107.5
	11.3	12.2	12.9	13.3	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.0	1.1	1.2	1.2	1.3	1.3	1.5	2.4	2.6	2.8	3.0	3.2
5	563.4	610.5	643.2	664.3	680.3	687.6	34.1	38.7	43.7	49.1	52.6	55.5	58.5	61.4	64.5	67.7	74.0	80.5	87.2	93.8	100.9	108.0
	11.3	12.2	12.9	13.3	13.7	13.8	1.0	1.2	1.3	1.5	1.6	1.7	1.8	1.8	1.9	2.0	2.2	3.2	3.5	3.8	4.0	4.3
10	563.7	610.8	643.3	665.5	680.9	687.7	35.9	39.5	44.3	49.5	53.0	56.0	58.6	61.7	64.7	68.0	74.3	81.0	87.7	94.3	101.4	108.6
	11.3	12.2	12.9	13.3	13.6	13.8	1.1	1.2	1.3	1.5	1.6	1.7	1.8	1.9	1.9	2.0	2.2	3.2	3.5	3.8	4.1	4.3
25	565.6	611.1	643.7	666.2	682.4	690.3	668.5	43.8	46.5	50.9	54.7	56.9	59.6	62.6	65.6	68.7	75.1	81.5	88.8	95.3	102.4	109.5
	11.3	12.2	12.9	13.3	13.6	13.8	13.4	1.3	1.4	1.5	1.6	1.7	1.8	1.9	2.0	2.1	2.3	3.3	3.6	3.8	4.1	4.4
50	567.0	612.6	645.2	667.2	683.4	691.2	671.4	625.0	52.7	54.1	56.5	58.6	60.9	64.0	66.4	69.3	75.4	81.5	91.4	95.7	103.6	109.6
	11.3	12.3	12.9	13.4	13.7	13.8	13.4	12.5	1.6	1.6	1.7	1.8	1.8	1.9	2.0	2.1	2.3	3.3	3.7	3.8	4.1	4.4
75	570.0	613.8	646.6	668.6	684.7	694.1	673.0	628.5	63.6	59.6	60.5	62.7	64.0	66.7	69.5	73.3	80.8	87.5	96.4	101.1	108.1	112.4
	11.4	12.3	12.9	13.4	13.7	13.9	13.5	12.6	1.9	1.8	1.8	1.9	1.9	2.0	2.1	2.2	2.4	3.5	3.9	4.0	4.3	4.5
100	570.9	614.8	648.4	669.3	686.2	695.1	674.8	631.3	557.4	68.2	65.3	66.9	67.4	69.4	72.1	75.6	82.5	89.4	97.5	102.9	111.2	118.1
	11.4	12.3	13.0	13.4	13.7	13.9	13.5	12.6	11.1	2.0	2.0	2.0	2.0	2.1	2.2	2.3	2.5	3.6	3.9	4.1	4.4	4.7
125	571.3	616.3	649.1	671.6	687.4	697.2	678.0	634.0	561.6	81.2	73.6	72.4	72.0	74.1	76.1	79.4	85.0	90.7	97.9	102.9	109.9	116.3
	11.4	12.3	13.0	13.4	13.7	13.9	13.6	12.7	11.2	2.4	2.2	2.2	2.2	2.2	2.3	2.4	2.6	3.6	3.9	4.1	4.4	4.7
150	572.7	616.5	650.4	672.9	689.3	699.7	680.0	638.3	565.8	112.8	84.8	79.9	77.8	78.4	79.3	82.4	87.5	93.4	100.3	105.6	112.7	118.0
	11.5	12.3	13.0	13.5	13.8	14.0	13.6	12.8	11.3	3.4	2.5	2.4	2.3	2.4	2.4	2.5	2.6	3.7	4.0	4.2	4.5	4.7
175	572.7	618.1	651.4	674.3	690.6	700.9	682.3	639.1	570.5	452.5	104.2	90.0	84.8	84.0	84.2	85.7	90.2	96.2	102.5	106.0	114.4	119.7
	11.5	12.4	13.0	13.5	13.8	14.0	13.6	12.8	11.4	13.6	3.1	2.7	2.5	2.5	2.5	2.6	2.7	3.8	4.1	4.2	4.6	4.8
200	573.8	619.1	652.9	675.8	691.1	703.2	683.7	640.9	575.5	465.0	156.1	104.9	93.7	90.8	90.1	91.6	94.9	98.6	105.5	109.3	116.8	122.7
	11.5	12.4	13.1	13.5	13.8	14.1	13.7	12.8	11.5	14.0	4.7	3.1	2.8	2.7	2.7	2.7	2.8	3.9	4.2	4.4	4.7	4.9
225	574.1	620.5	653.8	677.9	692.4	705.3	685.8	645.8	581.2	476.1	378.2	124.1	105.9	98.6	95.9	96.0	98.1	102.6	107.6	112.1	119.2	123.7
	11.5	12.4	13.1	13.6	13.8	14.1	13.7	12.9	11.6	14.3	38.3	3.7	3.2	3.0	2.9	2.9	2.9	4.1	4.3	4.5	4.8	4.9
250	576.7	621.2	655.2	678.8	694.3	706.3	689.3	648.1	587.5	481.9	400.11	166.4	120.6	108.3	102.8	101.5	102.3	105.7	110.7	114.5	121.5	126.2
	11.5	12.4	13.1	13.6	13.9	14.1	13.8	13.0	11.8	14.5	2.0	5.0	3.6	3.2	3.1	3.0	3.1	4.2	4.4	4.6	4.9	5.0
275	577.6	622.3	656.2	679.8	696.1	707.5	690.4	651.3	589.4	490.4	412.9	240.8	139.2	120.3	111.1	107.3	106.1	108.7	113.0	118.0	123.4	127.8
	11.6	12.4	13.1	13.6	13.9	14.1	13.8	13.0	11.8	14.7	12.4	7.2	4.2	3.6	3.3	3.2	3.2	4.3	4.5	4.7	4.9	5.1
300	577.9	623.4	657.8	681.1	697.1	710.4	692.3	652.6	593.4	498.4	425.7	336.7	175.0	133.8	119.4	114.1	110.6	112.3	116.2	119.9	125.7	130.2
	11.6	12.5	13.2	13.6	13.9	14.2	13.8	13.1	11.9	15.0	12.8	10.1	5.3	4.0	3.6	3.4	3.3	4.5	4.6	4.8	5.0	5.2

(续表)

p $/(\times 10^6 \text{ Pa})$	$t/^{\circ}\text{C}$																					
	0	25	50	75	100	150	200	250	300	350	375	400	425	450	475	500	550	600	650	700	750	800
350	579.9	625.0	660.2	684.1	700.0	713.6	696.5	659.6	601.3	511.7	452.7	384.2	260.5	176.3	144.3	129.7	121.1	119.8	122.7	125.1	130.0	134.6
	11.6	12.5	13.2	13.7	14.0	14.3	13.9	13.2	12.0	15.4	13.6	11.5	7.8	5.3	4.3	3.9	3.6	4.8	4.9	5.0	5.2	5.4
400	582.8	626.5	662.4	686.5	701.8	717.1	700.4	664.1	608.3	526.2	470.6	398.7	330.8	233.2	178.9	152.9	133.9	129.2	129.5	131.8	135.8	139.3
	11.7	12.5	13.2	13.7	14.0	14.3	14.0	13.3	12.2	15.8	14.1	12.0	9.9	7.0	5.4	4.6	4.0	5.2	5.2	5.3	5.4	5.6
450	583.6	629.0	664.1	689.7	704.7	721.0	704.0	670.1	615.3	537.1	486.1	425.0	365.2	286.6	219.0	180.1	148.2	138.5	136.4	137.7	141.1	144.5
	11.7	12.6	13.3	13.8	14.1	14.4	14.1	13.4	12.3	16.1	14.6	12.8	11.03	8.6	6.6	5.4	4.4	5.5	5.5	5.5	5.6	5.8
500	586.4	630.5	666.0	691.8	707.8	724.1	708.1	673.1	621.5	546.9	498.4	444.3	380.8	324.6	263.0	211.2	163.7	150.5	145.4	144.8	146.1	149.2
	11.7	12.6	13.3	13.8	14.2	14.5	14.2	13.5	12.4	16.4	15.0	17.8	15.2	13.0	10.5	8.4	6.5	7.5	7.3	7.2	7.3	7.5
550	588.6	633.3	666.6	693.9	710.5	726.1	712.1	677.3	628.8	557.5	510.1	460.6	401.4	354.4	297.4	244.3	184.0	162.1	153.6	152.2	152.6	154.7
	11.8	12.7	13.3	13.9	14.2	14.5	14.2	13.6	12.6	16.7	15.3	18.4	16.1	14.2	11.9	9.8	7.4	8.1	7.7	7.6	7.6	7.7
600	590.1	634.8	670.4	696.6	712.6	729.2	715.3	682.1	633.8	565.9	524.7	475.8	423.4	366.5	321.6	277.1	206.7	176.4	164.2	159.3	158.8	160.6
	11.8	12.7	13.4	13.9	14.3	14.6	14.3	13.6	12.7	17.0	15.7	19.0	16.9	14.7	12.9	11.1	8.3	8.8	8.2	8.0	7.9	8.0
650	592.1	638.2	672.8	699.4	715.3	732.6	718.4	687.5	638.6	573.9	534.6	488.6	438.2	386.7	331.7	299.3	228.5	191.0	174.8	167.6	165.7	166.6
	11.8	12.8	13.5	14.0	14.3	14.7	14.4	13.7	12.8	17.2	16.0	19.5	17.5	15.5	13.3	12.0	9.1	9.6	8.7	8.4	8.3	8.3
700	596.7	639.3	674.1	702.4	717.5	735.4	721.0	691.3	645.2	582.3	545.8	498.7	452.6	406.5	355.3	322.4	252.6	205.3	186.0	177.5	172.6	172.6
	11.9	12.8	13.5	14.0	14.4	14.7	14.4	13.8	12.9	17.5	16.4	19.9	18.1	16.3	14.2	12.9	10.1	10.3	9.3	8.9	8.6	8.6
750	598.6	640.8	675.2	704.7	719.6	738.0	725.4	695.7	648.0	589.3	554.2	510.5	467.1	421.3	376.1	327.0	269.1	218.3	198.2	185.5	180.2	178.2
	12.0	12.8	13.5	14.1	14.4	14.8	14.5	13.9	13.0	17.7	16.6	20.4	18.7	16.9	15.0	13.1	10.8	10.9	9.9	9.3	9.0	8.9
800	599.2	644.7	677.2	706.9	723.4	739.3	728.8	698.7	653.1	597.9	563.7	521.3	479.9	435.4	392.8	345.9	297.6	234.8	209.3	(196.3)	(189.9)	(185.2)
	12.0	12.9	13.5	14.1	14.5	14.8	14.6	14.0	13.1	17.9	16.9	20.9	19.2	17.4	15.7	-13.8	11.9	11.7	10.5	9.8	9.5	9.3
850	601.4	646.5	679.9	708.4	726.0	741.6	732.4	702.2	659.4	604.3	571.3	532.3	488.2	447.6	410.0	366.1	312.3	246.0	222.5	(206.5)	(196.3)	(193.5)
	12.0	12.9	13.6	14.1	14.5	14.8	14.6	14.0	13.2	18.1	17.1	21.3	19.5	17.9	16.4	14.6	12.5	12.3	11.1	10.3	9.8	9.7
900	604.5	648.2	680.6	709.7	728.0	744.6	734.9	707.1	664.6	611.1	578.3	543.9	499.5	450.6	424.4	384.8	308.0	259.0	232.8	(215.4)	(204.7)	(200.8)
	12.1	13.0	13.6	14.2	14.6	14.9	14.7	14.1	13.3	18.3	17.3	21.8	20.0	18.4	17.0	15.4	12.3	12.9	11.6	10.8	10.2	10.0
950	608.3	649.9	685.2	713.3	730.8	747.7	738.7	710.9	669.3	615.3	586.1	552.5	510.5	473.0	434.5	396.4	322.2	272.9	242.9	(226.2)	(213.8)	(206.0)
	12.2	13.0	13.7	14.3	14.6	15.0	14.8	14.2	13.4	18.5	17.6	22.1	20.4	18.9	17.4	15.9	12.9	13.6	12.1	11.3	10.7	10.3
1000	609.2	650.0	685.5	715.5	735.4	749.4	741.9	714.9	671.9	624.1	593.6	560.7	519.1	483.9	445.0	411.9	337.3	287.5	255.0	(235.5)	(220.6)	(251.1)
	12.2	13.0	13.7	14.3	14.7	15.0	14.8	14.3	13.4	18.7	17.8	22.4	20.8	19.4	17.8	16.5	13.5	14.4	12.8	11.8	11.0	10.8

注①:同上表注①。

表Ⅲ-2 钠的热物性^①
熔点 97.9℃ 沸点 883℃

$t/^\circ\text{C}$	$\rho/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	$\kappa/[\text{W}\cdot(\text{m}\cdot^\circ\text{C})^{-1}]$	$c_p/[\text{kJ}\cdot(\text{kg}\cdot^\circ\text{C})^{-1}]$	$\mu/(\times 10^4\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1})$	$Pr/\times 10^2$
100	928	86.05	1.386	77.0	1.15
150	916	84.07	1.356	59.4	0.88
200	903	81.63	1.327	50.6	0.74
250	891	78.72	1.302	44.2	0.65
300	875	75.47	1.281	39.4	0.59
350	866	71.86	1.273	35.4	0.54
400	854	68.72	1.273	33.0	0.52
450	842	66.05	1.273	30.8	0.50
500	829	63.84	1.273	28.9	0.48
550	817	61.98	1.273	27.2	0.46
600	805	60.58	1.277	25.7	0.44
650	792	59.65	1.277	24.4	0.41
700	780	59.07	1.277	23.2	0.39

注①：同附录Ⅱ注②。

表Ⅲ-3 氮气的热物性
(1) 氮气的一些热物性^①
 $h/(\text{kJ}\cdot\text{kg}^{-1})$ $\rho/(\times 100\text{g}\cdot\text{cm}^{-3})$ $\nu/[\text{kJ}\cdot(\text{kg}\cdot^\circ\text{C})]$

T/K	p/MPa					
	名 称	0.098(1) ^②	0.98(10)	3.92(40)	6.87(70)	9.81(100)
300	h	1573.0	1576.0	1586.0	1596.0	1606.0
	s	31.41	26.63	23.75	22.59	21.86
	ρ	0.01625	0.1618	0.6381	1.101	1.552
400	h	2092.0	2095.0	2105.0	2115.0	2125.0
	s	32.90	28.12	25.25	24.09	23.35
	ρ	0.01219	0.1215	0.4811	0.8334	1.179
500	h	2612.0	2615.0	2624.0	2634.0	2644.0
	s	34.06	29.28	26.40	25.25	24.51
	ρ	0.009753	0.09730	0.3861	0.6704	0.9503
600	h	3131.0	3134.0	3144.0	3153.0	3163.0
	s	35.01	30.23	27.35	26.19	25.45
	ρ	0.008128	0.08112	0.3224	0.5606	0.7959
700	h	3650.0	3653.0	3663.0	3672.0	3682.0
	s	35.81	31.03	28.15	26.99	26.25
	ρ	0.006967	0.06956	0.2768	0.4818	0.6847
800	h	4169.0	4172.0	4182.0	4191.0	4201.0
	s	36.50	31.72	28.84	27.68	26.95
	ρ	0.006896	0.06088	0.2424	0.4224	0.6007
900	h	4689.0	4692.0	4701.0	4710.0	4720.0
	s	37.12	32.33	29.46	28.30	27.56
	ρ	0.005419	0.5413	0.2157	0.3760	0.5351
1000	h	5208.0	5211.0	5220.0	5229.0	5239.0
	s	37.66	32.88	30.00	28.84	28.10
	ρ	0.004877	0.04872	0.1942	0.3388	0.4823
1100	h	5727.0	5730.0	5739.0	5748.0	5758.0
	s	38.16	33.38	30.50	29.34	28.60
	ρ	0.004434	0.04430	0.1767	0.3083	0.4391
1200	h	6247.0	6249.0	6258.0	6267.0	6276.0
	s	38.61	33.83	30.95	29.79	29.05
	ρ	0.004065	0.04061	0.1620	0.2828	0.4029
1300	h	6766.0	6769.0	6778.0	6787.0	6795.0
	s	39.03	34.24	31.37	30.20	29.47
	ρ	0.003752	0.03749	0.1496	0.2612	0.3723
1400	h	7285.0	7288.0	7297.0	7306.0	7314.0
	s	39.41	34.63	31.75	30.59	29.85
	ρ	0.003484	0.03482	0.1390	0.2427	0.3359
1500	h	7805.0	7807.0	7816.0	7825.0	7833.0
	s	39.77	34.99	32.11	30.95	30.21
	ρ	0.003252	0.03250	0.1297	0.2266	0.3231

注①：同附录Ⅰ-2注①。

②：括号内为工程单位制的压力值(kgf/cm²)。

(2) 氦气的一些热物性^①
 $c_p/[kJ \cdot (kg \cdot K)^{-1}] \quad \kappa/[W \cdot (m \cdot K)^{-1}]$

T/K	p/MPa					
	名 称	0.098(1) ^②	0.98(10)	3.92(40)	6.87(70)	9.81(100)
300	c_p	5.193	5.193	5.194	5.195	5.196
	κ	0.155	0.155	0.157	0.158	0.160
	Pr	0.699	0.668	0.665	0.662	0.659
400	c_p	5.193	5.193	5.192	5.192	5.191
	κ	0.189	0.189	0.190	0.191	0.193
	Pr	0.668	0.667	0.666	0.664	0.662
500	c_p	5.193	5.193	5.192	5.190	5.189
	κ	0.221	0.221	0.222	0.223	0.224
	Pr	0.668	0.667	0.666	0.664	0.663
600	c_p	5.193	5.193	5.191	5.190	5.189
	κ	0.251	0.251	0.252	0.253	0.253
	Pr	0.667	0.667	0.666	0.665	0.663
700	c_p	5.193	5.193	5.191	5.190	5.189
	κ	0.280	0.280	0.280	0.281	0.282
	Pr	0.667	0.667	0.666	0.665	0.664
800	c_p	5.193	5.193	5.191	5.190	5.189
	κ	0.307	0.307	0.308	0.308	0.309
	Pr	0.667	0.666	0.666	0.665	0.664
900	c_p	5.193	5.193	5.192	5.190	5.189
	κ	0.334	0.334	0.335	0.335	0.336
	Pr	0.666	0.666	0.666	0.665	0.664
1000	c_p	5.193	5.193	5.192	5.190	5.189
	κ	0.360	0.360	0.360	0.361	0.361
	Pr	0.666	0.666	0.666	0.665	0.665
1100	c_p	5.193	5.193	5.192	5.191	5.190
	κ	0.385	0.385	0.386	0.386	0.386
	Pr	0.666	0.666	0.666	0.665	0.665
1200	c_p	5.193	5.193	5.192	5.191	5.190
	κ	0.410	0.410	0.410	0.410	0.411
	Pr	0.666	0.666	0.666	0.665	0.665
1300	c_p	5.193	5.193	5.192	5.191	5.190
	κ	0.434	0.434	0.434	0.434	0.435
	Pr	0.666	0.666	0.665	0.665	0.665
1400	c_p	5.193	5.193	5.192	5.191	5.190
	κ	0.457	0.457	0.457	0.458	0.458
	Pr	0.666	0.666	0.665	0.665	0.665
1500	c_p	5.193	5.193	5.192	5.191	5.190
	κ	0.480	0.480	0.480	0.481	0.481
	Pr	0.666	0.666	0.665	0.665	0.665

注①：同附录 I -2 注①。
②：括号内为工程单位制压力值。

(3) 氟气在不同温度 and 不同压力下的粘性系数^①
 $\mu/(\text{MPa} \cdot \text{s})$

$t/^\circ\text{C}$	p/MPa							
	0.098(1) ^②	0.98(10)	1.96(20)	2.94(30)	3.92(40)	4.91(50)	5.98(60)	9.81(100)
60	21.29	21.29	21.29	21.29	21.29	21.29	21.29	21.29
70	21.68	21.68	21.68	21.68	21.68	21.68	21.78	21.78
80	22.17	22.17	22.17	22.17	22.17	22.17	22.17	22.17
90	22.56	22.56	22.56	22.56	22.56	22.56	22.56	22.56
100	22.96	22.96	22.96	22.96	22.96	22.96	22.96	22.96
110	23.35	23.35	23.35	23.35	23.35	23.35	23.35	23.45
120	23.74	23.74	23.74	23.74	23.74	23.74	23.84	23.84
130	24.13	24.13	24.13	24.13	24.23	24.23	24.23	24.23
140	24.62	24.62	24.62	24.62	24.62	24.62	24.62	24.62
150	25.02	25.02	25.02	25.02	25.02	25.02	25.02	25.02
160	25.41	25.41	25.41	25.41	25.41	25.41	25.41	25.41
170	25.70	25.70	25.70	25.80	25.80	25.80	25.80	25.80
180	26.09	26.09	26.09	26.09	26.19	26.19	26.19	26.19
190	26.59	26.59	26.59	26.59	26.59	26.59	26.59	26.59
200	26.88	26.88	26.88	26.88	26.88	26.88	26.88	26.88
230	28.06	28.06	28.06	28.06	28.06	28.06	28.06	28.06
250	28.74	28.74	28.74	28.74	28.74	28.74	28.74	28.74
280	29.82	29.82	29.82	29.82	29.82	29.82	29.82	29.82
300	30.51	30.51	30.51	30.51	30.51	30.51	30.51	30.51
350	32.27	32.27	32.27	32.27	32.27	32.27	32.27	32.27
400	33.94	33.94	33.94	33.94	33.94	33.94	33.94	33.94
450	35.71	35.71	35.71	35.71	35.71	35.71	35.71	35.71
500	37.38	37.38	37.38	37.38	37.38	37.38	37.38	37.38
600	40.61	40.61	40.61	40.61	40.61	40.61	40.61	40.61
700	43.85	43.85	43.85	43.85	43.85	43.85	43.85	43.85
800	46.89	46.89	46.89	46.89	46.89	46.89	46.89	46.89
900	50.03	50.03	50.03	50.03	50.03	50.03	50.03	50.03
1000	53.07	53.07	53.07	53.07	53.07	53.07	53.07	53.07

注①：同附录 I -2 注①。

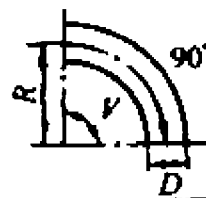
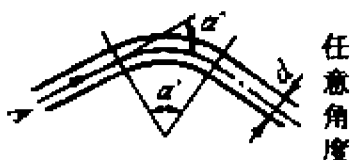
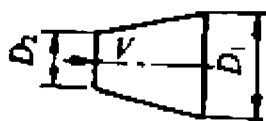
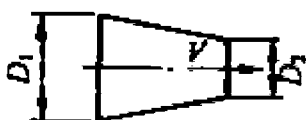
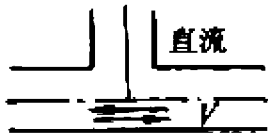
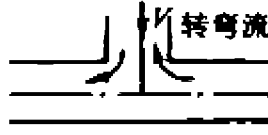

②：括号内为工程单位制压力值。

附录Ⅳ 一些固体慢化剂的热物性^①

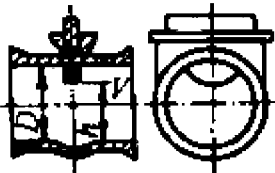


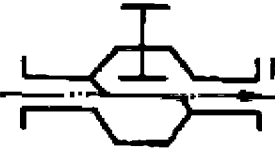
材 料	石 墨	铍	氧化铍
$\rho/(\text{g} \cdot \text{cm}^{-3})$	2.26[理论值(15.6℃)] 1.6~1.7[实际值(15.6℃)]	1.8477[理论值(25℃)] 1.7560[理论值(1000℃)]	3.025(单晶) 2.6~2.95(热压制品)
熔点/℃	3049(升华)	1280±5	2550±25
$\kappa/[\text{W} \cdot (\text{m} \cdot ^\circ\text{C})^{-1}]$	<div>103.86~176.53 (纵向) 83.07~129.80 (横向) 62%室温值(399℃) 40%室温值(820℃) 30%室温值(1760℃)</div> <div>15.6℃</div>	150.72(0℃) 142.35(100℃) 133.98(200℃) 125.60(300℃) 117.23(400℃) 108.86(500℃) 87.92(600℃)	$\rho=2.87(\text{g}/\text{cm}^3)$ 时 79.55(200℃) 54.43(400℃) 39.77(600℃) 29.73(800℃) 23.03(1000℃) 18.00(1200℃)
$\alpha/(10^{-6} \times ^\circ\text{C}^{-1})$	<div>1.44(纵向) 2.7(横向)</div> <div>15.6℃</div>	11.5(25~100℃) 13.4(25~200℃) 14.4(25~300℃) 16(25~500℃) 17.2(17.6)(25~700℃) 18(25~900℃) 18.8(25~1000℃)	5.5±1.0(25~100℃) 8.0±0.6(25~300℃) 9.6±0.8(25~600℃) 10.3±0.9(25~800℃) 10.8±1.0(25~1000℃)
$c_p/[\text{J} \cdot (\text{kg} \cdot ^\circ\text{C})^{-1}]$	712(27℃) 1214(229℃) 1800(732℃) 2010(1232℃)	1758(0℃) 2135(100℃) 2386(200℃) 2679(400℃) 2888(600℃) 3098(800℃)	920(0℃) 1290(100℃) 1760(400℃) 2060(800℃)

注①,同附录Ⅰ-2注①。

附录 V 弯管、接管和阀门的形阻系数^①

名称	简 图	形 阻 系 数 K																																																																																				
弯 管		<table><tr><td>R/D</td><td>0.5</td><td>1.0</td><td>1.5</td><td>2.0</td><td>3.0</td><td>4.0</td><td>5.0</td></tr><tr><td>K_{90°</td><td>1.20</td><td>0.80</td><td>0.60</td><td>0.48</td><td>0.36</td><td>0.30</td><td>0.29</td></tr></table>	R/D	0.5	1.0	1.5	2.0	3.0	4.0	5.0	K_{90°	1.20	0.80	0.60	0.48	0.36	0.30	0.29																																																																				
	R/D	0.5	1.0	1.5	2.0	3.0	4.0	5.0																																																																														
K_{90°	1.20	0.80	0.60	0.48	0.36	0.30	0.29																																																																															
	 任意角度	$K_\alpha = \alpha K_{90}$ <table><tr><td>$\alpha/(^\circ)$</td><td>20</td><td>30</td><td>40</td><td>50</td><td>60</td><td>70</td><td>80</td></tr><tr><td>α</td><td>0.40</td><td>0.55</td><td>0.65</td><td>0.75</td><td>0.83</td><td>0.88</td><td>0.95</td></tr><tr><td>$\alpha/(^\circ)$</td><td>90</td><td>100</td><td>120</td><td>140</td><td>160</td><td>180</td><td></td></tr><tr><td>α</td><td>1.00</td><td>1.05</td><td>1.13</td><td>1.20</td><td>1.27</td><td>1.33</td><td></td></tr></table>	$\alpha/(^\circ)$	20	30	40	50	60	70	80	α	0.40	0.55	0.65	0.75	0.83	0.88	0.95	$\alpha/(^\circ)$	90	100	120	140	160	180		α	1.00	1.05	1.13	1.20	1.27	1.33																																																					
$\alpha/(^\circ)$	20	30	40	50	60	70	80																																																																															
α	0.40	0.55	0.65	0.75	0.83	0.88	0.95																																																																															
$\alpha/(^\circ)$	90	100	120	140	160	180																																																																																
α	1.00	1.05	1.13	1.20	1.27	1.33																																																																																
渐 扩 管		<table><tr><td>D_1</td><td>100</td><td>150</td><td>200</td><td>200</td><td>250</td><td>250</td><td>250</td><td>300</td><td>300</td><td>300</td><td>300</td><td>350</td><td>350</td></tr><tr><td>D_2</td><td>75</td><td>100</td><td>100</td><td>150</td><td>100</td><td>150</td><td>200</td><td>100</td><td>150</td><td>200</td><td>250</td><td>150</td><td>200</td></tr><tr><td>K</td><td>0.03</td><td>0.08</td><td>0.19</td><td>0.06</td><td>0.27</td><td>0.18</td><td>0.06</td><td>0.32</td><td>0.26</td><td>0.16</td><td>0.05</td><td>0.03</td><td>0.25</td></tr><tr><td>D_1</td><td>350</td><td>350</td><td>400</td><td>400</td><td>400</td><td>400</td><td>400</td><td>450</td><td>450</td><td>450</td><td>450</td><td>450</td><td></td></tr><tr><td>D_2</td><td>250</td><td>300</td><td>150</td><td>200</td><td>250</td><td>300</td><td>350</td><td>200</td><td>250</td><td>300</td><td>350</td><td>400</td><td></td></tr><tr><td>K</td><td>0.15</td><td>0.05</td><td>0.33</td><td>0.30</td><td>0.24</td><td>0.13</td><td>0.04</td><td>0.33</td><td>0.30</td><td>0.25</td><td>0.13</td><td>0.04</td><td></td></tr></table>	D_1	100	150	200	200	250	250	250	300	300	300	300	350	350	D_2	75	100	100	150	100	150	200	100	150	200	250	150	200	K	0.03	0.08	0.19	0.06	0.27	0.18	0.06	0.32	0.26	0.16	0.05	0.03	0.25	D_1	350	350	400	400	400	400	400	450	450	450	450	450		D_2	250	300	150	200	250	300	350	200	250	300	350	400		K	0.15	0.05	0.33	0.30	0.24	0.13	0.04	0.33	0.30	0.25	0.13	0.04	
D_1	100	150	200	200	250	250	250	300	300	300	300	350	350																																																																									
D_2	75	100	100	150	100	150	200	100	150	200	250	150	200																																																																									
K	0.03	0.08	0.19	0.06	0.27	0.18	0.06	0.32	0.26	0.16	0.05	0.03	0.25																																																																									
D_1	350	350	400	400	400	400	400	450	450	450	450	450																																																																										
D_2	250	300	150	200	250	300	350	200	250	300	350	400																																																																										
K	0.15	0.05	0.33	0.30	0.24	0.13	0.04	0.33	0.30	0.25	0.13	0.04																																																																										
渐 缩 管		<table><tr><td>D_1</td><td>100</td><td>150</td><td>200</td><td>200</td><td>250</td><td>250</td><td>250</td><td>300</td><td>300</td><td>300</td><td>300</td><td>350</td><td>350</td></tr><tr><td>D_2</td><td>75</td><td>100</td><td>100</td><td>150</td><td>100</td><td>150</td><td>200</td><td>100</td><td>150</td><td>200</td><td>250</td><td>150</td><td>200</td></tr><tr><td>K</td><td>0.16</td><td>0.17</td><td>0.19</td><td>0.17</td><td>0.20</td><td>0.19</td><td>0.17</td><td>0.20</td><td>0.20</td><td>0.19</td><td>0.17</td><td>0.20</td><td>0.20</td></tr><tr><td>D_1</td><td>350</td><td>350</td><td>400</td><td>400</td><td>400</td><td>400</td><td>400</td><td>450</td><td>450</td><td>450</td><td>450</td><td>450</td><td></td></tr><tr><td>D_2</td><td>250</td><td>300</td><td>150</td><td>200</td><td>250</td><td>300</td><td>350</td><td>200</td><td>250</td><td>300</td><td>350</td><td>400</td><td></td></tr><tr><td>K</td><td>0.19</td><td>0.17</td><td>0.21</td><td>0.20</td><td>0.20</td><td>0.19</td><td>0.17</td><td>0.21</td><td>0.20</td><td>0.20</td><td>0.19</td><td>0.17</td><td></td></tr></table>	D_1	100	150	200	200	250	250	250	300	300	300	300	350	350	D_2	75	100	100	150	100	150	200	100	150	200	250	150	200	K	0.16	0.17	0.19	0.17	0.20	0.19	0.17	0.20	0.20	0.19	0.17	0.20	0.20	D_1	350	350	400	400	400	400	400	450	450	450	450	450		D_2	250	300	150	200	250	300	350	200	250	300	350	400		K	0.19	0.17	0.21	0.20	0.20	0.19	0.17	0.21	0.20	0.20	0.19	0.17	
D_1	100	150	200	200	250	250	250	300	300	300	300	350	350																																																																									
D_2	75	100	100	150	100	150	200	100	150	200	250	150	200																																																																									
K	0.16	0.17	0.19	0.17	0.20	0.19	0.17	0.20	0.20	0.19	0.17	0.20	0.20																																																																									
D_1	350	350	400	400	400	400	400	450	450	450	450	450																																																																										
D_2	250	300	150	200	250	300	350	200	250	300	350	400																																																																										
K	0.19	0.17	0.21	0.20	0.20	0.19	0.17	0.21	0.20	0.20	0.19	0.17																																																																										
等 径 三 通	 直流	0.1																																																																																				
	 转弯流	1.5																																																																																				
	 分支流	1.5																																																																																				

(续表)

名称	简图	形阻系数 K																																				
闸 阀	 圆形通道	当全开时 (即 $\frac{h}{D}=1$)																																				
		<table><tr><td>D</td><td>15</td><td>20~50</td><td>80</td><td>100</td><td>150</td><td>200~250</td><td>300~450</td><td>500~800</td><td>900~1000</td></tr><tr><td>K</td><td>1.5</td><td>0.5</td><td>0.4</td><td>0.2</td><td>0.1</td><td>0.08</td><td>0.07</td><td>0.06</td><td>0.05</td></tr></table>	D	15	20~50	80	100	150	200~250	300~450	500~800	900~1000	K	1.5	0.5	0.4	0.2	0.1	0.08	0.07	0.06	0.05																
		D	15	20~50	80	100	150	200~250	300~450	500~800	900~1000																											
		K	1.5	0.5	0.4	0.2	0.1	0.08	0.07	0.06	0.05																											
当各种开启度时																																						
<table><tr><td>h/D</td><td>7/8</td><td>6/8</td><td>5/8</td><td>4/8</td><td>3/8</td><td>2/8</td><td>1/8</td></tr><tr><td>K</td><td>0.15</td><td>0.26</td><td>0.81</td><td>2.06</td><td>5.52</td><td>17.0</td><td>97.8</td></tr></table>	h/D	7/8	6/8	5/8	4/8	3/8	2/8	1/8	K	0.15	0.26	0.81	2.06	5.52	17.0	97.8																						
h/D	7/8	6/8	5/8	4/8	3/8	2/8	1/8																															
K	0.15	0.26	0.81	2.06	5.52	17.0	97.8																															
碟 阀	 全开	<table><tr><td>h/D</td><td>0.10</td><td>0.15</td><td>0.20</td><td>0.25</td></tr><tr><td>K</td><td>0.05~0.10</td><td>0.10~0.16</td><td>0.17~0.24</td><td>0.25~0.35</td></tr></table>	h/D	0.10	0.15	0.20	0.25	K	0.05~0.10	0.10~0.16	0.17~0.24	0.25~0.35																										
		h/D	0.10	0.15	0.20	0.25																																
K	0.05~0.10	0.10~0.16	0.17~0.24	0.25~0.35																																		
阀	 各种开度	<table><tr><td>$\alpha/(^{\circ})$</td><td>5</td><td>10</td><td>15</td><td>20</td><td>25</td><td>30</td><td>35</td><td>40</td></tr><tr><td>K</td><td>0.24</td><td>0.52</td><td>0.90</td><td>1.54</td><td>2.51</td><td>3.91</td><td>6.22</td><td>10.80</td></tr><tr><td>$\alpha/(^{\circ})$</td><td>45</td><td>50</td><td>55</td><td>60</td><td>65</td><td>70</td><td>90</td><td></td></tr><tr><td>K</td><td>18.70</td><td>32.60</td><td>58.80</td><td>118</td><td>256</td><td>751</td><td>∞</td><td></td></tr></table>	$\alpha/(^{\circ})$	5	10	15	20	25	30	35	40	K	0.24	0.52	0.90	1.54	2.51	3.91	6.22	10.80	$\alpha/(^{\circ})$	45	50	55	60	65	70	90		K	18.70	32.60	58.80	118	256	751	∞	
		$\alpha/(^{\circ})$	5	10	15	20	25	30	35	40																												
K	0.24	0.52	0.90	1.54	2.51	3.91	6.22	10.80																														
$\alpha/(^{\circ})$	45	50	55	60	65	70	90																															
K	18.70	32.60	58.80	118	256	751	∞																															
截 止 阀	 截止阀	4.3~6.1																																				

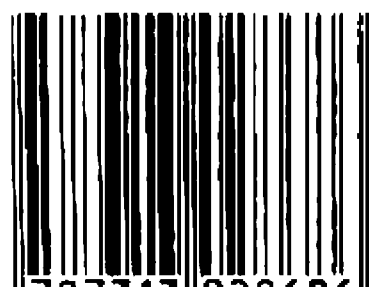
注①, $K_{90^{\circ}}$ 为 90° 弯管的形阻系数; K_{α} 为弯管角度为 α° 的形阻系数; a 为修正系数; D_1, D_2 分别为接管粗端和细端的管径 (mm); h 为阀门开度 (mm)。



责任编辑 / 程锡林
封面设计 / 雨 风

<http://www.jiaodapress.com.cn>

ISBN 7-313-02868-7



9 787313 028686 >

ISBN7-313-02868-7 TL·02

定价:29.00 元