

# 沸腾传热 及其强化

辛明道 编

样书

feitengchuanre  
jiqiqianghua

重庆大学出版社

TK124  
47  
3

# 沸騰传热及其强化

辛明遠編

样书

重庆大学出版社

B

487277



## 内 容 提 要

本书论述各类沸腾的基础——泡沫沸腾及其传热强化，包括发展概况，沸腾核化，自由气泡生长，壁面气泡生长，池核沸腾传热机理与计算，沸腾传热的临界热流，低液位沸腾和传热强化共八章。系统深入地介绍了国内外学者新颖的学术思想，研究方法，理论分析和实验取得的最新研究成果。使读者获得坚实的沸腾传热基础知识，掌握核沸腾传热领域的研究现况，能够利用沸腾传热理论与实验成果来解决工程技术与科学研究中的实际问题。本书可供热能动力、工程热物理、核反应堆热工、低温工程、化工、食品工业、航空与航天、新能源开发和余热利用等领域的工程技术人员，科研工作者，高等院校教师、研究生和高年级大学生作为参考书或教学用书。

## 沸 腾 传 热 及 其 强 化

辛明道 编  
责任编辑 唐 斌

重庆大学出版社出版发行  
新华书店经销  
重庆印制一厂印刷

开本 787×109 1/16 印张 10.25 字数： 256 千  
1987年11月第 1 版 1987年11月第 1 次印刷  
印数： 1-3500

标准书号： ISBN 7-5624-0055-5 统一书号： 15408·31  
TK·2 定 价： 1.75元

## 前 言

近30多年来, 沸腾传热的研究有了迅猛的发展, 特别是震撼全球的能源危机迫使人们千方百计最大限度地合理利用现有能源, 并为开发新兴能源付出了巨大的努力。核电站反应堆高热负荷下经济、安全、可靠地运行, 巨型火力发电厂锅炉向大容量、超大容量和亚临界、临界参数方向发展, 火箭发动机的高温壁面的冷却, 化工、石油、食品、低温与冷冻工程领域投资巨额的各种蒸发器、沸腾换热器、蒸汽锅炉的技术改造等等, 这些正是沸腾传热及其强化成为当今国际传热界的热门研究领域的原因所在, 及其获得迅速发展的根本推动力。

在沸腾传热的系统论述上, 国外陆续出现了一些著作。不过关于各类沸腾传热的基础——核沸腾方面的专著不多, 国内更是少见。客观上的原因在于沸腾传热本身的复杂性和迄今为止的不成熟性。编者致力于沸腾传热与强化的科学研究与教学工作, 深感有实现此任务的需要进行一次尝试的浓厚兴趣。为满足研究生的教学要求, 1983年编写了“沸腾传热”讲义(一、二册)。经过近几年的教学实践, 特别是在国内交流中得到传热界同行专家、教授们的批评指教, 提出了许多宝贵意见, 同时也给了作者修订出版的莫大鼓励和动力。这样, 在原讲义的基础上经过删节修改, 增加了低液位沸腾和沸腾传热强化两章, 定名为沸腾传热及其强化。

编者主观上想写出一本什么样的沸腾传热书呢? 第一, 它仅限于各类沸腾的基础部分——核沸腾, 包括沸腾核化、汽泡生长动力学、池沸腾传热与临界热流, 以及目前国内外都非常感兴趣的沸腾传热强化。

第二, 内容上应当尽可能汇集国内外已有的研究成果, 论及本研究领域的前沿问题, 有助于读者在此基础上着手研究工作, 尽可能避免重复做前人已进行过的大量而繁琐的事情。

第三, 既具有文献性, 又是相对系统的研究生教学用书。内容取舍上着重阐述前人新颖的学术思想, 研究方法和取得的研究结果, 以利于培养研究生在学术上的开创性能力。

第四, 尽力采用国外原著中的精辟论述, 以求有较高的学术质量。

当然, 这些主观愿望不能说已满意地在本书中得以实现, 也不能说这些观点是无争议的。不过, 编者力图实现其目标的指导思想, 似乎恰好是一本书具有一定特色的必要条件, 虽然不是充分条件。此外, 涉及学术研究的前沿问题, 自然是论点多, 各研究者的着眼点各异。因此, 本书又只能是起到入门和引导的作用, 要彻底弄清各研究者的假设、条件、推演, 尚需采用“文献追踪”的方法, 进一步查阅书中所注的原始文献。

最后需要说明, 因为各章代用符号繁多, 为避免混淆, 每章末均附有符号说明, 凡书中叙述未说明的代号切勿忘查对。

本书远非达到满意和完善的程度, 特别是受编者的水平所限, 不妥和错误之处在所难免, 盼读者多加指教, 提出批评意见, 以求有修改的机会时予以订正。

重庆建筑工程学院陈啟高教授对原稿做了详细的评审, 提出了许多有益的意见和建议。我校工程热物理所陈曦同志对本书的出版做了不少的工作。作者谨向他们表示深切的谢意。此外, 还要感谢阚明辉工程师, 她从多方面给予了支持和协助。

辛明道

1986年6月19日

# 目 录

## 前言

## 第一章 绪论

- § 1.1 概说 ..... ( 1 )
- § 1.2 池沸腾传热特性 ..... ( 2 )
- § 1.3 沸腾传热的类别 ..... ( 4 )
- § 1.4 本书的论述范围 ..... ( 5 )

## 第二章 沸腾时汽化核心的形成

- § 2.1 概说 ..... ( 7 )
- § 2.2 表面科学的基本方程 ..... ( 7 )
- § 2.3 液体中的均匀核化 ..... ( 10 )
- § 2.4 液体的过热极限 ..... ( 12 )
- § 2.5 非均匀核化 ..... ( 14 )
- § 2.6 已有气体或蒸汽相存在时的核化 ..... ( 18 )
- § 2.7 核化腔的尺寸范围 ..... ( 22 )
- § 2.8 核化腔的稳定性 ..... ( 25 )
- § 2.9 最低沸腾过热 ..... ( 32 )

## 第三章 初始均匀系统中的自由汽泡生长

- § 3.1 核沸腾时容积液体的过热 ..... ( 38 )
- § 3.2 沸腾时的汽泡生长特性 ..... ( 39 )
- § 3.3 等压热扩散生长的Bošnjaković理论 ..... ( 40 )
- § 3.4 Rayleigh运动方程 ..... ( 41 )
- § 3.5 Foster-Zuber理论 ..... ( 43 )
- § 3.6 Plesset-Zwick理论 ..... ( 46 )
- § 3.7 渐近生长的Scriven理论 ..... ( 48 )
- § 3.8 汽泡初期生长和扩大生长之间的过渡 ..... ( 50 )
- § 3.9 水中汽泡扩大生长期扩散方式的实验证据 ..... ( 51 )

## 第四章 加热壁面上的汽泡生长

- § 4.1 大气压力以上的壁面汽泡生长 ..... ( 55 )
- § 4.2 初期的等温汽泡生长 ..... ( 57 )
- § 4.3 等温和等压汽泡生长之间的过渡 ..... ( 58 )
- § 4.4 均匀过热液体内蒸发微层对汽泡生长的作用 ..... ( 60 )
- § 4.5 Van Stralen等的模型理论 ..... ( 64 )
- § 4.6 张弛微层和蒸发微层同时作用时的汽泡生长 ..... ( 67 )
- § 4.7 整个脱离时间周期内加热表面上的汽泡生长 ..... ( 70 )
- § 4.8 理论预测与水的实验数据的比较 ..... ( 72 )

§ 4.9	壁面汽泡生长的当量模型 .....	( 76 )
<b>第五章</b>	<b>核沸腾传热</b>	
§ 5.1	早期的工作和关联式 .....	( 82 )
§ 5.2	Rohsenow关系式 .....	( 83 )
§ 5.3	微对流模型 .....	( 87 )
§ 5.4	汽-液交换机理 .....	( 87 )
§ 5.5	容积对流机理 .....	( 89 )
§ 5.6	张弛微层 .....	( 93 )
§ 5.7	过冷沸腾中的传质模型 .....	( 94 )
§ 5.8	容积对流和微层蒸发组合模型 .....	( 95 )
§ 5.9	类比模型 .....	( 97 )
§ 5.10	核沸腾传热机理与传热关联式 .....	( 103 )
<b>第六章</b>	<b>核沸腾传热的临界热流</b>	
§ 6.1	从核沸腾向膜态沸腾的过渡 .....	( 105 )
§ 6.2	临界热流模型 .....	( 107 )
§ 6.3	临界热流理论述评 .....	( 113 )
<b>第七章</b>	<b>低液位沸腾</b>	
§ 7.1	概说 .....	( 116 )
§ 7.2	低液位沸腾转化点液位的理论分析 .....	( 116 )
§ 7.3	液膜沸腾临界液位的理论分析 .....	( 120 )
§ 7.4	液膜沸腾时的传热 .....	( 124 )
<b>第八章</b>	<b>沸腾传热强化</b>	
§ 8.1	沸腾传热强化表面的类型 .....	( 127 )
§ 8.2	强化表面上沸腾传热的机理与分析 .....	( 129 )
§ 8.3	采用抑泡孔板时的池沸腾传热 .....	( 134 )
§ 8.4	机械加工强化表面上的沸腾传热 .....	( 137 )
§ 8.5	烧结金属粉末表面上的沸腾传热 .....	( 141 )
§ 8.6	电化学腐蚀法加工的内扩展腔表面上的沸腾传热 .....	( 142 )
§ 8.7	各种强化表面上的沸腾传热性能比较 .....	( 143 )
<b>参考文献</b>	.....	<b>( 147 )</b>

# 第一章 绪 论

## § 1.1 概 说

沸腾传热是一种高强度的热传递方式，在日常生活与各种工程技术领域中经常会遇到，如象烧开水，蒸煮食品，提炼奶粉，各类蒸发器、工业与电站锅炉、沸水反应堆的运行，火箭发动机的冷却，金属淬火等等。研究沸腾传热过程的机理与规律，以求实现高效能的沸腾传热，对于热能动力、化工、低温、食品、核能工程、火箭与航天技术，对于太阳能、地热能、海水温差发电和聚变反应堆等新能源的开发，均有着十分重要的意义。正是由于这些领域、特别是核反应堆与火箭发动机的冷却等大功率高热流密度的传热要求，大大地刺激了沸腾传热的研究与迅速发展。对于各类沸腾传热设备，倘能有足够高的传热系数，则该设备便可做到重量轻、尺寸小和成本低廉，这样就会带来十分巨大的经济效益。彻底弄清沸水反应堆内的两相流动与沸腾传热规律，除经济意义之外，对于反应堆的安全可靠地运行也是至关重要的。低温工程和低品位的余热利用等方面对低温差传热的严格要求，引起了人们对沸腾传热强化研究的浓厚兴趣。六十年代以来，热管技术的推广应用对多孔介质内的沸腾传热研究产生了强力的刺激作用。

在评述沸腾传热的初期研究、发展和现况的时候，\*首先要提到所谓 Leidenfrost 现象。1756年，Leidenfrost[1]指出了这样的事实，液滴在温度很高的金属板上非常缓慢地蒸发。这时液滴呈球状而不润湿板表面，蒸发速率比热板和液滴之间有较低温差时要低得多。这种 Leidenfrost 现象大概要算是沸腾传热研究中最先取得的十分卓著的成果。此现象初看起来似乎是令人惊奇的，原因何在？这是由于高温表面和液体之间产生的一层薄蒸汽层起作热绝缘的作用，使得传到液滴的热量大大地减小了。事隔200余年后，Leidenfrost的论文重新引起重视并发表在国际传热传质杂志第九卷上。1926年，Moscicki 和 Broder[2]做了电热丝竖直浸没于冷水和温水中的热负荷比较试验，发现冷水中的热负荷更大一些。此外，冶金工作者早已知道，金属淬火时最初的冷却速度较慢，以后则冷却速度增加，即金属冷却可以分为两个不同的阶段。到1930年为止，沸腾传热的研究仅仅是做了一些零星的工作。

从1931年开始，Jakob[3,4]利用每秒拍摄500张的摄影机对核沸腾现象进行了较为系统的研究。他得出结论：具有活化核心的加热表面上的液体边界层内液体明显地过热，容器内的沸腾容积液体却仅有轻微地过热。对于标准大气压力下水的沸腾，饱和蒸汽的温度为373K，当壁面温度为388K时，液体的温度为373.35K，此容积液体的温度几乎不受壁面温度的影响。此外，表面处直接产生的蒸汽占总传热的少部分，大部分的热是先传给容积液体，然后传给上升的汽泡。从核沸腾到膜态沸腾的整个沸腾传热概况是由拔山[5]的金属丝实验阐明的，即所谓拔山曲线。30年后，他的论文英译稿刊于国际传热传质杂志上。

50年代以来，已经完成了大量的研究工作，在沸腾传热的实验和理论研究上发表的论文数以千计，美国、苏联和日本等国的学者做了十分出色的工作。然而，对于汽泡产生的物理背景，汽泡对促进传热的影响，尚不能做完整的说明。例如对于核沸腾传热机理这个基本问题，传热是靠汽泡对加热面上层流底层的扰动引起呢，还是由于汽化潜热的传输结果？近期

的研究表明,前者对于低热流区是主要的,后者对于高热流区占优势[6]。Stralen[7]认为,汽泡的周期性产生多少可以认为是一种张弛现象,这意味着汽化核心周围的一薄边界层交替地为加热表面加热和由汽泡边界处的汽化而冷却。汽泡初期的迅速生长和汽泡边界处相应的高传热率可以由此假定进行定量计算。在膜态沸腾中也是这样,大汽泡的周期分离发生在液-汽界面处。此现象已由 Westwater 和 Santangelo[8]采用高速摄影机(4000张/秒)进行了研究,Zuber[9]基于流体力学不稳定性理论做了解释。

近年来,国内对于沸腾传热的研究开展了不少工作,涉及汽液两相流动、核沸腾传热机理、汽泡生长规律、膜态沸腾、沸腾传热强化等各个方面[10-15],取得了一批可喜的成果。

迄今为止,对于给定条件下在满意的精度范围内预先估计出热流量的可靠方法还没有。对沸腾传热进行完整的理论分析尚有相当大的距离。沸腾知识的这种现况,归因于沸腾现象的复杂性和影响的因素太多,即传热和表面温度的关系不仅依赖于汽-液两相的热力学特性和传输特性,还与传热表面的性质以及两相流体的流动方式有关。特别是传热表面的状态,如表面粗糙度,杂物污染或者附着气体等不可预测的因素都要影响汽泡的产生。汽泡发生的这种复杂性是沸腾的基本特点,也是使现象不重复产生的根本原因。因此要透彻了解沸腾现象必须弄清汽泡的发生和运动规律。

## § 1.2 池沸腾传热特性

液体在大容积内沸腾时的传热特性可以用沸腾曲线来描述,即是热流密度作为加热面和沸腾容积液体间温差的函数,有如下的三个不同的区域(图1.1和图1.2):

(1) 发生在低壁面过热下的单相对流区 OP: 热量靠池内的液体自然对流传递到自由液面,液体自液面蒸发。

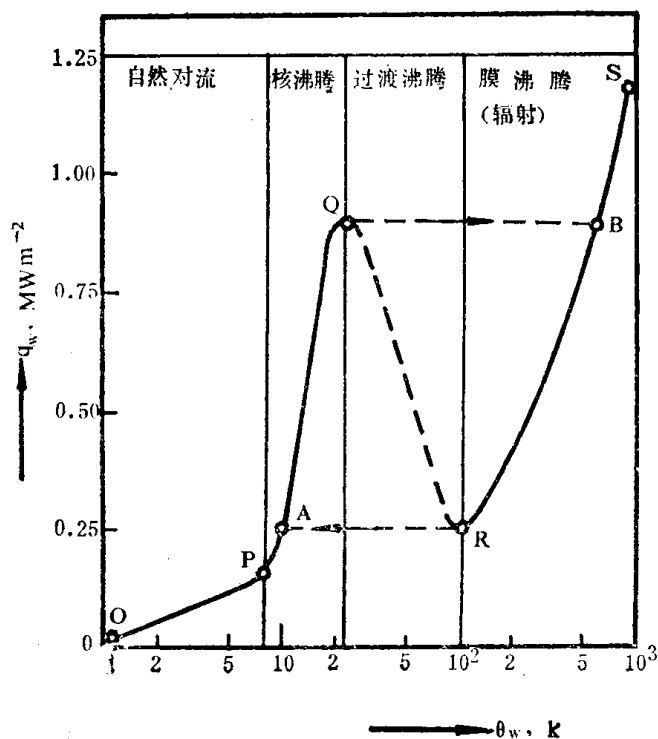


图1.1 大气压力下水的池沸腾曲线

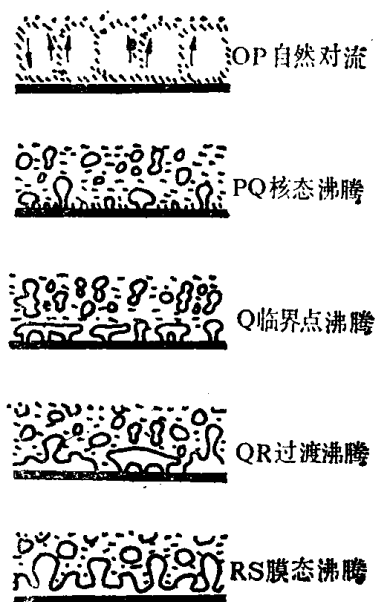


图1.2 几种典型的沸腾工况示意图



(2) 核沸腾区PQ: 在壁面过热  $\theta_w$  下, 出现汽化核心而形成气泡, 当壁面过热增加到  $\theta_w > \theta_p$  的某个值时, 汽化核心数随  $\theta_w$  的增大而迅速增加, 基本上与  $(\theta_w - \theta_p)^3$  成比例。气泡的产生引起边界层的周期性扰动, 伴随着冷液体流到加热表面, 使传热增加, 和 OP 区比较, PQ 区曲线有陡得多的斜率。在 Q 点, 达到核沸腾的最大热流密度  $q_{max}$ , 这时表面和液体间仍然处于相对较低的温差下, 对于大气压力下水和有机液体沸腾此温差为 20—50K。

(3) 稳定膜沸腾区RS: 壁面过热超过  $\theta_R$  之后, 强烈过热的壁面和液体之间连续存在一薄蒸汽层, R 点称为 Leidenfrost 点。当壁温升高时, 总传热中的辐射部分增加, 可能使水中的加热金属丝发红光。膜沸腾区的上限由加热壁金属的熔点  $T + \theta$  来确定, 这里  $T$  为沸腾液体的温度。

从核沸腾到膜态沸腾的过渡, 对于恒定热流的系统和恒定温差的系统情况是不相同的。电热丝和沸水反应堆内的核燃料发热件是恒热流系统的例子。在这类系统中, 当核沸腾热流密度增加到  $q_{max}$  时, 即于 Q 点处, 气泡密集地产生而聚合, 这样便在表面上形成局部的隔热蒸汽层。之后, 立即进入膜态沸腾区, 壁温突然从  $\theta_Q$  升高到  $\theta_B$ , 当  $\theta_B \geq \theta_S$  时壁面熔化。因此, 在核沸腾中必须调整热负荷在适当低于  $q_{max}$  的安全值下运行。在低传热率下从膜沸腾返回到核沸腾是从 R 过渡到 A 点。QR 区有负的斜率, 采用这种恒热流系统不可能在此区域工作。当沸腾液体金属电热丝局部发红时, 可以解释为部分地处于核沸腾, 表面的发红部分为膜态沸腾。膜态沸腾的复盖部分愈大, 则壁面平均温度愈高。

换热器是属于恒温差系统的典型例子。Westwater 和 Santangelo[8]采用过高速摄影来研究甲醇在水平铜圆筒上的过渡区沸腾, 圆筒内部由蒸汽凝结来加热。在这种设备中,  $\theta_w$  可以调整到任何希望的数值。分隔表面和液体的蒸汽层处于连续的剧烈运动之中, 厚度是无规律的。表面和液体之间可能有局部的接触[7,17]。不稳定蒸汽层的热绝缘影响导致 QR 曲线段的斜率为负。

根据以上所述, 饱和液体沸腾工况的性质和传热特性主要是取决于壁面过热, 这可以从图 1.1 和图 1.2<sup>[16]</sup> 的对比清楚地看出来。图 1.3<sup>[7]</sup> 是对大气压力下乙醇在铂丝上饱和沸腾的不同工况下拍摄的高速摄影照片, 沸点为 351K,  $\theta_w$  和  $q$  在分图(1)上分别为 25K 和 0.4 MW/m<sup>2</sup>(核沸腾), 在分图(2)上为 90K 和 0.55 MW/m<sup>2</sup>, 在分图(3)上为 180K 和 0.60 MW/m<sup>2</sup>(过渡沸腾), 在分图(4)上为 600K 和 0.75 MW/m<sup>2</sup>(膜态沸腾)。从分图(1)到(4), 过热增加为传热率增加量的 13 倍。核沸腾的临界热流和 Leidenfrost 点的两种极限情况, 实际上是产生于流体力学的不稳定性。

Bradfield[18]由直径为 6mm 和初始过热为 900K 的铜球在大气压力下水中的淬火实验表明, Leidenfrost 点处的壁面过热和液体过冷度之间存在着一直线关系。沸腾曲线的整个过渡区域, 包括核沸腾传热的最大值和膜态沸

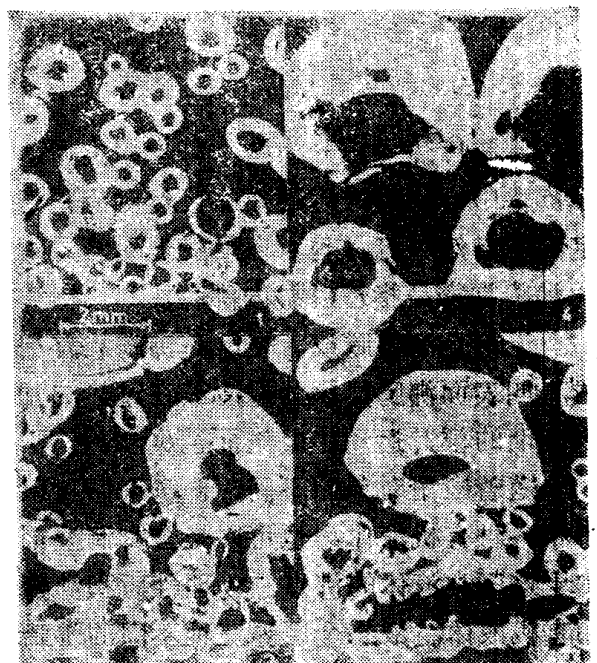


图1.3 乙醇在大气压力下饱和沸腾时的高速摄影照片: (1)核沸腾, (2)和(3)过渡沸腾, (4)膜沸腾。

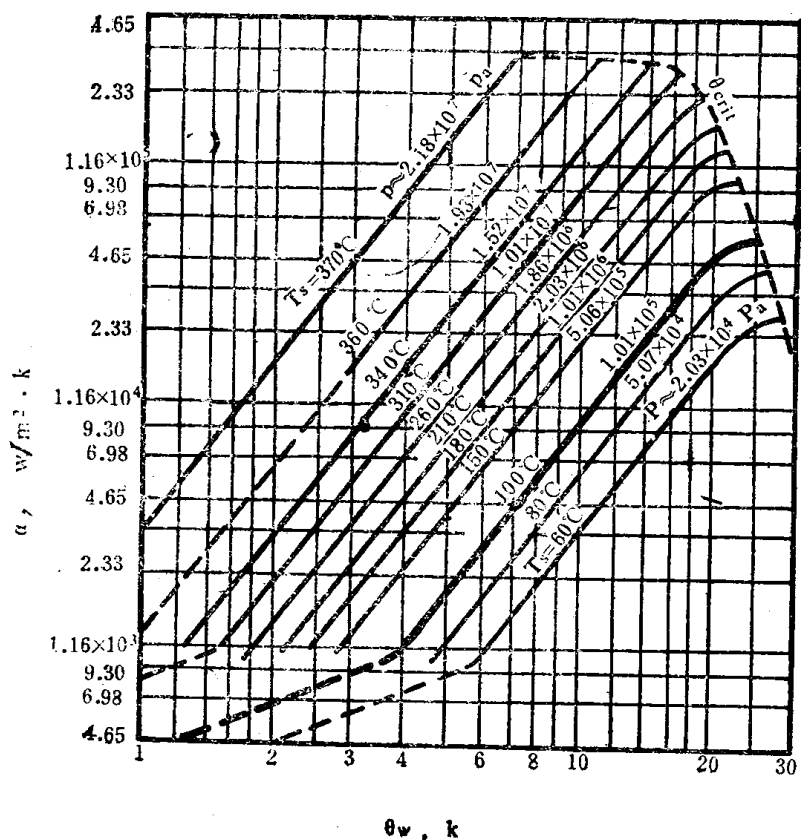


图1.4 水池核沸腾时的 $\alpha=f(\theta_w, P)$ 实验关系

( $\theta_w, P$ )关系表示在图1.4上[20]。Г. Н. Крижилин的这一经验关系曲线未涉及壁面状态对核沸腾传热的影响，然而它明确地反映了 $\alpha$ 、 $\theta_w$ 和 $P$ 之间的相依关系。图中的 $\theta_{crit}$ 表示达到临界热流密度( $q_{max}$ )时的壁面过热。

### § 1.3 沸腾传热的类别

沸腾传热可以分为两个基本的类型，即池沸腾（或叫大容积沸腾）和流动沸腾。在大容积沸腾中，液体的运动是靠自然对流和汽泡扰动引起。在流动沸腾中汽-液两相流动可以是定向的自然对流，也可以是受迫对流，通常两相流体是在管或槽道内流动和被加热，所以流动沸腾常常是指管(槽)内沸腾。

无论是池沸腾或者是流动沸腾均有饱和沸腾与过冷沸腾之分。过冷沸腾又称局部沸腾，或者叫表面沸腾，因为过冷液在过热的加热表面上产生汽泡后，该汽泡会在表面上或者在脱离表面的浮升运动中凝结而消失[21]。

随着应用对象的不同，沸腾介质可以是低温流液体氮、液氧和液氢，或者是广泛采用的水和各种有机液体，也可以是含有润湿剂的水银、钾、钠和低共熔钠-钾混合物等液态金属。由于这三类液体的沸点、物理性质和沸腾传输规律上的重大差异，常常区别为低温液体、水和有机液体、液态金属等三种不同的沸腾类型来进行研究。自然，应用和研究最为广泛的是常温液体，即水和有机液体的沸腾。

按沸腾介质的组成可以分为纯液体沸腾、双组分和三组分混合物的沸腾。多组分混合物的沸腾在某些领域，如象在化工过程中，有着重要的意义和较多的应用。这时，沸腾过程的

腾的最低值(Leidenfrost点)，在过冷度增加时移向更高的壁面过热。Tachibana和Enya[19]研究过炽热金属在酒精、氟里昂113、心轴油、水、含有润湿剂的水(1%的Rapisol B-80,使表面张力减小35%)、乳化油和矾土悬浮液中不稳定淬火时的过渡区和核沸腾区，一般说来，实验数据和稳定工况下的沸腾曲线吻合得很好。乳化油中的冷却速率是在水和纯油之间，这就容许采用合适的液体来控制淬火期的冷却率，以达到如象钢质机器零件和工具最佳退火的实际目的。

工程领域中遇到的沸腾传热大多属于核沸腾工况，这时的沸腾传热系数 $\alpha$ 随着壁面过热 $\theta_w$ 和沸腾压力 $P$ 的升高而明显地升高。对于饱和水核沸腾时的 $\alpha=f$

最大热流密度和最大传热系数可以有明显的提高。图1.5和图1.6分别示出大气压力下水-二丁酮核沸腾最大热流密度和最大传热系数与最高加热表面温度的关系。图中的虚点线便于对双组分混合物和纯液体沸腾之间进行比较，标示出的百分数代表水中二丁酮的重量含量 [17]。

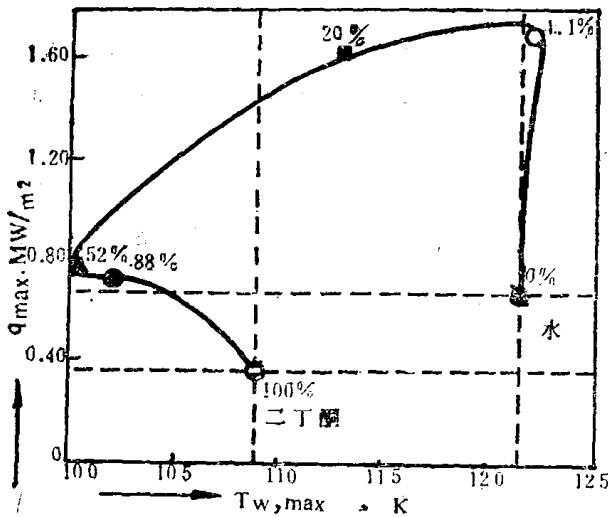


图1.5 水-二丁酮的最大热流密度与最高加热表面温度的关系

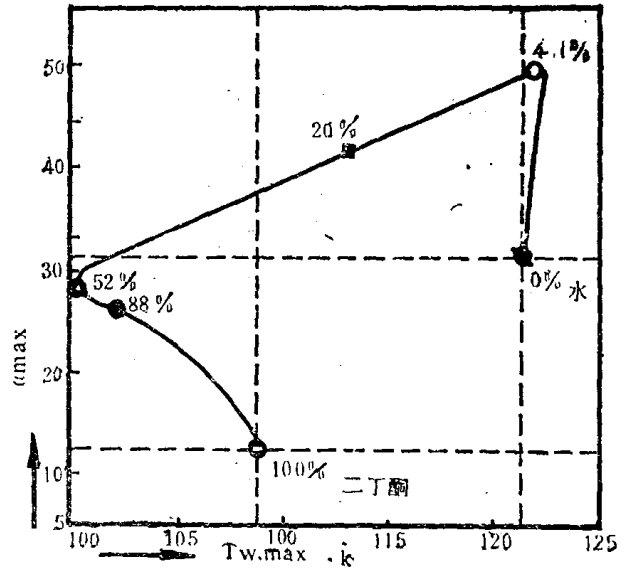


图1.6 水-二丁酮的最大传热系数与最高加热表面温度的关系

当池沸腾的液位降低时，气泡运动和传热过程会出现一些新的特点，例如水在大气压力下的饱和池沸腾中，当液位下降到30mm左右以下时，传热系数会略有降低，但液位继续降低到大约5mm以下时，传热系数又会随液位下降而有很明显的增加，比池沸腾的传热系数可以高出50—60%。图1.7示出辛-童[22]定义的低液位沸腾曲线，即沸腾传热系数( $\alpha$ )随沸腾液体液位( $h$ )的变化关系。传热系数明显升高的CD段称为液膜沸腾区，BC段是从池沸腾向液膜沸腾过渡的区域，BD段统称为低液位沸腾区，B点为低液位沸腾转化点，C点为液膜沸腾临界点。

近年来，由于能源的合理利用和新能源开发的迫切需要，要求在低温差下传递尽可能高的热流密度，对于强化核沸腾传热引起了国内外研究者的极大的兴趣。主要的方法是采用各种各样的强化表面，例如烧结金属粉末多孔表面；机械加工成形的内凹腔或内凹槽表面，如Thermoexcel-E和Gewa-T表面等[23-28]。近期，作者等提出了采用抑泡孔板来强化沸腾传热的方法[29、30]。各种强化表面上的沸腾传热系数较之于通常的光表面可以高出数倍，甚至上10倍。因此，按照加热表面的情况又可以分为光表面沸腾和强化表面沸腾。

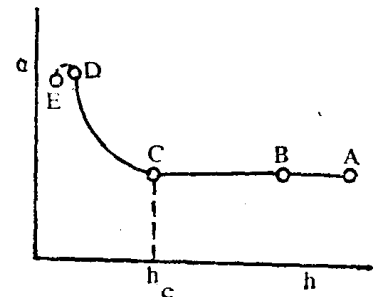


图1.7 低液位沸腾曲线

## § 1.4 本书的论述范围

上节所述的各种类型的沸腾就其传输机理而言，都是以纯液体的池核沸腾为基础。此外，在工程实践中大多数的场合均希望限制在具有高热流强度的核沸腾传热区域内工作。可

见单成分液体核沸腾传热之重要性。然而，就目前已有的汽液两相流动与沸腾传热的著述来看[31-38]，大多侧重于流动沸腾，专门论述核沸腾传热的书籍是不多的，尽管半个世纪以来已经积累了大量的理论与实验研究成果[6,39,40]。因此，本书的论述范围与宗旨是想适应这一需要，仅涉及大容积内的核沸腾传热，以及核沸腾传热的强化问题。主要内容包括沸腾核化，气泡动力学，核沸腾传热机理与规律，核沸腾传热的临界热流，低液位沸腾和沸腾传热的强化等六个部分。

应当提到，因为核沸腾传热问题的复杂性，要恰如其份地做出为大家所公认的系统论述是困难的[31]。由于这个缘故，以及为了尽可能完整地吸取国内外已取得的大量而丰富的研究成果，本书尽力引用原著中的一些精辟论述。

就沸腾传热领域而言，文献[6,31-42]是颇有参考价值的专论和书著，尤其是文献[39]的内容十分丰富，有较高的学术意义和水平。本书未涉及的部分，读者可以参考这些文献。

## 第二章 沸腾时汽化核心的形成

### § 2.1 概 说

大家知道，在核沸腾传热中汽泡的产生、长大、脱离和浮升引起的两相流动起着决定性的作用。因此，要研究核沸腾首先是要弄清沸腾中在什么条件下才能形成汽化核心。

在沸腾液体中，液体要汽化为蒸汽而形成汽泡，在汽-液界面处必须具有足够的能量。如果液体预先过热，此能量就由周围的液体供给。产生汽泡所需要的过热度由液体的表面张力来决定。在纯净液体和加热表面十分光滑的情况下，汽化核的形成非常困难，液体会达到很高的过热度。不过一旦出现沸腾之后，沸腾液体的过热度便会下降。通常，液体不可能绝对纯净，加热表面具有微小的凹腔，因此，汽化核的形成要容易得多，汽泡常常就在这些固体表面上的显微不完整处开始形成。汽化核的大小一般是在 $1\mu\text{m}$ 到 $0.1\text{mm}$ 的范围内，这些汽化核源——凹腔能否被活化而产生汽泡，取决于液体的过热程度。由于在液体中以及在固体表面上汽泡的产生条件不相同，故区分为均匀核化和非均匀核化两种类型来进行研究。

在一些特殊条件下汽泡核的产生或出现沸腾现象是尽量需要避免的，例如水力机械、管道阀门中由于流体压力降低而出现蒸汽泡，这种气蚀现象本质上也属于沸腾的一种形式。此外，金属部件淬火时可能出现的爆炸性沸腾，也是应当避免的，这可能会造成灾难性的危害[43]。

本章主要涉及应用于工程传热系统中的沸腾核化。在第2节中，采用一种波状表面模型（如象在膜状流动中可能出现的那样）来导出Laplace方程，从热力学原理出发导出Kelvin方程，从而得到Laplace-Kelvin方程；在工程文献中后面的方程会更经常地遇到。在第3节中，采用经典的但概念上更为简单的动力学理论，扼要地介绍均匀核化。在第4节中，介绍用均匀核化理论预测过热极限，并同实验观察作比较。均匀核化在某些工程场合可能是十分重要的。非均匀核化在第5节中论述，在此节中介绍的蒸汽积聚的几何条件引出第6节中的结论，即大多数沸腾系统中的核化产生于已存在的气体相或蒸汽相。第7—9节涉及确定核化的判据，核化凹腔的稳定性，最低沸腾过热的预测。通过这些内容的介绍，力求对沸腾核化的研究现况有较为全面和基本的了解。

### § 2.2 表面科学的基本方程

表面科学中的Laplace方程和Kelvin方程是研究液-汽界面的基础。Laplace方程把曲线界面两侧的压力和其曲率半径联系起来，它可以从波状膜流动中的典型模型表面的力平衡式导出。Kelvin方程把液滴或蒸汽泡的平衡蒸汽压力、外压力和球形半径联系起来，基于系统的焓相对于球形半径很小的变化保持恒定的条件，可以导出此方程。

#### 1. Laplace方程

分析模型由波状表面构成，曲率半径之一为无限大，这样该表面可以视为如图2.1(a)所示的一个波状水平面。由 $X-Y$ 平面和波状膜垂直相交得到的曲线上的二元段和作用在该元段

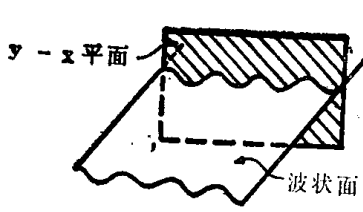


图2.1 波状汽-液界面

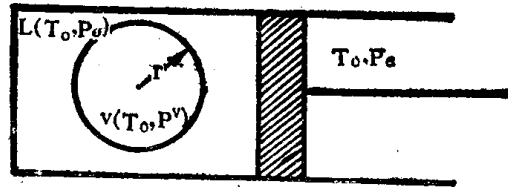
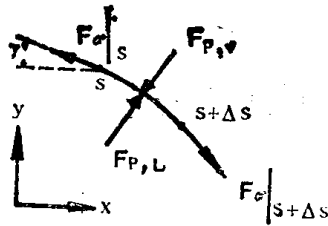


图2.2 液体-蒸汽单成分系统设想的平衡状态图

表面上的外力，详细说明在图2.1(b)上。

在稳定态条件下，运动方程给出

$$\Sigma \mathbf{F} = \mathbf{F}_\sigma|_s + \mathbf{F}_\sigma|_{s+\Delta s} + \mathbf{F}_p^v + \mathbf{F}_p^l = 0 \quad (2.1)$$

这里  $\mathbf{F}_\sigma$  为表面张力作用力， $\mathbf{F}_p^v$  为蒸汽的作用力，而  $\mathbf{F}_p^l$  为液体的作用力。而且

$$\mathbf{F}_\sigma = \sigma t(l) \text{ 和 } \mathbf{F}_p = P \Delta s n(l) \quad (2.2)$$

此处  $t$  和  $n$  分别为该曲线的单位切线向量和单位法线向量，而  $l$  代表垂直于  $X-Y$  平面的该表面上之单位长度。将(2.2)式代入(2.1)式，而且  $\Sigma \mathbf{F}$  和  $X$  轴的单位向量  $i$  构成标量积：

$$i \cdot \Sigma \mathbf{F} = \sigma \cos \gamma|_{s+\Delta s} - \sigma \cos \gamma|_s + (P^L - P^V) \Delta s (\sin \gamma) = 0 \quad (2.3)$$

除以  $\Delta s$ ，当  $\Delta s \rightarrow 0$  时取极限，利用导数的定义，

$$\frac{d(\sigma \cos \gamma)}{ds} + (P^L - P^V) \sin \gamma = 0 \quad (2.4)$$

对于  $\sigma$  为常数的情况下，解得

$$P^L - P^V - \sigma \frac{d\gamma}{ds} = 0 \quad (2.5)$$

而

$$\frac{ds}{d\gamma} \equiv R \quad (2.6)$$

这里  $R$  是曲率半径，因此有

$$P^L - P^V = \frac{\sigma}{R} \quad (2.7)$$

对于一般的表面，第二曲率半径不一定是无穷大，相应的表达式为

$$P^L - P^V = \sigma (R_1^{-1} + R_2^{-1}) \quad (2.8)$$

上式称为 Laplace 方程。当表面是凹向蒸汽相时左边成为  $P^V - P^L$ 。

## 2. Kelvin 方程

分析的系统示于图2.2上。处于均温  $T_0$  和均压  $P^V$  下的汽相浸没在均温  $T_0$  和均压  $P_0$  的液相中，周围的环境也是处于均温  $T_0$  和均压  $P_0$  下。因为平衡条件下“烟”相对于汽泡半径  $r$  的微小变化维持恒定

$$\left( \frac{\partial A}{\partial r} \right)_{T_0, P_0} = 0 \quad (2.9)$$

烟  $A$  为给定环境中的某个变化下从系统可取得的最大有效功的度量，

$$A \equiv U - T_0 S + P_0 V \quad (2.10)$$

注意它是根据环境的恒定温度和压力来定义，而 Gibbs 函数  $G$  是根据系统的温度和压力来定义

$$G \equiv U - TS + PV \quad (2.11)$$

把系统的焓表示为液相、汽相和界面三者之和

$$A = A^L + A^I + A^V \quad (2.12)$$

因为焓由环境的压力来定义，即使蒸汽的压力与液体的压力不同（根据 Laplace 方程相差  $2\sigma/r$ ），上式仍然成立。

$$\text{液体的焓是 } A^L = m_0^l(u^l - T_0 s^l + P_0 v^l) = m_0^l g^l(T_0, P_0) \quad (2.13)$$

这里  $u$ 、 $s$ 、 $v$  和  $g$  分别是  $U$ 、 $S$ 、 $V$  和  $G$  的对应量，前者是相对于单位质量而言的，而角注“0”意味着该量是常数，并在  $T_0$  和  $P_0$  下来计算。正如在(2.13)式中所表示的那样，对于液相来说焓和 Gibbs 函数是相等的，因为液体的温度和压力保持和环境值一样。

界面的焓为

$$A^I = 4\pi r^2(u^I - T_0 s^I) = 4\pi r^2 \left[ \left( \sigma - T_0 \frac{d\sigma}{dT} \right) - T_0 \left( - \frac{d\sigma}{dT} \right) \right] = 4\pi r^2 \sigma \quad (2.14)$$

蒸汽的焓借助于  $T_0$ 、 $P_0$  的 Taylor 级数展开用  $T_0$  和  $P_0$  下的焓来表示：

$$\begin{aligned} A^V(T_0, P^V) = A^V(T_0, P_0) + \left( \frac{\partial A^V}{\partial P^2} \right) \Big|_{T_0, P_0} (P^V - P_0) \\ + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial^2 A^V}{\partial P^2} \right) \Big|_{T_0, P_0} (P^V - P_0)^2 + \dots \end{aligned} \quad (2.15)$$

采用标准的热力学等式并假定蒸汽具有理想气体的性质，

$$\begin{aligned} A^V(T_0, P^V) = A^V(T_0, P_0) + \frac{m^V}{2\rho_0^V} \frac{(P^V - P_0)^2}{P_0} \left[ 1 - \frac{2}{3} \left( \frac{P^V - P_0}{P_0} \right) \right. \\ \left. + 3 \left( \frac{P^V - P_0}{P_0} \right)^2 - \frac{63}{5} \left( \frac{P^V - P_0}{P_0} \right)^3 + \dots \right] \end{aligned} \quad (2.16)$$

在如下的条件下：

$$(P^V - P_0)/P_0 \ll 1 \quad (2.17)$$

(2.16)式成为

$$A^V(T_0, P^V) = A^V(T_0, P_0) + \frac{m^V}{2\rho_0^V} \frac{(P^V - P_0)^2}{P_0}$$

由 Laplace 方程替换  $P^V - P_0$ ，

$$A^V(T_0, P^V) = A^V(T_0, P_0) + \frac{m^V}{\rho_0^V} \frac{2\sigma^2}{P_0 r^2} \quad (2.18)$$

这样，把  $A^L$ 、 $A^I$  和  $A^V$  代入(2.12)式，总焓为

$$\begin{aligned} A = (m - m_0^V) g_0^L + 4\pi r^2 \sigma + m_0^V g^V + \frac{m^V}{\rho_0^V} \frac{2\sigma}{P_0 r^2} \\ = m g_0^L + \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_0^V (g_0^V - g_0^L) + 4\pi r^2 \sigma \left( 1 + \frac{2}{3} \frac{\sigma}{r P_0} \right) \end{aligned} \quad (2.19)$$

由于(2.17)式表示的近似关系，注意到(2.19)式第三项括号内的表达式为1，即是

$$1 + \frac{2}{3} \frac{\sigma}{r P_0} = 1 + \frac{1}{3} [(P^V - P_0)/P_0] \approx 1 \quad (2.20)$$

因此，

$$A = m g_0^L + \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_0^V (g_0^V - g_0^L) + 4\pi r^2 \sigma \quad (2.21)$$

$$\text{由平衡条件 } \left( \frac{\partial A}{\partial r} \right) \Big|_{T_0, P_0} = 4\pi r^2 \rho_0^V (g_0^V - g_0^L) + 8\pi r \sigma = 0 \quad (2.22)$$

有

$$g_0^L - g_0^V = 2\sigma / \rho_0^V r \quad (2.23)$$

在平界面上( $r = \infty$ ), 两相的压力相等, 且等于平衡蒸汽压力, 于是

$$g^L(T_0, P_\infty) = g^V(T_0, P_\infty) = g_\infty \quad (2.24)$$

因为

$$\left(\frac{\partial g^V}{\partial P}\right) \Big|_{T_0} = v^V = R_0 T_0 / MP \quad (2.25)$$

$$\int_{g_\infty}^{g_0^V} dg^V = (R_0 T_0 / M) \int_{P_\infty}^{P_0} dP/P \quad (2.26)$$

因而,

$$g_0^V = g_\infty - (R_0 T_0 / M) \ln(P_\infty / P_0) \quad (2.27)$$

用同样的方法,

$$g_0^L = g_\infty - [(P_\infty - P_0) / \rho^L] \quad (2.28)$$

(2.27)和(2.28)式代入(2.23)式给出

$$\frac{R_0 T_0 \rho_0^V}{M} \ln \frac{P_\infty}{P_0} - \frac{\rho_0^V}{\rho^L} (P_\infty - P_0) = \frac{2\sigma}{r} \quad (2.29)$$

或者因为

$$(R_0 T_0 \rho_0^V) / M = P_0 = P^L \quad (2.30)$$

(2.29)式可以表示为

$$P^L \ln \frac{P_\infty}{P^L} - \frac{\rho_0^V}{\rho^L} (P_\infty - P^L) = \frac{2\sigma}{r} \quad (2.31)$$

方程式(31)把汽泡的平衡蒸汽压力和汽泡半径联系起来。当左边第二项被忽略时, 它称为 Kelvin方程。

在沸腾文献中, (31)式常常会遇到稍有不同的形式。将对数项展开,

$$P^L \left( \frac{P_\infty - P^L}{P^L} \right) \left[ 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{P_\infty - P^L}{P^L} \right) + \frac{1}{3} \left( \frac{P_\infty - P^L}{P^L} \right)^2 - \dots \right] - \frac{\rho_0^V}{\rho^L} (P_\infty - P^L) = \frac{2\sigma}{r}, \quad \left[ \frac{P_\infty - P^L}{P^L} \right] \ll 1 \quad (2.32)$$

与(2.17)式类似, 在下面的条件下

$$(P_\infty - P^L) / P^L \ll 1 \quad (2.33)$$

(2.32)式成为

$$[(\rho^L - \rho^V) / \rho^L] (P_\infty - P^L) = 2\sigma / r \quad (2.34)$$

上式称为 Laplace-Kelvin 方程。此式也可以直接由毛细管内液体高度的简单力平衡而获得, 该毛细管浸没在和蒸汽平衡的液池内, 同时假定蒸汽相是不可压缩的。

## § 2.3 液体中的均匀核化

过热液体中的泡核形成属于均匀核化的类型。均匀核化的分析与结论是非均匀核化研究的基础, 因此需要首先进行讨论。文献[44、45、46]基于经典的动力学方法, 提出了均匀核化的理论。以后, 文献[47、48、49]等确立了均匀核化的统计力学概念。文献[39、40、50—53]对此课题领域有较全面的论述和评介。本节的讨论是采用概念上较为简单的动力学方法。



我们知道，液体中所含分子的能量分布中，能量比平均值大得多的分子只有极少数，这些高能量的分子才是处于“被活化”的状态，活化分子所具有的剩余能量称为活化能。可以认为，就是这些活化分子导致了蒸汽泡的出现。在同一空间区域同时出现足够数量的这种活化分子的可能性非常微小，核化过程被认为是靠步进碰撞过程而发生：



这里  $A_x^*$  代表  $x$  个分子的一个活化团， $A_1$  是一个未活化的分子，而  $A_{x+1}^*$  是由于  $A_x^*$  和  $A_1$  碰撞产生的  $x+1$  个分子活化团。除这种情况之外的过程，例如两个活化团的碰撞认为是不大可能的。因为该步进碰撞过程是可逆的，以致不可能肯定某个特定的分子团将变得足够大（因此包含足够的能量）而自发地发展为蒸汽泡。

### 1. 活化分子团的稳定性

确定活化分子团的稳定性条件的热力学方法，类似于 Kelvin 方程的推导步骤，分析的系统仍然是图 2.2 那样，这时半径  $r$  的汽泡代表着分子尺度半径的球形活化分子团。当然，假定这样尺寸的分子团具有宏观汽泡的热力学特性是相当冒昧的。

在平衡状态下，系统的焓相对于分子团半径  $r$  的微小变化是维持不变的。该系统的总焓近似地有

$$A \approx n^l g^l + n^* g^* + a^l \sigma \quad (2.36)$$

这里  $n^l$  为液体中未活化的分子数， $a^l$  为界面表面积，分子团内的活化分子数表示为

$$n^* = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho^* \quad (2.37)$$

(2.36) 式成为

$$A = \left( n_T - \frac{4}{3} \pi r^3 \rho^* \right) g^l + \frac{4}{3} \pi r^3 \rho^* g^* + 4 \pi r^2 \sigma \quad (2.38)$$

式中  $n_T$  为液体总的分子数。相对于  $T_0$ 、 $P_0$  下液体的焓 ( $A_0 = n_T g^l$ )，

$$A - A_0 = \Delta A = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho^* (g^* - g^l) + 4 \pi r^2 \sigma \quad (2.39)$$

于是在平衡态下，

$$\left[ \frac{\partial (\Delta A)}{\partial r} \right]_{T_0, P_0} = 0 = 4 \pi r^2 \rho^* (g^* - g^l) + 8 \pi r \sigma \quad (2.40)$$

从而象前面那样，

$$g^l - g^* = 2\sigma / \rho^* r_e \quad (2.41)$$

此处  $r_e$  定义为给定外部温度  $T_0$  和压力  $P_0$  下的平衡分子团半径。

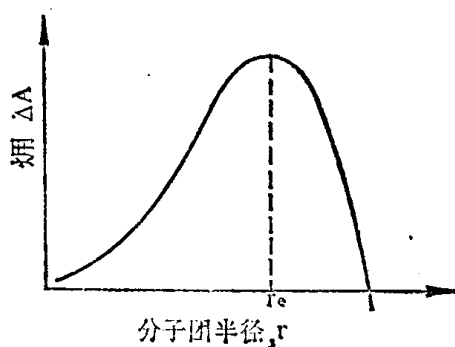


图 2.3 半径为  $r_e$  的活化分子团的焓

将 (2.41) 式代回到 (2.39) 式给出一个任意尺寸分子团的焓的表达式

$$\Delta A = 4 \pi r^2 \sigma \left[ 1 - \frac{2}{3} (r/r_e) \right] \quad (2.42)$$

此表达式的图线关系表示在图 2.3 上。显然，(2.40) 所表示的条件确立了一种亚稳定状态而不是稳定的平衡态；自半径为  $r_e$  的活化团失去一个分子便失去活性，而增加一个分子便自发地生长。因此，半径为  $r_e$  的分子团称为蒸汽核。

### 2. 蒸汽核的产生率

讨论了蒸汽核的稳定性条件之后，要确立这种核的形成速率。