

分类号 TK121

密级                     

UDC 621

编号                     

# 中国科学院研究生院

## 博士学位论文

热学微流控系统中瞬态相变传热研究

张 伟

指导教师 徐进良 研究员

中国科学院广州能源研究所

申请学位级别 博士 学科专业名称 热能工程

论文提交日期 2008年5月 论文答辩日期 2008年6月

培养单位 中国科学院广州能源研究所

学位授予单位 中国科学院研究生院

答辩委员会主席

**Study of Transient Phase Change Heat Transfer  
in Thermal Microfluidic Systems**

**Dissertation Submitted for the Degree of Doctor of Engineering**

**By Wei Zhang**

**Directed by Professor Jinliang Xu**

**Guangzhou Institute of Energy Conversion  
Chinese Academy of Sciences  
May, 2008**

## 摘要

微尺度相变传热广泛存在于微反应器、微型燃料电池、微蒸发器、微冷凝器、微热管、微汽泡执行器等微流控器件中，研究微流控系统内的相变问题对于微流控器件的设计和运行具有重要的科学意义。本文针对三类典型的微尺度相变问题，即微尺度流动沸腾、微尺度流动凝结以及微加热器上的汽泡动力学进行了深入细致的研究，实验研究中所采用的实验件均为标准 MEMS 微加工工艺制作，克服了常规机械加工所造成的表面粗糙度的影响。

考虑到微流控系统中大量应用交叉型、弯曲型等复杂结构的微通道，在微尺度流动沸腾研究中，设计了一种具有交错微通道结构的微流控芯片，并以丙酮为工质，对该芯片内的流动沸腾进行了研究。发现了周期为毫秒量级微时间尺度的流型结构，整个周期包括单相液体充液、两相分层流以及部分蒸干的液膜流三个阶段；在单个微通道区域，由于蒸发动量力的作用，液膜沿流动方向呈非均匀分布，蒸干首先发生在上游；由于液相弗劳德数较小，导致微通道中依然存在分层流流型。由于毕渥数较小，芯片背面温度几乎与芯片内壁面温度保持同步变化。虽然红外热像仪的响应频率较低，但仍然可以鉴别出由于流型周期性转换导致的壁面温度脉动。

在微尺度流动凝结换热研究中，为便于获取凝结过程的动态流动特性，设计了一种低高宽比的单微通道，并以水为工质，对该微通道中的流动凝结换热进行了研究。实验中采取了空气自然对流冷却和  $0^{\circ}\text{C}$  水强制对流冷却两种冷却强度。研究发现，该微通道中的凝结换热呈周期性，其周期在毫秒量级。在通道上游入口处，存在一个呈准静止状态的长汽弹，汽弹前端周期性脱离汽泡。增加冷却强度会使汽泡的脱离频率增大，脱离直径减小；长汽弹前端周期性脱离汽泡是由于汽液界面具有较大的韦伯数。汽泡在该微通道内的运动过程中直径基本不变是由于汽泡在通道内的滞留时间远小于汽泡完全冷凝所需的总时间。

为澄清并联通道的多通道效应对微尺度凝结换热的影响，作者设计了由三个矩形通道组成的并联微通道冷凝器。研究发现，通道中的流型结构与单通道凝结

过程类似,均为上游呈准静止状态的长汽弹和下游周期性的汽泡脱离。在中间通道和侧通道中,总共发现了三种不同的汽泡脱离模式,即单汽丝断裂模式、双汽丝同步断裂模式以及双汽丝非同步断裂模式。多通道效应主要表现在由于硅基固体导热的影响,三个通道中具有不同的温度分布,中间通道的温度关于其中心线成对称分布,而两侧通道中的高温区域均靠向中间通道。虽然硅具有良好的导热性,整个硅基上的温差很小,但在微尺度下,小温差依然可以导致较大的温度梯度,造成中间通道的双汽丝关于其中心线成对称分布,并且总是发生同步断裂;侧通道中的双汽丝偏向中间通道,并且在靠近中间通道的一侧汽丝总是首先发生断裂。由于温度梯度引起的 Maragnoni 对流效应,侧通道中的汽泡脱离后便靠向高温侧。

在微汽泡动力学研究中,设计了一种尺寸为 $100\mu\text{m}\times 20\mu\text{m}$ 的 Pt 薄膜微加热器,研究了脉冲控制参数对微加热器上汽泡动力学特性的影响。研究发现在该微加热器上发生汽泡核化时,核化温度均达到液体的过热极限,因此为均质核化过程。在不同的脉冲控制参数下,存在三类不同的汽泡动力学特性,即(1)汽泡爆炸性生长和冷凝以及汽泡二次生长;(2)汽泡爆炸性生长继而分裂、吸引并聚合;(3)汽泡振荡生长而后持续生长并最终达到稳定状态。在第(1)类中,汽泡二次生长是由于脉冲加热过程中在玻璃基片上储存了热量;在第(2)类中,汽泡冷凝过程中的 Marangoni 效应导致分裂后的汽泡互相吸引并最终聚合。在第(3)类中,汽泡尺寸最终达到稳定是由于汽泡内蒸汽的发生量与汽液界面上蒸汽的凝结量相等。

本文的研究将为微反应器、微型燃料电池、微换热器、微汽泡执行器等相变微流控系统的设计和运行提供科学指导。

**关键词:** MEMS; 微流控; 相变; 沸腾; 冷凝; 微汽泡动力学; Marangoni 效应;

# **Study of Transient Phase Change Heat Transfer in Thermal Microfluidic Systems**

**Wei Zhang (Thermal Power Engineering)**

**Directed by Professor Jinliang Xu**

## **ABSTRACT**

Microscale phase change heat transfer exists extensively in different kinds of microfluidic systems such as microreactor, microfuelcell, microevaporator, microcondenser, micro heat pipe, microbubble actuator. It is important to study the microscale phase change phenomena in microfluidic systems in order to design and operate these systems well. In the present study, three typical microscale phase change phenomena including microscale flow boiling, microscale flow condensation and microbubble dynamics on a microheater were studied at length. All the test sections used in present study were fabricated by standard MEMS technology, which ensures the smooth surface instead of rough surface by the common mechanical fabrication process.

Considering the extensive usage of microchannels with complicated structures, a microfluidic chip consisting of intercrossed microchannels was designed and fabricated to investigate the microscale flow boiling phenomenon using acetone as the working fluid. It was found that all the microchannels repeated the flow patterns in a timescale of milliseconds, with three substages: single phase liquid refilling stage, transient stratified flow stage and partial dry-out stage. In a separated microchannel zone, the liquid film behaved a non-uniform distribution along the flow direction due to the large evaporation momentum force and dry-out always took place from the upstream to the downstream. Stratified flow was observed inside the microchannels due to the low liquid Froude numbers. The temperatures on the backside surface of

the chip could almost keep synchronous with those on the inner wall surface in that the Biot number was small. Although the IR camera was not fast enough to catch up with the transient flow patterns, it could still figure out the temperature fluctuations during the periodical flow pattern transitions.

A single channel micro condenser with a low aspect ratio was fabricated in order to acquire the dynamic flow behaviors during water steam condensation. Two different cooling rates were used: cooling by air natural convection and cooling by chilled water with a temperature of zero centigrade. It was found that the flow patterns inside the microchannel were also cyclic with the cycle period of milliseconds. There existed a quasi-stable elongated bubble slug attached at the channel inlet that pinched off into a train of bubbles at the upstream. Enhancing the cooling rate would result in large frequencies of the bubble emission and small diameters of the detached bubbles. The periodical bubble emission from the upstream elongated bubble slug was due to the large Weber number at the vapor/liquid interface. The nearly stable bubble diameter during the bubble moved toward the outlet was because the resident time for the bubble moving inside the microchannel was only one percent of the total time when the bubble was fully condensed.

A microcondenser with three parallel microchannels was designed and fabricated in order to clear up the multichannel effect on microscale flow condensation. It was found that the flow patterns in all the three microchannels were similar to those in the single channel microcondenser, i.e. there were nearly stable elongated bubble slugs at the upstream and bubble trains in the downstream. Three different modes of vapor bubble detachment were identified: single vapor thread break-up mode, dual vapor threads synchronous break-up mode and dual vapor threads asynchronous break-up mode. The three parallel microchannels had different temperature distributions due to the heat conduction of silicon substrate. In the center channel, the temperature distribution was symmetric against its centerline, while for the side channels, the high temperature zones deviated toward the center channel. The temperature difference on the whole microcondenser was small due to the good heat conduction performance of silicon, but this small temperature difference could still

lead to large temperature gradient along the channel width direction. Under this condition, the dual vapor threads in the center channel was always symmetric against the centerline of the channel and broken up synchronously; the dual vapor threads in the side channels were always deviated toward the center channel and broken up firstly from the side adjacent to the center channel. The marangoni convection effect induced by the temperature gradient in the channel width direction made the bubble moving toward the zones with high temperatures after its detachment from the elongated bubble slug.

During the investigation of microbubble dynamics on a microbubble actuator, a thin Platinum film microheater of  $100\mu m \times 20\mu m$  was fabricated. It was found that the boiling incipience on this Platinum film microheater reached the superheat limit, indicating the homogeneous nucleation. In a wide range of the pulse heating parameters, there existed three different type of bubble patterns :( 1) explosive boiling and quick shrinking at boiling incipience, followed by the bubble regrowth and recondensation; (2)explosive boiling, bubble break-up, attraction and coalescence ;(3)periodical oscillation of bubble size followed by continuous growth and obtaining a stable diameter eventually. In the first type bubble patterns, the heat stored inside the glass substrate during the heating process played an important role in the bubble regrowth. For the second type of bubble patterns, the marangoni convection effect led to the bubble attraction and coalescence. In the third type of bubble patterns, the bubble diameter reached stable in that the vapor mass generated inside the vapor bubble was balanced by the vapor mass condensed on the vapor/liquid interface.

The results of this paper will provide a scientific guidance for the design and operation of the microfluidic systems with phase change phenomenon such as microreactor, microfuelcell, micro heat exchanger, microbubble actuator.

**Key words:** MEMS; Microfluidic; Phase change; Boiling; Condensation; Microbubble dynamics; Marangoni effect.





目 录

摘要.....	I
<b>Abstract</b> .....	III
目录.....	VII
<b>第一章 引言</b> .....	1
<b>1.1 热学微流控系统的研究范畴</b> .....	1
<b>1.1.1 MEMS 与微流控系统的联系和区别</b> .....	2
<b>1.1.2 微流控学科的发展历程</b> .....	3
<b>1.1.3 热学在微流控系统中的应用背景</b> .....	4
<b>1.2 热学微流控系统存在的科学问题</b> .....	6
<b>1.2.1 尺度划分</b> .....	6
<b>1.2.2 微尺度效应</b> .....	7
<b>1.2.3 微尺度相变的实验研究方法</b> .....	8
<b>1.2.4 微尺度相变的数值研究方法</b> .....	9
<b>1.2.4.1 VOF 方法</b> .....	9
<b>1.2.4.2 Level-set 方法</b> .....	10
<b>1.3 热学微流控系统中相变传热研究的现状和存在问题</b> .....	11
<b>1.3.1 微尺度流动沸腾研究进展</b> .....	11
<b>1.3.2 微尺度流动凝结研究进展</b> .....	24
<b>1.3.3 微气泡动力学研究进展</b> .....	29
<b>1.4 本文的研究目的和研究内容</b> .....	36
<b>1.4.1 研究目的</b> .....	36

1.4.2	研究内容.....	37
1.4.2.1	具有交错结构的微流控芯片中流动沸腾研究.....	37
1.4.2.2	小高宽比单微通道中的蒸汽凝结换热研究.....	37
1.4.2.3	并联微通道中蒸汽凝结换热的多通道效应.....	37
1.4.2.4	Pt 薄膜微加热器上的汽泡动力学研究.....	38
第二章 具有交错结构的微流控芯片中流动沸腾的研究.....		39
2.1	前言.....	39
2.2	实验装置.....	39
2.2.1	实验件结构设计及 MEMS 工艺流程.....	39
2.2.2	实验平台.....	42
2.2.3	红外测温的原理及测温精度校准.....	44
2.2.4	实验过程.....	45
2.3	实验数据处理与不确定度分析.....	45
2.3.1	数据处理.....	45
2.3.2	不确定分析.....	47
2.4	结果分析与讨论.....	49
2.4.1	周期在毫秒量级的瞬态流型结构.....	49
2.4.2	特殊流型的动态演化过程.....	55
2.4.3	传热系数沿程分布特性.....	62
2.4.4	不稳定性.....	63
2.5	本章小结.....	68
第三章 单微通道中蒸汽凝结换热特性的研究.....		69

---

3.1 前言.....	69
3.2 实验装置.....	69
3.2.1 实验件设计及 MEMS 加工工艺.....	69
3.2.2 实验系统.....	71
3.2.3 实验过程.....	73
3.3 测量系统及不确定度分析.....	74
3.4 结果分析与讨论.....	74
3.4.1 总体流型结构概述.....	74
3.4.2 空气自然对流冷却条件下的流型结构.....	77
3.4.3 0°C 水强制对流冷却条件下的流型结构.....	83
3.4.4 汽泡周期性脱离的机理分析.....	87
3.4.5 汽泡直径基本保持不变的原因.....	88
3.5 本章小结.....	92
第四章 并联微通道中蒸汽凝结换热的多通道效应.....	95
4.1 前言.....	95
4.2 实验装置.....	95
4.3 实验结果分析与讨论.....	97
4.3.1 并联通道中总体流型概述.....	97
4.3.2 中间通道的流型结构.....	100
4.3.2.1 中心线上的单汽丝断裂及汽泡脱离.....	100
4.3.2.2 双汽丝同步断裂及汽泡脱离.....	100
4.3.3 两侧通道的流型结构.....	101

4.3.3.1 单汽丝断裂汽泡脱离模式.....	101
4.3.3.2 双汽丝非同步断裂汽泡脱离模式.....	102
4.3.4 多通道效应的成因分析.....	104
4.3.5 入口饱和蒸汽压对汽泡脱离的影响.....	107
4.4 本章小结.....	108
第五章 Pt 薄膜微加热器上的汽泡动力学特性研究.....	111
5.1 前言.....	111
5.2 实验装置.....	111
5.2.1 实验件设计及 MEMS 加工工艺.....	111
5.2.2 实验系统.....	112
5.3 实验数据处理及不确定度分析.....	114
5.3.1 微加热器的温度校准.....	114
5.3.2 数据处理.....	115
5.3.3 不确定度分析.....	115
5.4 实验过程.....	116
5.5 结果分析与讨论.....	116
5.5.1 第一类汽泡动力学特性.....	117
5.5.1.1 汽泡核化温度.....	118
5.5.1.2 汽泡爆炸性生长及快速收缩.....	118
5.5.1.3 汽泡二次生长和收缩.....	119
5.5.2 第二类汽泡动力学特性.....	120
5.5.2.1 汽泡爆炸性生长.....	121

5.5.2.2 汽泡分裂.....	122
5.5.2.3 汽泡互相吸引并聚合.....	122
5.5.2.4 汽泡互相吸引并聚合的机理分析.....	124
5.5.3 第三类汽泡动力学特性.....	125
5.5.3.1 汽泡尺寸周期性振荡.....	126
5.5.3.2 汽泡持续生长.....	126
5.5.3.3 汽泡尺寸稳定.....	126
5.6 三类汽泡动力学特性的转换.....	127
5.7 本章小结.....	128
第六章 结论与展望.....	131
6.1 本文的主要结论.....	131
6.2 本文的研究意义及创新之处.....	131
6.3 展望与建议.....	132
参考文献.....	133
攻读博士学位其间发表的论文目录.....	141
致谢.....	145



## 第一章 引言

1959年, Feynman<sup>[1]</sup>在美国物理学会年会上发表了题为“*There is plenty of room at the bottom*”的主题报告,正是这篇极具启发性和预见性的报告,开创了微纳米科学和技术研究的新领域。半个多世纪以来,人们目睹了电子技术和电子产品微型化的飞速发展,电子芯片的集成度越来越高,目前,主流CPU生产工艺的线宽已经达到几十微米量级。科学家和工程师在微纳米领域的研究中展现了极大的热情和智慧,技术和产品的微型化已经从最初的微电子领域扩展到机械、化工、能源、材料、生命科学等各个学科领域。

### 1.1 热学微流控系统的研究范畴

上世纪七十年代末,硅加工技术被拓展用于微型机械零部件加工<sup>[2]</sup>,标志着MEMS(微电子机械系统)技术的逐渐形成。MEMS的系统构架如图1-1所示,它是由微能源系统、微传感器、微执行器以及微电子设备组成。微能源系统提供系统运行所需的能量,微传感器获得的力、声、光、电、磁等信号经过微电子设备处理传输给微执行器,微执行器输出系统功能。

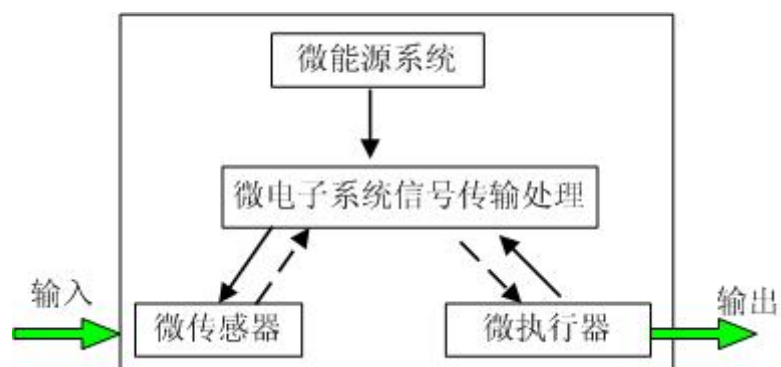


图 1-1 MEMS 的组成

MEMS 技术与传统微电子技术相比具有以下显著特点<sup>[3]</sup>:

1. MEMS 技术可以采用硅以外的其他材料,如石英等。
2. 许多 MEMS 器件中,可以包含可动部件,通过输出位移来做功。
3. MEMS 器件中,通常包含复杂的三维结构,其典型的结构尺寸在微米到毫米量级。
4. MEMS 技术的目标是将微机械与 IC 工艺结合,面向实现各种各样功能

的器件或系统，如微马达、微泵、微透平等。

如图 1-2 所示，MEMS 技术是一种典型的多学科交叉热点研究领域，它几乎涉及到自然科学和工程科学分各个方面。

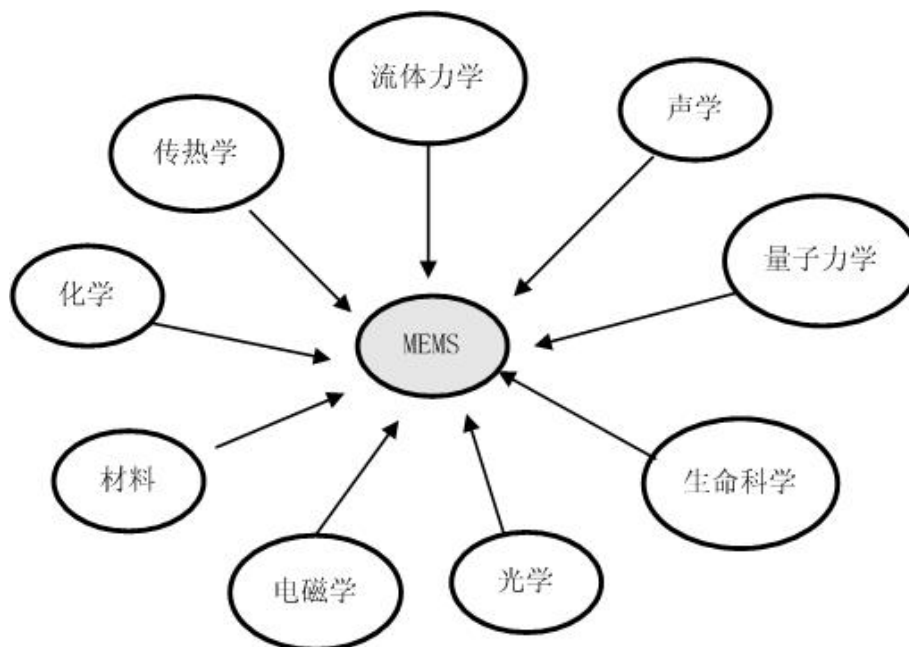


图 1-2 MEMS 技术中的多学科交叉

### 1.1.1 微流控系统与 MEMS 的联系和区别

微流控系统的研究起初作为 MEMS 研究的一个分支，是在 MEMS 工艺技术的基础上发展起来的，它继承了 MEMS 多学科交叉的特点，同时又形成了自身的学科特色。目前，微流控技术的定义在国际学术界也不十分统一。Springer 出版社出版的国际期刊“Microfluidics and Nanofluidics”把微纳流控技术广义定义为：“在微纳米尺度下的物质传递、动量传输、热传递、以及在传输中的反应过程”的相关技术<sup>[4]</sup>。

二十世纪八十年代末期，微流控系统的研究主要集中在微流量传感器、微泵、微阀等方面。自从 Manz 等<sup>[5]</sup>在九十年代首次提出微型全微分析系统（Miniaturized Total Analysis System）的概念以来，越来越多的化学家和生物学家加入到微流控系统技术的研究领域，使得微流控系统技术的研究获得了突飞猛进的发展，其研究领域已经拓展到“微纳米尺度下，所有与流体相关的物质传递，动量传输、热传递及生物化学反应”。其加工技术也从传统的以硅为基底材料的标准 MEMS 工艺技术，拓展到以聚合物材料为基底的微加工技术，其常用的聚



合物基底材料如 PDMS（聚二甲基硅氧烷）和 PMMA（聚甲基丙烯酸甲脂）等；主要的微加工工艺包括：注塑法，原位聚合法和热压法等。除了基底材料与加工工艺的不同，微流控系统 with MEMS 的最大区别在于它们追求的系统目标不同：MEMS 追求的是功能器件或者功能系统的微型化；而微流控系统的目标在于利用微型化带来的尺度效应，操控纳升到微升级流体的流动、热传递、动量传输、生物化学反应等，它强调的是对微量流体的操控而不仅仅是器件或系统的微型化。它的突出优点优点在于以下几个方面：

- (1) 系统体积小，便于携带。
- (2) 系统集成化和自动化程度高。
- (3) 需要的液体量小，节约反应物的消耗，降低危险性生化反应带来的可能危害，减少废物的排放。
- (4) 响应速度快

### 1.1.2 微流控学科的发展历程

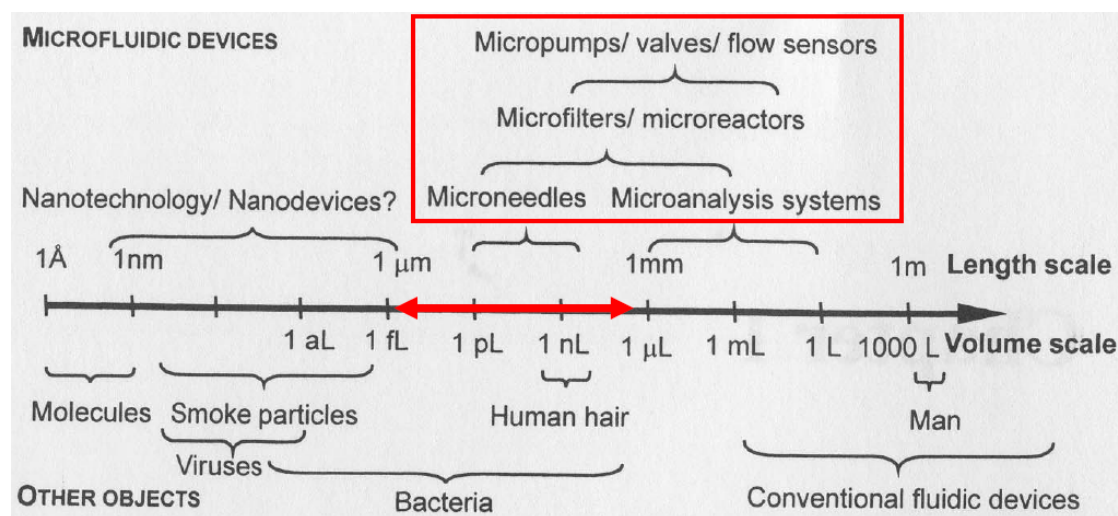


图 1-3 微流控系统的尺度特征

微流控系统的框架组成和尺度特征如图 1-3 所示。二十世纪八十年代到九十年代中期，由于硅微加工技术的发展，人们开始制造并研究微流控器件，那时通常的做法是把常规尺度的器件通过 MEMS 加工工艺进行简单的尺度缩小，使其在微型化下依然能够实现其功能。这一阶段的研究主要集中在以硅为基底的微泵、微阀、微流量传感器等方面<sup>[6]</sup>。假设微泵等微执行器的能量密度与尺度无关，

微执行器的输出总能量 ( $Q$ ) 与器件本身尺度 ( $l$ ) 存在  $Q \propto l^3$ , 那么微执行器尺度的减小将导致器件能量输出急剧减少。同时, 由于器件的表面积 ( $S$ ) 与体积 ( $V$ ) 的比存在  $S/V \propto l^{-1}$ , 尺度的减小将导致比表面积增大, 器件内流体流动的粘性剪切力增大, 因此微器件内流动需要更高的能量密度来驱动, 对微执行器的能量密度提出了更高要求。大部分在器件内部集成的执行器无法提供足够的能量实现所需的力或位移输出, 因此, 大多数情况下, 需要外部执行器, 外部执行器的引入又会使得 MEMS 追求的功能器件微型化的目标受到限制。

由于尺度效应、表面效应和多场/多相耦合的影响, 基于传统流体力学的宏观流体驱动与控制技术在微流控系统中的应用往往效果不佳。九十年代中后期, 人们对微流控的研究开始转向利用一些微尺度下的效应来开发新的微器件。由于低耗能和高可靠性, 无运动机械部件的微流控器件逐渐受到青睐。在常规尺度下通常可以被忽略的表面张力效应、电动效应等在微尺度下变得重要起来, 应用这些微尺度效应可以开发替代常规机械微执行器的新型无运动部件的微执行器, 如电渗泵等<sup>[7]</sup>。

目前, 微流控系统在越来越多的领域受到关注。除了通常的流体流动控制领域、分析化学领域、生物诊断和药物输送领域以外, 它在分布式能源系统、分布式热管理系统、化工生产系统也展现出了广阔的应用前景。化工生产中的微反应器研究已经获得了较大进展, 使得化工新产品的快速研发成为可能<sup>[8]</sup>。

### 1.1.3 热学在微流控中的典型应用背景

热学微流控系统指的是与热传递和温度变化相关微流控系统, 它的研究对象是微流控系统中与热传递和温度变化相关的现象以及利用热科学的原理操控流体的质量输运、动量传输、热传递和生物化学反应的相关技术。热科学与技术存在于绝大多数的微流控器件或系统中, 典型的应用对象包括热式微流量传感器、微反应器、微气泡执行器、微燃料电池、微热管等。

在热式微流量传感器中<sup>[9]</sup>, 流量的变化引起流体与感受元件换热量变化, 从而引起感受元件上的温度变化, 感受元件 (通常为多晶硅或铂薄膜) 的电阻与温度之间存在一定的依附关系, 从而可以通过其电阻变化来测定流量。

微反应器中的生物化学反应通常对温度的变化比较敏感，如在 PCR（聚合酶链式反应）芯片中，一个反应循环包括变性、复性、延伸三个步骤，其温度要求分别控制在 95℃，55℃ 和 72℃ 的三个温度带水平<sup>[10]</sup>。微反应器的热管理也是当今微流控研究的热点课题<sup>[11]</sup>，其温度控制可能涉及到微反应器内的化学反应速率、催化剂活性等。



图 1-4 喷墨打印头原理示意图

微气泡执行器是利用微加热元上产生汽液相变时，汽液界面的膨胀来输出功。热式喷墨打印头是微气泡执行器商业化应用的典范。如图 1-4 所示，微加热电阻由脉冲电信号控制，当脉冲信号的高电平施加在微加热器上时，微加热器上产生高速瞬态相变，气泡界面的膨胀将墨滴推出微喷嘴；低电平时，气泡破灭，新的墨水被吸进墨水腔。整个喷墨过程的微气泡生长及溃灭周期处在微秒量级。

在集成微气泡执行器在微泵中，如图 1-5 所示，当气泡膨胀时，往左侧排出的流量要大于右侧排出的流量；当气泡溃灭时，从右侧吸入的流量大于左侧吸入的流量，因此，利用气泡膨胀和气泡溃灭两个相反过程中的流量差可以实现流体的泵送。

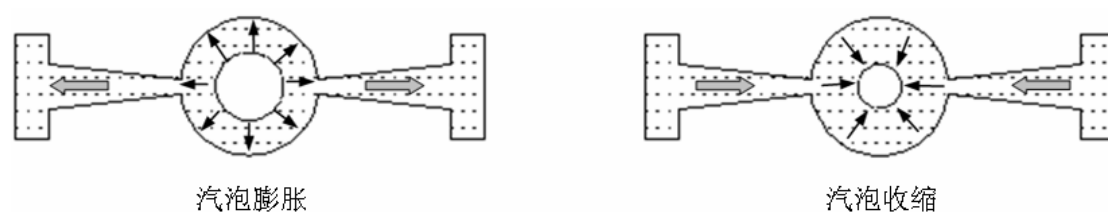


图 1-5 微气泡驱动的微泵

在微型燃料电池和微热管中，存在微尺度蒸发和冷凝问题。由于尺度较小，各种界面特性及表面作用力影响更为突出，尤其在发生相变流动时，表面张力会导致流型发生变化，进而影响传热传质过程。因此，研究微尺度下汽液两相流特性可以对微型燃料电池、微热管等的设计和运行提供科学指导。

## 1.2 热学微流控系统中相变研究的主要科学问题

### 1.2.1 尺度界限划分

在热学微流控系统中，关于微尺度的尺度界限划分一般存在两种观点：一是利用通道的绝对尺寸进行划分，如 Kandlikar<sup>[13]</sup>将通道划分如下：

- 常规通道：>3 mm
- 小通道：200 μm ~3 mm
- 微通道：10 μm ~200 μm

而 Mehendal 等[14]将通道的尺寸进行的划分如下：

- 常规通道：>1 mm
- 小通道：100 μm ~1 mm
- 微通道：1 μm ~100 μm

以上两种按照通道绝对尺寸来划分微尺度与宏观尺度的方法在大多数情况下都是比较武断的，它不能反映通道的尺度对物理过程和物理机理的影响，无法判断究竟在何种尺度下，宏观尺度的经验或理论数据已经不再适用。

另一种观点认为：微尺度只是一个相对的概念，而不是指某一个特定的尺度<sup>[15]</sup>。针对不同的物理现象，当其物理规律与常规尺度下的规律不同时，才进入微尺度。如 Kew and Cornwell<sup>[16]</sup>提出利用局限因子进行宏观尺度与微尺度的划分。局限因子定义为：

$$C_o = \left[ \frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)D_h^2} \right]^{1/2} \quad (1-1)$$

当局限因子大于 0.5 时,通道内的流型及传热传质与宏观通道明显不同,因此他们把  $C_o > 0.5$  作为进入微尺度的判定准则。

从科学地理性的认识来看，后一种划分方法更为合理。对于热学微流控系统中不同的物理过程，其尺度的划分涉及到常规尺度下理论是否适用的问题，它

是一个基本的科学问题。同时，由于微流控系统具有响应快、高瞬态的特点，其微尺度也表现在纳秒、微秒、毫秒等微时间尺度上。

### 1.2.2 微尺度效应

在微尺度下，各种物理作用的相对重要性与常规尺度不同，有些在大尺度可以忽略的效应如表面效应、入口效应等在微尺度下变得重要起来。在不同的物理过程中，何种物理规律或者微尺度效应起支配作用以及如何利用起支配作用的物理规律来控制微流控系统是一个重要的科学问题。微尺度下主要考虑的效应包括：

- **层流效应：**微尺度下的流动一般为低雷诺数的层流流动。
- **表面效应和毛细效应：**由于物体的比表面积（表面积与体积之比）与特征尺度成反比，尺度的减小使得比表面相对较大，因此表面效应和毛细效应显著。
- **快速热传导效应：**由于比表面积的增大，微尺度下的换热增强，同时，由于物体尺度较小，具有较小的热惯性和较快的热响应，使得微尺度下的传热控制成为可能。
- **扩散效应：**由于微尺度流动的  $Re$  数较低，使得流体间的混合变得比较困难，不同流体之间的混合主要依靠界面的分子扩散。
- **端部效应：**由于尺度较小，微通道内的流动许多情况下未充分发展，端部入口效应对流动和传热影响不能忽略。
- **三维效应：**微通道的尺度较小，周围壁面影响不能忽略，一般不能简化为二维处理。
- **气体可压缩性效应：**微通道尺度较小，沿程压降相对较大，气体沿程的密度会发生变化。气体可压缩性的影响一般不能忽略。
- **壁面滑移效应：**对于微尺度气体流动，气体流动进入滑移区，壁面附近将出现速度滑移和温度跃变现象。

微尺度下各种效应的相对作用取决于一组无量纲数，如 Reynolds 数，Peclet 数，capillary 数，Grashof 数，Rayleigh 数，Knudsen 数等，其物理意义如表 1-1

所示:

表 1-1

Re	Reynolds number	$\frac{\rho UL}{\eta}$	惯性力/粘性力
Pe	Peclet number	$\frac{UL}{D}$	对流/扩散
Ca	Capillary number	$\frac{\eta U}{\sigma}$	粘性力/表面张力
We	Weber number	$\frac{\rho U^2 L}{\sigma}$	惯性力/表面张力
Gr	Grashof number	$\frac{\rho^2 a_c g \Delta T L^3}{\eta^2}$	惯性力/粘性力
Ra	Rayleigh number	$\frac{\rho a_c g \Delta T L^3}{\eta D}$	对流/扩散
Kn	Knudsen number	$\frac{\lambda}{L}$	分子自由程/特征尺度

在上述无量纲参数中， $\rho$  为密度， $U$  为特征速度， $L$  为特征长度， $D$  为水力直径， $\eta$  为运动粘性系数， $a_c$  为对流换热系数， $g$  为重力加速度， $\lambda$  为分子自由程。

### 1.2.3 微尺度相变的实验研究方法

由于微通道中相变过程发生的空间尺度比较小，同时在时间上具有响应快、高瞬态的特点，其实验测量方法与宏观尺度相比存在较大的困难。微尺度两相流的流型、温度、压力等基本参数的测量特点如下：

- 流型测量：对于微通道内的流型观测，普通相机无法满足高瞬态的要求，并且空间分辨率达不到微米量级。因此，通常采用高速摄像机和显微镜组合，

显微镜可以提高流型的空间分辨率，高速摄像机可以满足微通道内流型高瞬态变化的特点。

- 温度测量：由于空间尺度较小，很难在通道内布置常规的热电偶，即使在通道内布置了微型热电偶，又会影响通道内的传热传质过程。因此，非接触测温成为微通道中温度测量的最佳选择。比较常用的非接触测温包括红外测温、液晶测温等。
- 压力测量：微通道中压力测量与宏观尺度相比，对压力传感器的瞬态响应特性以及分辨率要求较高。

本文的研究均采用显微镜和高速摄影获取微通道内的流形图像、采用红外热成像仪测量芯片的温度场，采用高精度、快速响应的传感器测量压力。

## 1.2.4 微尺度相变数值研究方法

微尺度下的两相流动由于受界面效应如表面张力、双电效应等控制，表现出与宏观两相流不同的特性。因此，对固液、液液及汽液运动界面的模拟尤为重要。对运动界面的模拟通常采用的方法是界面追踪和界面捕获<sup>[17]</sup>。由于界面捕获方法能够处理液滴分裂和汽泡破灭等实际问题，获得了较为广泛的应用。典型的界面捕获方法有 VOF 方法和 Level set 方法。

### 1.2.4.1 VOF 方法

VOF (Volume-of-fluid) 方法的基本思想是在欧拉网格系统上定义一个体积比函数  $F$  (它表示在网格单元内，特定流体体积与网格单元体积的比值，如对于汽液两相流，当  $F=1$ ，说明单元内全部为液体；当  $0 < F < 1$  时，说明单元内含有汽液界面)，然后用体积追踪的方法求解方程<sup>[18]</sup>：

$$\frac{\partial F}{\partial t} + u \cdot \nabla F = 0 \quad (1-2)$$

最终根据网格单元内物质的体积分数来定义此网格上的参数值。由于  $F$  值沿界面法线方向变化最快，即  $F$  的导数可以确定界面的法线方向。所以可用施主—受主思想结合界面重构技术来追踪运动界面，它们的基本思想是用网格内的曲线或直线近似界面，通过网格单元上下游的流量变化来离散求解方程。

### 1.2.4.2 Level set 方法

Level-set 方法是上世纪八十年代 Osher 等<sup>[19]</sup>提出的，它的基本思想是把随时间运动的物质界面定义为高阶函数  $\phi$  的零等值面。在计算开始，函数  $\phi$  被初始化为一个有符号的距离函数<sup>[20]</sup>，即：

$$\phi(\vec{x}, t=0) = \pm d \quad (1-3)$$

其中  $d$  表示计算区域中的点  $\vec{x}$  与相界面的垂直距离。当该点在相界面内时，方程 1-3 右边取正号；反之，取负号。相界面的运动由 Hamilton-Jacobi 型的方程控制：

$$\phi_t + (\vec{u} \cdot \nabla)\phi = 0 \quad (1-4)$$

界面上法向矢量  $\vec{N}$  和曲率  $k$  计算如下：

$$\vec{N} = \frac{\nabla\phi}{|\nabla\phi|}, \quad k = -\nabla \cdot \vec{N} \quad (1-5)$$

VOF 方法和 Level set 方法都属于界面捕获方法。VOF 方法具有较好的体积守恒性，但其界面重构复杂，模拟出的界面不够精细；Level set 方法不需要复杂的界面重构，模拟出的界面要比 VOF 光滑，但在计算过程中可能出现质量亏损。近年来，国际上有学者进行了 VOF 和 Level set 耦合方法的研究<sup>[21,22]</sup>，Sussman 和 Puckett<sup>[22]</sup>在 2000 年首次提出一个容积份额函数  $F$ ，它是 Level-set 方法中函数  $\phi$  的函数，以二维为例，函数  $F$  可以表示为：

$$F(\Omega, t) = \frac{1}{\Omega} \int_{\Omega} H(\phi(x, y, t)) dx dy \quad (1-6)$$

其中  $\Omega$  为计算的单元网格区域， $H$  为 Heaviside 函数，当  $\phi > 0$  时， $H$  为 1；否则， $H$  为 0。此耦合方法的基本思想是：在给定的 Level-set 函数  $\phi$  下获得容积份额函数  $F$ ，在给定的容积份额  $F$  下修正 Level-set 的  $\phi$  函数。



### 1.3 热学微流控系统相变传热的研究现状和存在问题

相变是自然界中基本的物理现象，如在汽轮机中湿蒸汽两相流问题，反应堆失水事故中的两相流动及传热；在化工、制冷等系统中，均存在着大量两相流传热强化问题等。相变换热与单相换热相比，具有以下优点：(1) 相对较高的传热系数。(2) 较好的温度均匀性。由于微通道内制冷剂流量较小，对于单相流动而言，当施加高热流密度时，将导致流动方向上较大传热温差。相变换热由于热量以潜热形式交换，整个微通道的温度相对比较均匀。(3) 为了减小流动方向的温升，单相流动往往需要较大的质量流速，而相变换热需要的质量流速较小。由于两相流动及其传质过程本身的复杂性，两相流热物理现在仍是一门试验性很强的学科，对大多数工程问题可以通过试验研究得到认识和解决，对一些具体问题在理论上有了比较清楚的了解，数值计算能力得到了较大的发展。但由于两相流问题的复杂性，至今未形成统一的解决多相流问题的方法、技术或理论，多相流热物理尚未形成完整科学体系。

微通道内的传热问题最早是在上世纪 80 年代高热流密度微电子器件冷却的工程背景下提出来的。微观尺度相变问题的研究包含两层含义：(1) 在常规尺度下，有关汽泡、液滴的成核及薄液膜换热等微观现象的研究；(2) 在微尺度下，表面和界面作用增强，势必对微尺度相变过程产生重要的影响。本文的研究侧重第二层含义，即研究在微小尺度下，由表面和界面效应起主导作用的两相流流动及传热特性。此过程广泛存在于微蒸发器、微冷凝器、微热管、微汽泡执行器、微反应器等热学微流控系统中。研究微尺度下的汽液相变过程及微汽泡动力学特性对于热学微流控系统的设计和运行具有指导意义。

#### 1.3.1 微尺度流动沸腾研究进展

目前，微尺度流动沸腾的研究主要集中在沸腾起始点、流型、传热、压降、不稳定性、临界热流密度六大关键问题<sup>[23]</sup>。由于本文着重研究沸腾起始点、流型、传热及不稳定性，因此这里仅关注这四个方面的研究进展。

##### ● 沸腾起始点

常规尺度下沸腾分为均质沸腾和非均质沸腾。均质沸腾包含两种情况：一种

情况是指液体内部没有固定的加热面，气泡是由液体内部能量较为集中的高能分子团的运动与聚集产生的。这种沸腾一般通过辐射加热来实现的；另外一种情况是液体被壁面加热，加热表面具有完全润湿性，并且表面粗糙度小于临界泡核的尺寸。均质沸腾对应的汽泡核化温度称为临界温度，一般远高于液体的饱和温度。当加热表面不完全润湿或者其粗糙度远大于汽泡的临界尺寸时，在壁面上发生的沸腾为非均质沸腾<sup>[24]</sup>。这种沸腾起始所需的液体过热度远远低于均质沸腾，但由于固体壁面的参与，这种沸腾的影响因素更复杂，它又是最常见，最有实用价值的沸腾。

在常规尺度下，通道内的流动沸腾均属于非均质沸腾，它可以分为 4 个区域（如图 1-6 所示）：即单相液体区、壁面沸腾区、主流沸腾区和过热蒸汽区。图中 ONB 点即为沸腾起始点，它可以通过光学可视化来获得。在实测的  $\Delta p-G$  曲线

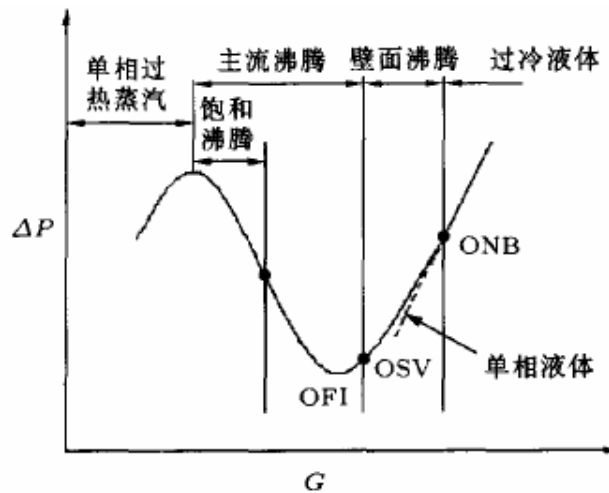


图 1-6 均匀受热通道内流量与压差的关系

中，发生跃变的点即为沸腾起始点。在微尺度沸腾换热中，沸腾起始点规定了汽泡核化所需的热流密度、过热度等必要条件，是区分单相流动和两相流动的界限。Ghianasiaan 和 Ghedester<sup>[25]</sup>对直径为 0.1~1mm 范围的微管中水的沸腾起始点数据进行分析并发现宏观尺度下预测沸腾起始点热流密度的模型低估了微管中沸腾起始点的热流密度。他们假设毛细力抑制了微管中的汽泡核化，在此基础上导出了预测水在微管中沸腾起始点所需热流密度的模型。Qu 和 Mudawar<sup>[26]</sup>以水为工质，在宽为 231 $\mu\text{m}$ ，深为 713 $\mu\text{m}$  的矩形槽道中进行了沸腾起始点热流密度的

测量,并且基于汽泡脱离准则,推导出了预测沸腾起始点热流密度的模型。Zhang等<sup>[27]</sup>认为微通道液体内部的压力波的传播抑制了汽泡的核化。沸腾起始点过热度通常与壁面性质如壁面材料、粗糙度、润湿性等有关,在本文所研究的热学微流控系统中,通道采用 MEMS 工艺加工,与常规金属通道相比,硅通道具有两个显著特点:

- (1) 采用标准 MEMS 工艺制作的微通道,表面非常光滑,其粗糙度可达纳米量级,如 Lin<sup>[28]</sup>采用 AFM (原子力显微镜)对多晶硅加热表面扫描,测得其平均表面粗糙度为 6.5nm,这个尺寸与汽泡核化的临界尺寸相当。在这个表面粗糙度量级上,通道内的沸腾起始点温度可能达到均质沸腾时的临界温度,即在 MEMS 工艺制作的微通道的沸腾也可以是均质沸腾,沸腾起始点温度较高。
- (2) 在 MEMS 工艺中,通道通过光刻、刻蚀等制作,其截面形状为梯形、三角形或者矩形,边角的存在对汽泡核化过程会有重要的影响。

Li 和 Cheng<sup>[29]</sup>系统研究了微通道内的核化问题,基于经典的汽泡核化理论,考虑汽液界面的热学和力学平衡,建立了关于微通道内汽泡核化温度的关联式:

$$T_{nl} - T_s = \frac{T_s}{h_{fg} \rho_v} \sqrt{\frac{16\pi\sigma^3 \omega}{3kT_{nl} \ln(N_0^* kT_{nl} \psi / J \cdot h)}} \quad (1-7)$$

其中, 
$$\psi = \frac{1}{2}(1 + \cos \theta) \quad (1-8)$$

$$\omega = \frac{1}{4}(1 + \cos \theta)^2 (2 - \cos \theta) \quad (1-9)$$

$\theta$ 为润湿角,  $J$ 为泡核密度,  $h$ 为 Planck 常数。对均质沸腾,取  $\gamma = \psi = \omega = 1$ ; 对于非均质沸腾,取  $\gamma = \frac{2}{3}$ ,  $\psi$ ,  $\omega$ 分别由公式(1-7), (1-8) 求出。 $J$ 可按照经典核化理论取值,一般对于均质沸腾,  $J = 1 \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ , 对于非均质沸腾,  $J = 1 \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 。当汽泡核化温度求出后,汽泡的临界半径可由下式求出:

$$r_c = \frac{2\sigma}{P_b - P_1} = \frac{2\sigma}{P_s(T_{nl}) - P_1} \quad (1-10)$$

对于水，由 (1-7) ,(1-10) 计算出均质沸腾的核化温度和临界气泡半径分别为  $303.7^{\circ}\text{C}$  和  $3.5\text{nm}$ 。随后，他们研究了分别讨论了润湿角、边角效应、液体不凝性气体、微加工过程中残留壁面于气体对核化温度的影响，指出润湿角增大会降低核化温度；由于微加工形成的梯形、矩形、三角形等非圆截面边角的存在也会显著降低核化温度，液体及壁面上的不凝性气体的存在同样使核化温度降低。Mitrovic<sup>[30]</sup>研究了微通道中流动沸腾条件下气泡存在的条件，指出通道内液体的流动会在气泡核上施加较大剪切力，使得气泡一旦核化就在剪切作用和浮力作用下脱离并被主流液体带走，而来不及成长为可见的气泡，因此认为通道内的流动抑制了可见气泡的存在。

综上，由于采用 MEMS 加工工艺，壁面比较光滑，缺少汽化核心或者汽化核心尺度较小，因此热学微流控系统中沸腾起始点过热度往往高于常规通道。过高的沸腾起始点温度使得器件在正常运行之前就可能发生烧毁，研究热学微流控系统中得沸腾起始点问题对于保证系统的安全运行和延长系统的寿命具有重要意义。

## ● 流型

流型表征的是两相系统中的流动结构。由于不同的汽液两相流流型具有不同的水动力学和传热特性，研究并预测汽液两相流流型对系统的设计和运行具有重要的指导意义。微通道内两相流动由于表面效应起主导作用，重力的作用相对减弱，通道的放置方向对流型影响很小。

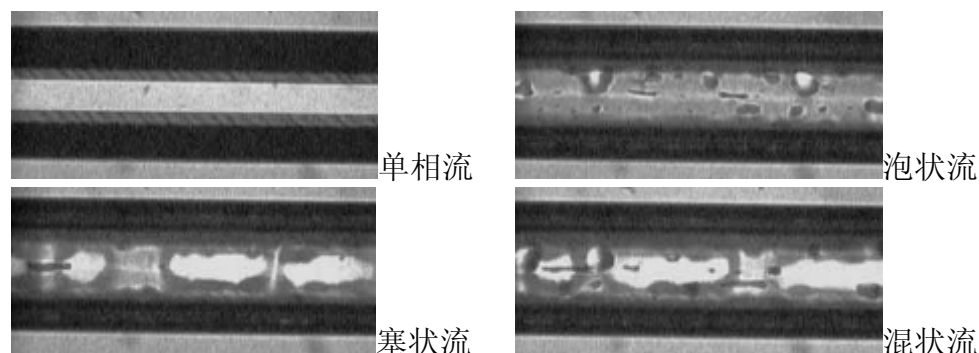
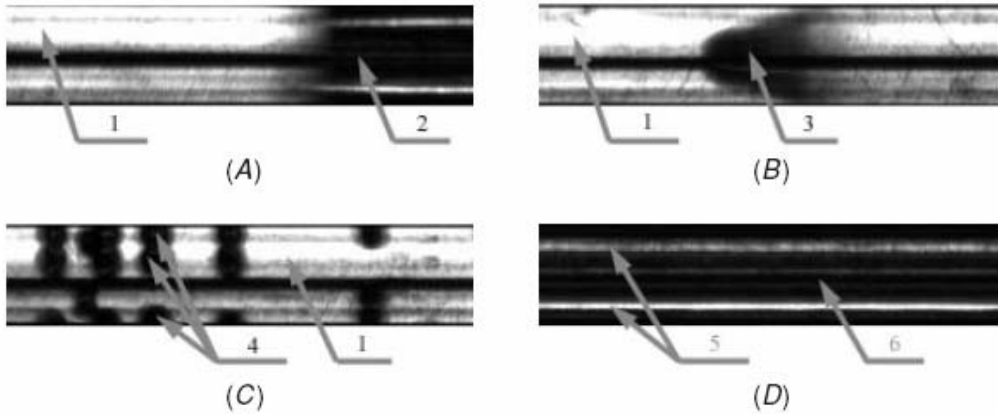


图 1-7 水力直径为  $82.8\mu\text{m}$  的梯形微通道中的流型<sup>[31]</sup>

Wu 和 Cheng<sup>[31]</sup>以水为工质，在水力直径为  $82.8\mu\text{m}$  的梯形微通道内进行了流动沸腾流型的研究,发现一旦沸腾发生，通道内便交替出现汽液两相流和单相流

动。并且发现通道壁温、流体温度及压力都呈现长周期/大幅度的脉动。借助显微镜和高速摄像机，在通道中发现了泡状流、塞状流，混状流等流型结构（如图 1-7 示）。



A.液弹/汽弹 B.液体中的汽弹 C. 成对汽泡核化 D. 环状流

图 1-8 丙酮在三角形微通道中流动沸腾的流型<sup>[32]</sup>

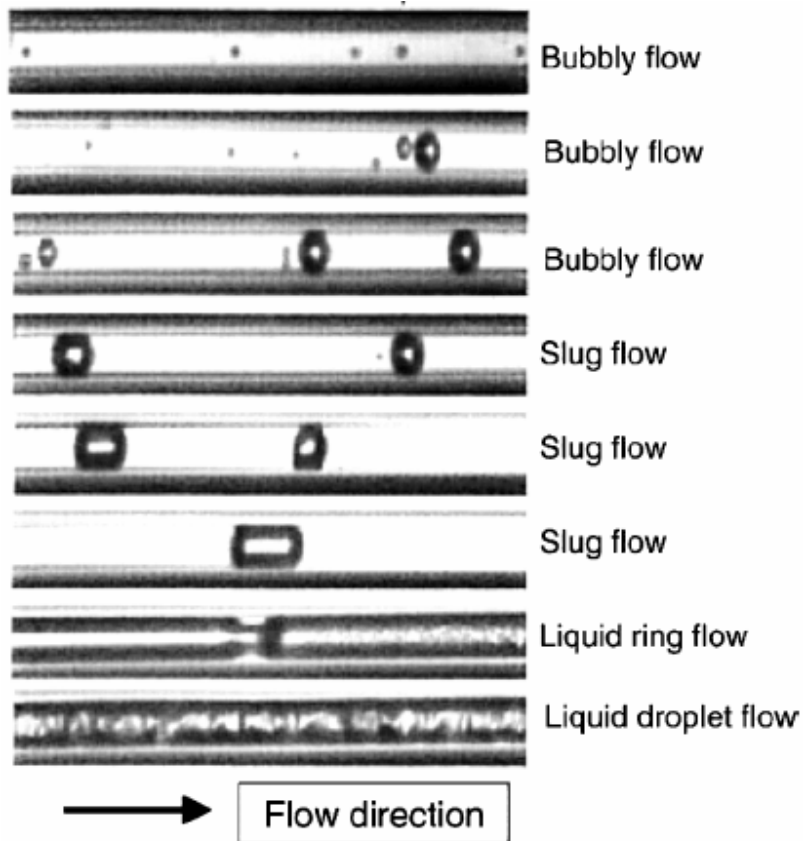


图 1-9 水在直径为 50 $\mu\text{m}$  圆管中流动沸腾的流型<sup>[33]</sup>

Xu 等<sup>[32]</sup>在水力直径为 155.4 $\mu\text{m}$  的三角形截面微通道中对丙酮的流动沸腾进行了实验研究，发现的流型结构如图 1-8 所示。他们发现通道内汽泡核化总是

发生在三角形通道的三个角部，并且气泡核化总是成对出现；气泡核化后迅速生长并聚合，一旦气泡聚合发生，便将两侧液体迅速排出通道，他们把这种现象称为气泡爆炸现象，进一步指出，这种气泡爆炸现象是由于通道内流体较高的过热度造成的。Serizawa 等<sup>[33]</sup>研究了水在直径为 50  $\mu\text{m}$  的微管内流动沸腾，发现的流型如图 1-9 所示，包括泡状流、弹状流、液环状流、液滴状流。其中，液环状流流型是在弹状流在加热功率增大时，相邻的气弹长大并穿透他们之间的液弹而形成的。

对于微通道内两相流流型的研究，由于不同的研究者对流型的观察和定义具有一定的主观性，目前的流型数据比较分散，不同的流型数据之间难以比较。Thome<sup>[34]</sup>系统综述了微通道内的汽液两相流研究，认为虽然很多研究者在流型研究方面做了大量的工作，提出了多种不同的流型图，但是要提出真正通用的预测微通道中的流型结构和流型转换的流型图，尚需要大量的工作要做。他指出对于微通道中的流动沸腾，通常的流型包括泡状流 (bubbly flow)、拉长的气泡流 (elongated bubble flow)、环状流 (annular flow)、雾状流 (mist flow) 和局部蒸干流动 (partially dryout)。由于通道尺度较小，气泡核化后，微气泡在很短的时间内便成长到占据整个通道截面的尺寸，因此泡状流的区域比较小。

## ● 传热

宏观尺度下，流动沸腾是沸腾和强制对流两种基本物理过程的综合。工质的流动使得沸腾过程中气泡的脱离直径变小，脱离频率升高；反之，沸腾过程使得强制对流的流动特性改变，如压降升高等。流动和沸腾两种不同的物理过程相互影响、互相制约，构成了两者错综交错的复杂关系。

国际上已经开展了大量的关于微通道内流动沸腾换热特性的研究。Bao 等<sup>[35]</sup>以 R11 和 R123 为工质，研究了其在直径为 1.95mm 的微管中的传热特性，发现传热系数是热流密度的函数，并且随着饱和压力的增大而增大（如图 1-10 所示）；干度和质量流量的影响较小。因此，根据宏观尺度下的理论，他们认为微通道中的传热机理主要为核态沸腾，并且把数据按照核态沸腾机理进行拟合，即  $q = a\Delta T^n$ ，得出  $n = 2.7$ 。Lin 等<sup>[36]</sup>研究了制冷剂 R-141b 在直径为 1mm 的微管中的沸腾传热，发现传热系数与蒸汽干度的关系如图 1-11 所示，传热系数随蒸汽

干度的增大发生显著变化，在干度  $x > 0$  的两相区呈现出三种变化趋势，即传热系数随蒸汽干度增大，传热系数基本不随干度变化和传热系数随干度的增大而减小。在较高热流密度下，传热系数在两相区迅速达到峰值然后呈单调下降趋势；在高热流密度下，传热系数在两相区单调升高；在中等热流密度下，传热系数在两相区基本不变。

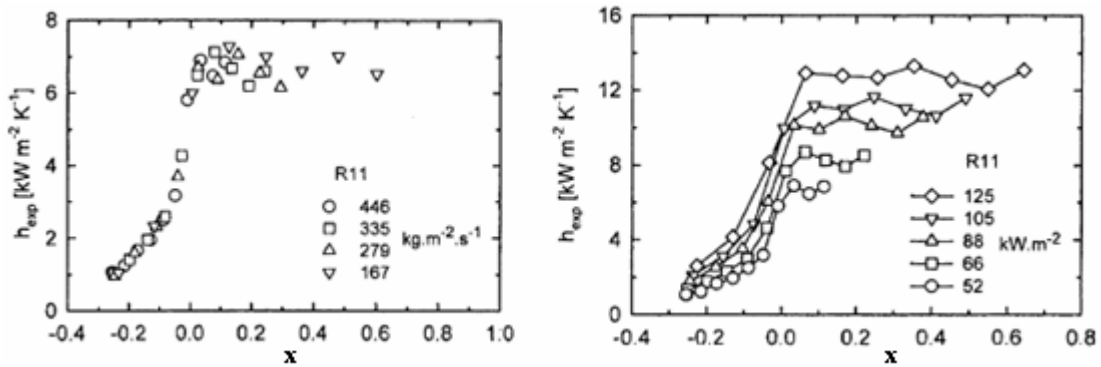


图 1-10 传热系数与干度的关系<sup>[35]</sup>

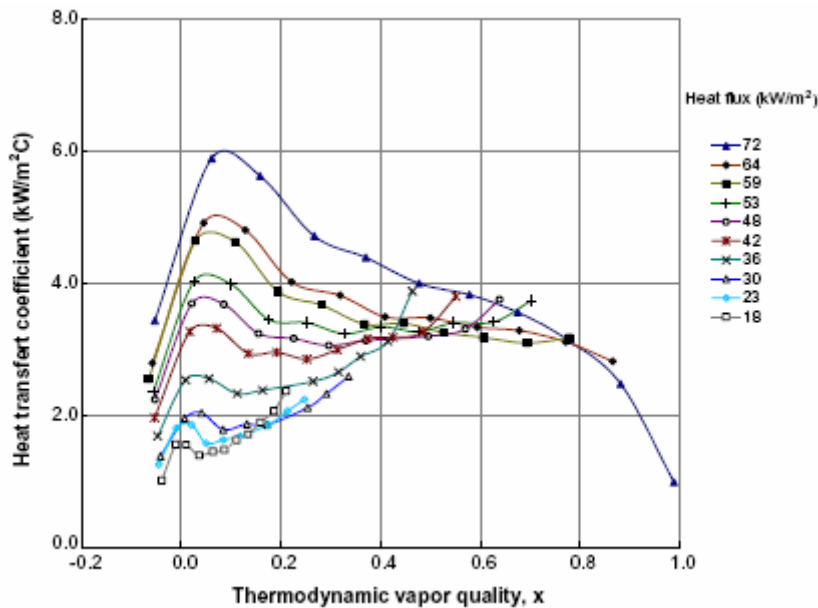


图 1-11 传热系数与干度的关系<sup>[36]</sup>

比较已有的关于微通道内的两相流传热机理的研究，发现不同研究者对于微通道内流动沸腾换热机理的研究所取得的结果各不相同，甚至得出互相矛盾的结论。如 Kandlikar<sup>[37]</sup>认为核态沸腾为微通道内流动沸腾的主要换热机理，而 Qu 和 Mudawar<sup>[38]</sup>则认为强制对流为微通道内流动沸腾换热的主要机理。Xu 等<sup>[39]</sup>

在总结已有大量研究的基础上，研究了丙酮在水力直径为  $155.4 \mu\text{m}$  的三角形微通道中流动沸腾的传热特性。发现了微通道内的传热系数与干度的变化关系与 lin 等<sup>[36]</sup>取得的研究结果类似。如图 1-12a 所示，单相区，传热系数随干度的增大而增大；在两相区，传热系数表现出三种不同的变化规律。高热密度下，传热系数随干度降低；中等热流密度下，传热系数基本不随干度变化；低热流密度下，传热系数随干度的增大而增大。随后他们对 102 个工况的统计研究发现，三种不同的传热系数变化规律对应于三个不同的沸腾数（Boiling number）范围（如图 1-12b），即在低沸腾数下，气泡核化发生在靠近出口处，导致两相区的传热系数

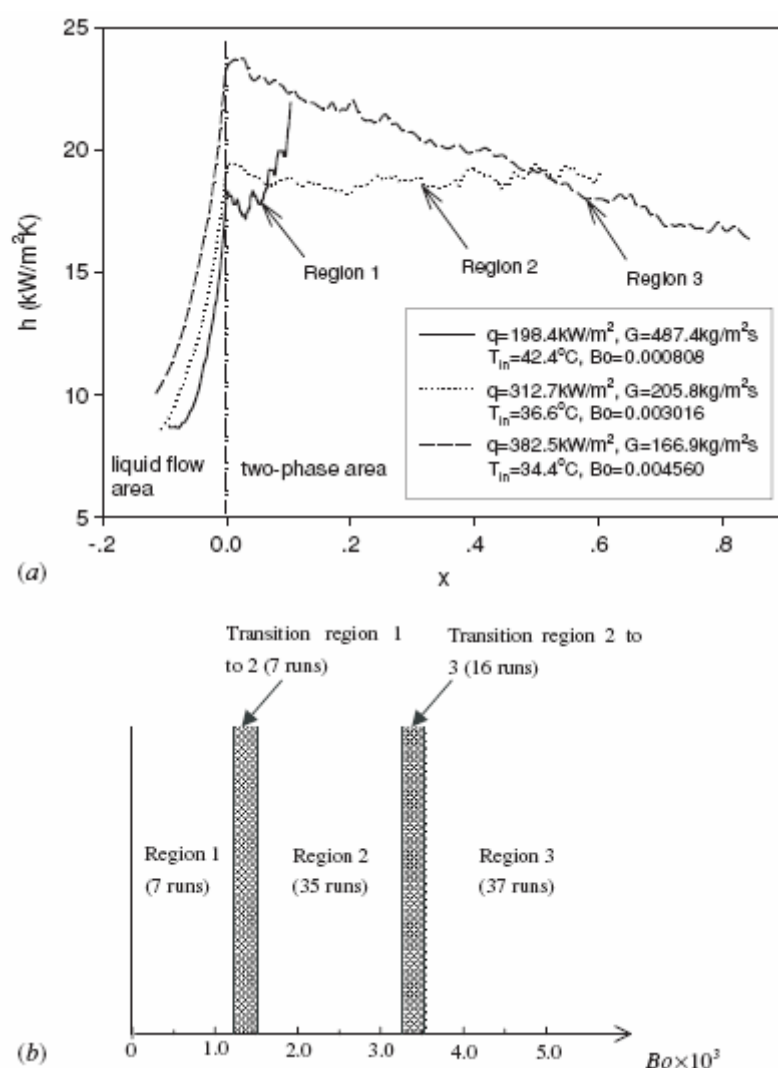


图 1-12 传热系数与干度的关系<sup>[39]</sup>

沿流动方向随干度的增大而增大；在中等沸腾数下，气泡核化在整个微通道上发生的概率相同，传热系数主要与热流密度有关，而与干度和质量流量无关，表现



出核态沸腾的换热机理；在较高的热流密度下，汽泡核化位置往通道上游移动，通到下游发生蒸干，传热系数因此传热系数随着干度的增大而减小。他们根据实验中发现的汽泡核化和汽泡爆炸现象，提出了微通道内流动沸腾换热实际上存在的五种传热模式：（1）单相液体强制对流换热；（2）核态沸腾；（3）汽泡爆炸引起的强制对流；（4）薄液膜蒸发；（5）饱和或过热蒸汽强制对流。Xu<sup>[39]</sup>等的研究澄清了国际上对微通道中的流动沸腾换热机理的片面认识。

由于通道尺寸的限制，微通道中的泡状流区域较小，汽泡一旦核化便很快占据整个通道截面形成汽塞，从而在微通道内部形成大范围内的汽泡流和拉长的汽泡流。Thome 等<sup>[40]</sup>根据微通道内流型的特点，提出了三区传热模型，如图 1-13 所示，包括蒸干区、拉长的汽泡区以及液弹区。对于通道上的固定点，总是依次通过液弹、拉长的汽泡和蒸干区，它们通过的频率与通道上游的汽泡核化频率有

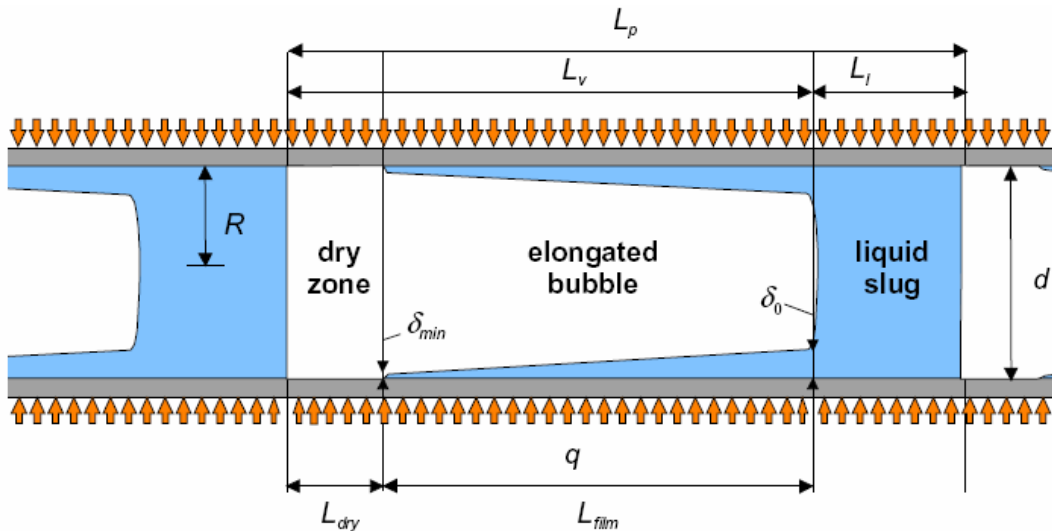


图 1-13 三区传热模型<sup>[40]</sup>

关。通道固定点上传热系数等于三区传热系数的时均值，即：

$$h(z) = \frac{t_{liquid}}{\tau} h_{liquid}(z) + \frac{t_{film}}{\tau} h_{film}(z) + \frac{t_{dry}}{\tau} h_{vapor}(z) \quad (1-10)$$

其中  $\tau$  为三区通过固定点  $z$  总周期时间， $t_{film}$  为拉长汽泡通过的时间， $t_{liquid}$  为液弹经过的时间， $t_{dry}$  为蒸干区通过的时间， $h_{liquid}$ ， $h_{film}$ ， $h_{vapor}$  分别为液弹、拉长汽泡、蒸干区对应的传热系数。

Gan 等<sup>[41]</sup>研究了丙酮在三角形微通道中流动沸腾的传热特性，并将 102 组实验数据与宏观尺度下的 Cheng 公式<sup>[42]</sup>以及其他常用关联式比较，发现大多数宏观尺度下关于传热系数的关联式高估了他们实验中获取的传热系数值，其原因在于他们实验中所采用的三角形微通道是由标准的 MEMS 工艺加工而成，通道表面十分光滑，缺少汽化核心。因此，他们指出常规金属通道的实验关联系对采用 MEMS 工艺的硅通道并不适用。

### ● 不稳定性

两相流系统的不稳定性将会造成以下后果<sup>[43]</sup>：

- (1) 不稳定性流动使得部件产生有害振动，而持续的不稳定性导致部件疲劳损坏。
- (2) 不稳定性会干扰系统的控制。
- (3) 不稳定性使得局部热力过程发生变化，传热恶化，造成设备热疲劳损坏。

1965 年，Stenning 等<sup>[44]</sup>将两相流不稳定分为密度波型脉动、压力降型脉动及热力型脉动，这一划分已在欧美各国广泛采用。1973 年，Boure 等<sup>[45]</sup>在总结前人对不稳定性机理和实验分析的基础上提出了更为详细的分类，不仅包括了 Stenning 的三类划分方法，还包括了其他不同类型的不稳定性分类。他们将两相流系统的不稳定性分为静态不稳定性和动态不稳定性两大类型。静态不稳定性是非周期的改变稳态工作的情况，它是由于流量与压降之间关系的变化，界面之间的不稳定性或者传热机理的变化所引起。静态不稳定产生的机理包括流量偏移、流型转换以及传热机理的变化。动态不稳定性是周期性的改变稳定工作的情况，它的基本特点是两相流系统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，流量发生振幅较大的周期性脉动。动态不稳定性产生的机理包括密度波的传播、压力波的传播、热力学不平衡性以及流型的变化。宏观尺度下两相流不稳定的详细分类和特点如表 1-2 所示。

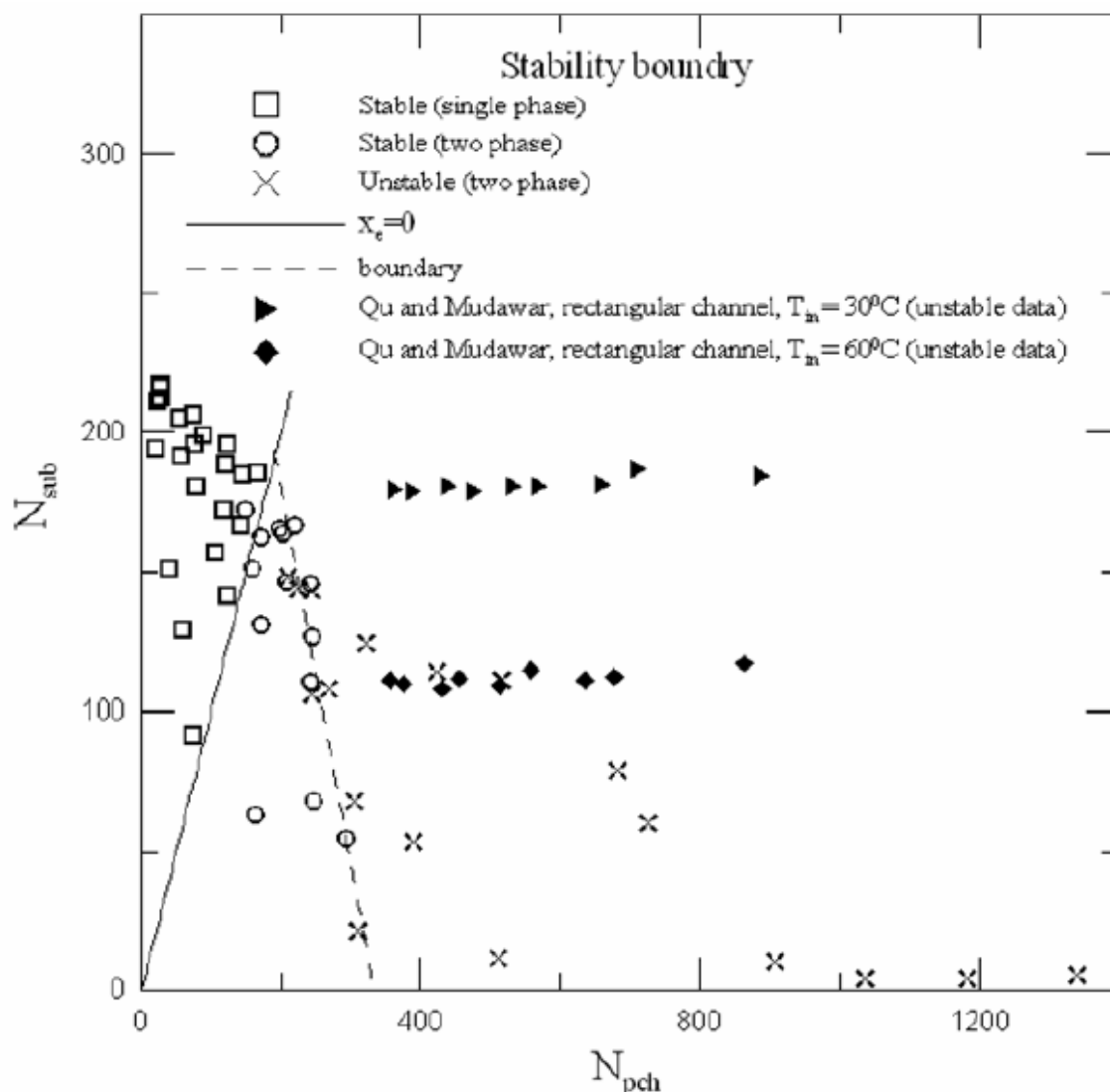
近年来，国际上开展了众多关于微尺度两相流不稳定性的研究。Xu 等<sup>[46]</sup>以去离子水和甲醇为工质，研究了微通道中的两相流不稳定性，实验件为 26 个矩形截面的并联微通道，每个通道截面积均为  $300\mu\text{m} \times 800\mu\text{m}$ ，对于水而言，当通道出口温度在  $93-96^\circ\text{C}$  时，流动不稳定性开始出现。当质量流量小于发生不稳

表 1-2 两相流不稳定性的分类及特点<sup>[43]</sup>

分类	型式	机理	特性
1. 静态不稳定	(1) 流量漂移	$\left(\frac{\partial \Delta p}{\partial G}\right)_{int} < \left(\frac{\partial \Delta p}{\partial G}\right)_{ext}$	流量突变和偏移
1.1 基本静态不稳定性	(2) 传热恶化	受热面热量聚集, 沸腾危机	壁温波动, 流量震荡
1.2 松弛的不稳定性	流型转换型不稳定	泡状流与环状流相比, $\Delta p$ 较大	周期性流型转换
1.3 复合松弛型不稳定性	暴沸、锤击, 间歇喷泉	缺乏汽化核心周期性调整亚稳态情况	周期性的过热暴沸, 急剧蒸发
2. 动态不稳定性	(1) 声波型脉动	压力波的共振	高频 (10—100Hz), 与压力波在系统中的传播有关
2.1 基本动态不稳定性	(2) 密度波脉动	流量、密度及压降之间的延迟和反馈	低频 (~1Hz), 与连续波通过时间有关
	(1) 热力型脉动	变化的传热系数与流体的相互作用	膜态沸腾
2.2 复合动态不稳定性	(2) 沸水堆的不稳定性	空泡份额反应与流动及传热相互作用	小燃料时间常数和低压下发生
	(3) 并联通道不稳定性	多通道之间的相互影响	流量分配不均
	(4) 压力降向脉动	流量偏移引起通道与上游可压缩容积的相互作用	低频 (~0.1Hz)

定的起始流量时, 他们鉴别出了三类不稳定性, 即大幅度/长周期型脉动、小幅度/短周期型脉动以及热力型脉动。Huh 等<sup>[47]</sup>以去离子水为工质, 研究了水力直径为 103.5  $\mu\text{m}$ , 长度为 40mm 的矩形微通道中流动沸腾的不稳定性。他们在质量流率为 170—360  $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$ , 热流密度为 200—530  $\text{kW}/\text{m}^2$  的工况范围内, 发现当通道内的流型由泡状流向弹状流以及由拉长的弹状流到环状流转换时, 通道的壁温、通道的两端的压降以及质量流率均呈现出长周期/大幅度的脉动, 脉动周期在 100—200 s 的量级, 他们把这种不稳定性称为流型转换型不稳定性。

Chang 和 Pan<sup>[48]</sup>在水力直径为 86.3  $\mu\text{m}$  的矩形截面并联微通道内研究了流动沸腾的不稳定性, 发现了稳定流动和不稳定流动两大类周期性流型结构。对稳定


 图 1-14 以无量纲过冷度和相变数表示的稳定性边界<sup>[48]</sup>

流动，汽泡核化、弹状流、环状流沿流动方向依次分布。对于不稳定流动，回流的弹状流和环状流交替出现，压降的脉动幅度可以作为判断通道内是否有液弹回流的依据。他们定义了无量纲的过冷度  $N_{sub}$  (subcooling number) 和相变数  $N_{pch}$

(phase change number):

$$N_{sub} = \frac{h_{fs} - h_{in}}{h_{fg}} \frac{v_g - v_f}{v_f}, \quad N_{pch} = \frac{Q}{Gh_{fg}} \frac{v_g - v_f}{v_f} \quad (1-11)$$

上式中， $h_{fs}$  为饱和液体焓， $h_{in}$  入口液体的焓， $h_{fg}$  为汽化潜热， $v_g$  为饱和蒸气的比容， $v_f$  为饱和液体的比容， $Q$  为加入微通道的总热量， $G$  为流过通道的质量流量。随后他们以无量纲的过冷度和沸腾数为参数，划分了两相流不稳定性的界

限（如图 1-14）。Hetsroni 等<sup>[49]</sup>研究了三角形微通道中流型和传热特性，发现单相流动/汽液两相流动交替出现，导致了通道两端的压降随之脉动，并且压降的脉动幅度随着蒸汽干度的增加而增大。

Wu 和 Cheng<sup>[50]</sup>在水力直径为  $186\ \mu\text{m}$  的梯形截面并联微通道中，以去离子水为工质，研究了高热流密度下流动沸腾的不稳定现象。发现了三类典型的不稳定现象：（1）LTAF，即在高热流密度和低质量流率下，单相液体/汽液两相流交替出现；（2）CTF，即在中等热流密度和质量流率条件下，存在连续的两相流动；（3）LTVAF，即在高热流和低质量流率条件下，单相液体/汽液两相流/单相蒸汽交替出现。在这三类不稳定现象中，LTVAF 下壁温和质量流率的脉动幅度最大，CTF 下壁温和质量流率的脉动幅度最小，并且脉动周期受热流密度和质量流率的影响较大。Wang 等<sup>[51]</sup>以去离子水为工质，在水力直径为  $186\ \mu\text{m}$  的梯形截面单微通道和并联微通道中研究了流动沸腾不稳定性。在单通道和并联通道中，他们均发现了稳定的和不稳定的流动沸腾现象。在稳定沸腾中，通道内核化的气泡被上游来的过冷液体冲刷携带；在不稳定沸腾中，他们发现了两种脉动，即长周期脉动（脉动周期大于  $1\ \text{s}$ ）和短周期脉动（小于  $0.1\ \text{s}$ ），长周期脉动是由于通道下游汽泡的膨胀形成的，而短周期脉动是由环状流到雾状流的转换引起。通过对比单通道与并联通道内流动沸腾的特性，发现并联通道中汇聚联箱对流动沸腾的影响显著。张等<sup>[52]</sup>以甲醇为工质，在低高宽比微通道中进行了流动沸腾不稳定性的研究，发现了三类不同的不稳定现象：流量漂移静态不稳定性、压力降型动态不稳定性以及压力降和密度波复合的动态不稳定性，并分析了质量流率、热通量、入口过冷度对不稳定性的影响。Wang 等<sup>[53]</sup>研究了微通道入口及出口结构对流动沸腾不稳定性的影响，他们采用了三种入口及出口结构布置方式，如图 1-15 所示，分别为（a）限制进出口的垂直进出液方式；（b）无限制的水平进出液方式；（c）限制入口的水平进出液方式。他们发现，当发生两相流不定时，三种结构对应的温度及压力的脉动幅度显著不同：结构（a）的脉动幅度最大，结构（b）的脉动幅度很小，而结构（c）几乎不发生脉动。实际上，结构（c）是等同与在通道上游设置节流装置，有效的抑制了压力降型脉动的发生。

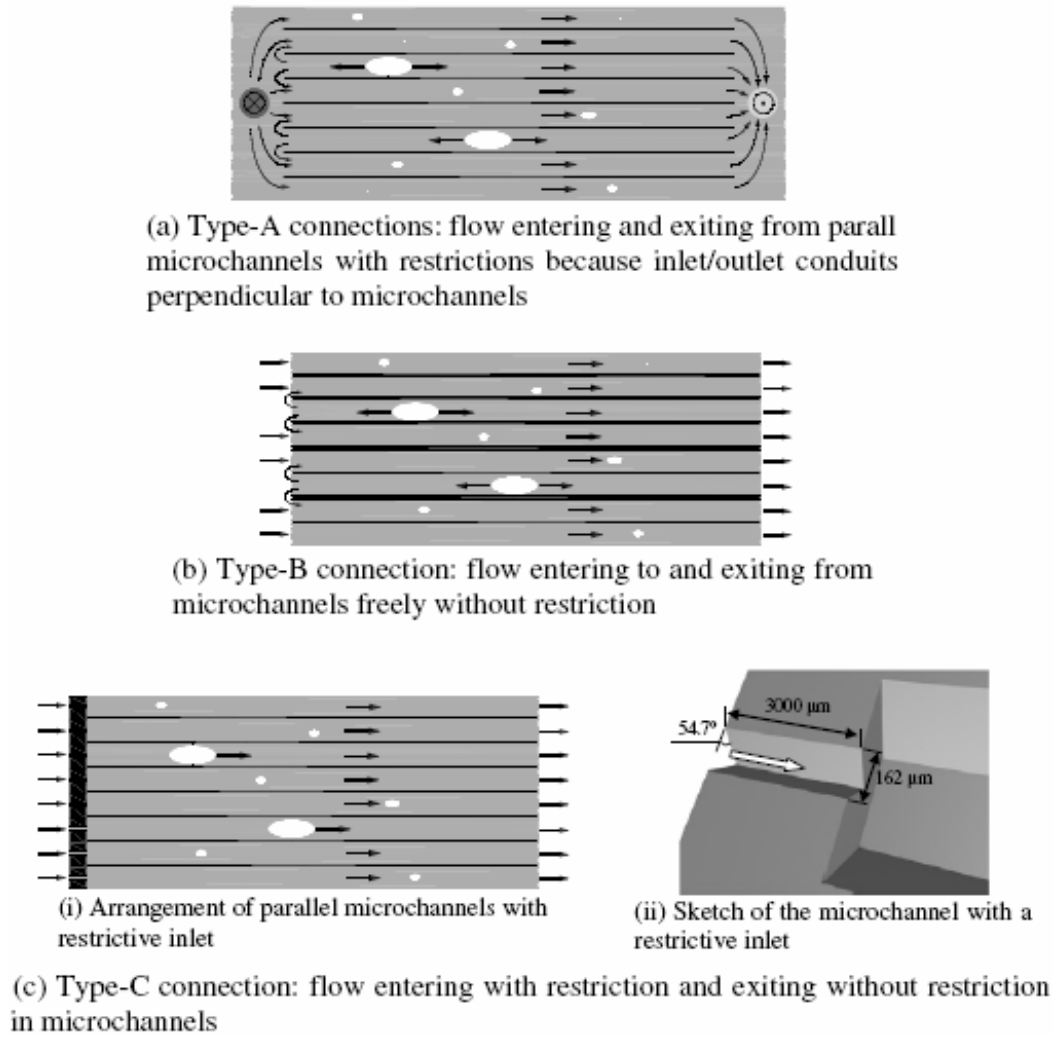


图 1-15 三种不同的微通道进出口布置 [48]

综上，由于微尺度下，通道尺寸较小，汽泡核化后迅速占据整个通道截面，流型的转换通常伴随着质量流率、壁面温度、压降的相互作用，使得微尺度下流动沸腾的不稳定现象非常复杂，微通道内流动不稳定性的研究尚需要较多更为深入的研究。

















### 1.3.2 微尺度流动凝结研究进展

常规尺度下，当蒸汽与低于饱和温度的壁面接触时将发生凝两种不同的凝结模式，即珠状凝结和膜状凝结。如果凝结液能很好的润湿壁面，它就壁面上形成液膜，称之为膜状凝结，此时，壁面被液膜覆盖，凝结放出的潜热必须穿过液膜才能传到冷却壁面；如果凝结液不能很好的润湿壁面，凝结液在换热面上形成一个个小液珠，称为珠状凝结。

相比微尺度沸腾换热,目前国内外对微尺度凝结换热的研究相对较少。随着通道尺度的减小,表面作用相对重要,微小的势差如温度差、浓度差等对通道内的汽液分布、流动以及传热特性产生重要影响。

王和杜<sup>[54]</sup>从实验和理论两方面研究了直径为 1~5mm 细管内凝结换热进行了研究,考虑凝结液膜的弯曲、汽液界面剪切力与液膜表面张力的影响,建立了竖管内流动凝结换热的物理模型。他们发现随着尺度减小,汽液界面切应力与液膜表面张力对流动凝结的影响增大,使得重力的作用相对减弱,并且圆管的尺度减小有明显的强化凝结换热的效果。安等<sup>[55]</sup>在内径为 468  $\mu\text{m}$  的微管内对流动凝结的流型进行了可视化研究,在实验中观察到了三种流型:柱塞状流,环状流和毛细泡状流。柱塞状流在质量流量较小时才出现,当质量流量较大时,流型以环状流和毛细泡状流为主。王和杜<sup>[56]</sup>在直径为 2-5 mm 的细玻璃管内对凝结换热的流型进行了可视化研究,分析了管径、倾角及质量流量对凝结换热流型的影响。研究发现表面张力和汽液剪切力的作用增强,而重力的相对作用减弱,分层流受到明显抑制。随着管径的减小,凝结液在管内分布均匀的环状流在流型图上占的区域增大,常规尺度下的分层流已经不适用于预测微细管中的流型。Baird 等<sup>[57]</sup>以 HCFC-123 和 R11 为工质,研究了内径为 0.92 和 1.92 mm 微管内的流动凝结换热特性。他们设计了一种新型的热电制冷器,可以用来定量控制局部的换热量。研究发现,质量流量和局部干度对局部换热系数的影响较大,而系统压力和管径大小对换热的影响相对较小。Shin 和 Kim<sup>[58]</sup>设计了一个新型的实验装置,可以精确测量单个通道的凝结换热系数,他们以 R134a 为工质,研究了内径为 0.691mm 的管内流动凝结换热系数和压降,发现 Nu 数和压降随着流体质量的增加而增大;在高质量流速下, Nu 数和压降随着蒸汽干度的增加而增大。Coleman 和 Garimella<sup>[59]</sup>以 R134a 为工质,在六种截面分别为圆形、方形以及矩形的微槽道中研究了流动凝结的换热特性,通道的结构尺寸分别为圆管(内径为 4.9mm)、方管(水力直径为 4mm、高宽比为 1)、矩形管(水力直径分别为 4.8mm、4.8mm、2.67mm、2.67mm,高宽比分别为 0.67、1.5、0.5、2)。他们把发现的流型结构进行了如表 1-4 所示详细的划分,并且基于他们的实验数据建立了流型图。通过对不同截面形状和不同高宽比通道内凝结换热特性的比较,他们发现对于具有相同水力直径的通道,截面形状和高宽比对凝结换热特性并无显著影响。

表 1-3 微槽道中凝结换热的流型划分<sup>[59]</sup>

Flow Regimes			
Annular	Wavy	Intermittent	Dispersed
			
Mist Flow	Discrete Wave (0)	Slug Flow	Bubbly Flow
			
Annular Ring	Discrete Wave (1)	Slug Flow	Bubbly Flow
			
Wave Ring	Discrete Wave (2)	Plug Flow	Bubbly Flow
			
Wave Packet	Disperse Wave (3)	Plug Flow	
	Note: Numbers above denote intensity of secondary waves		
Annular Film			

Médéric 等<sup>[60]</sup>对水力直径分别为 10、1.1、0.56mm 的微管中的流动凝结现象进行了可视化研究，他们将所发现的流型划分为三个区：环状流区、泰勒泡区和球形气泡区，他们发现随着尺度的减小，毛细力的影响增大，在环状流区表现出了与大尺度不同的流动规律。随后，他们专门研究了水力直径为 0.56mm 的玻璃毛细管中的流动凝结的空隙率特性<sup>[61]</sup>。他们采用高速 CCD 获取了微管内的流动凝结流型，并借助于图像处理技术，获取了实时的以及沿流动方向的时均截面空



隙率。

Wang 等<sup>[62]</sup>提出了用于计算膜状凝结换热系数的理论模型。在此模型中，他们考虑了表面张力、汽液界面切应力以及重力的影响，并且应用此模型对工质 R134a 在内径为 1mm 的微管内的流动凝结换热特性进行了数值模拟。Wang 和 Rose<sup>[63]</sup>在他们的后续工作中，考虑了各种不同的截面形状对凝结换热的影响，进一步修证了此理论模型。

由于硅基换热器易于与微电子芯片集成，对硅基换热器内的两相流动与传热在国际热物理领域引起了越来越多的重视。Chen 和 Cheng<sup>[64]</sup>在国际上较早研究了硅基微通道内的流动凝结换热特性，实验中所微通道是由标准 MEMS 工艺加工而成，通道截面为梯形，水力直径为  $75\mu\text{m}$ ，所用工质为饱和水蒸汽，冷却方式为室内空气的自然对流冷却。他们的可视化研究发现，通道内的蒸汽在凝结过程中，小液珠在通道上游壁面聚集，在中心汽核的剪切作用下，小液珠不断在通道下游聚集，形成凝结液和蒸汽的间歇流动。在实验中，他们没有发现宏观通道中存在的环状流、波状流流型。他们对宏观尺度下珠状凝结的实验系数关联式进行了修正，并发现珠状凝结的换热系数随着通道水力直径的减小而增大。

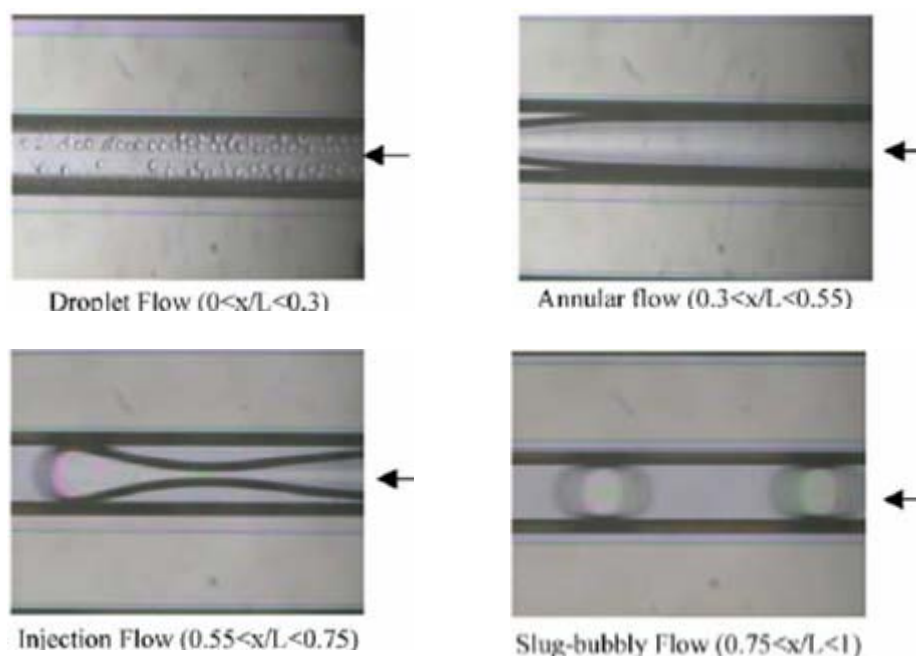


图 1-16 水力直径为  $82.8\mu\text{m}$  的硅基微通道中的凝结流型<sup>[65]</sup>

Wu 和 Cheng<sup>[65]</sup>对水力直径为  $82.8\mu\text{m}$  的梯形截面微通道中的流动凝结流型

进行了可视化研究，所采用的工质为饱和水蒸汽，通道由温度为  $8^{\circ}\text{C}$  的恒温水强制对流冷却。他们在沿通道流动方向上发现了如图 1-16 所示的四种流型结构。分别为珠状流动、环状流动、蒸汽喷射流、弹状汽泡流，并发现在同一入口压力和质量流量下，通道内的流型不仅与位置有关，还与时间有关。在蒸汽喷射流中，存在汽泡周期性生长和脱离现象，当质量流量减小时，蒸汽喷射流发生的位置往通道下游移动。通道内流型的周期性变化引起通道壁面温度大幅度脉动，他们首次报道了硅基微通道中由于流型周期性变化导致的流动凝结换热过程的不稳定性。Hu 和 Chao<sup>[66]</sup>在水力直径为  $73\sim 237\ \mu\text{m}$  的梯形截面微通道中研究了蒸汽的凝结换热特性。他们发现了五种不同的流型结构，其中弹状汽泡流为主要的流型，它决定了微通道冷凝器的总体传热系数和压降特性；对比研究发现，对于不同水力直径的微通道，当通道尺度减小时，换热系数增大，同时压降也增大；在高热通量下，汽泡更容易聚合而形成拉长的汽泡流，这种拉长的汽泡流依靠汽泡周围的薄液膜与冷却壁面交换热量，既强化了换热，同时减小了流动阻力。

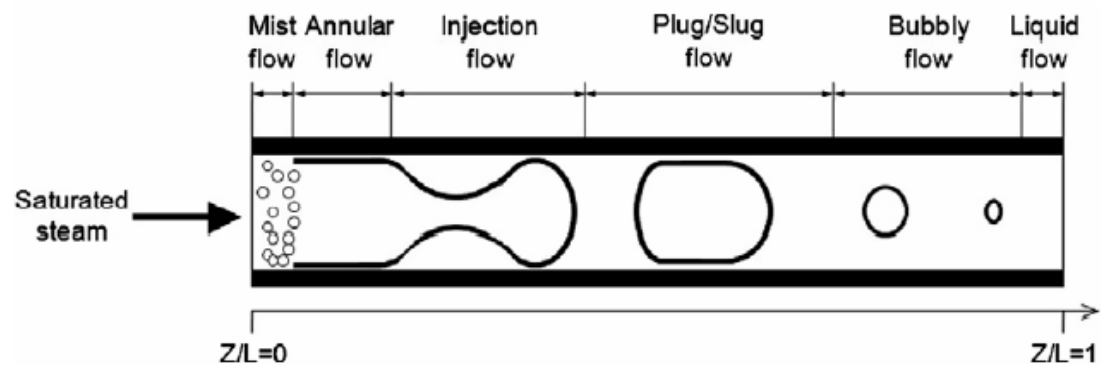


图 1-17 硅基微通道中的凝结流型<sup>[67]</sup>

Quan 等<sup>[67]</sup>在水力直径为  $90\ \mu\text{m}$  和  $136\ \mu\text{m}$  的硅基并联微通道中研究了蒸汽凝结过程中从环状流到弹状流的转换，他们在实验中发现的流型结构如图 1-17 所示。研究发现，环状流到弹状流的转换位置取决于质量流量以及冷却强度。随后他们在水力直径分别为  $120\ \mu\text{m}$  和  $128\ \mu\text{m}$  的单微通道中研究了蒸汽质量流量以及冷却强度对蒸汽喷射流发生频率的影响。

综上，已有关于微尺度凝结换热的研究大部分在直径大于  $1\text{mm}$  的细玻璃管、金属管道中进行的，在硅基微冷凝器内的传热研究相对较少，尚未提出微尺度下通用性较强的实验关联式，硅基微冷凝器内凝结换热特性尚需进一步深入研究。

### 1.3.3 微加热元上的汽泡动力学研究进展

在微流控系统中，微执行器是用来做功的关键部件。微汽泡执行器是利用微流控系统中存在的汽液界面膨胀或者微加热元上核化产生的汽液界面膨胀做功而实现其功能的。微汽泡执行器由于耗能低、工艺简单、无运动部件、具有较高的可靠性而受到学术界和工业界越来越多的关注。在过去的几十年中，热式喷墨打印头已近成为微流控技术商业应用成功的典范。如图 1-18 所示，它是利用薄膜微加热元上产生微汽泡，汽液界面膨胀做功而将墨水从微喷嘴喷射出。整个墨滴喷射循环包括四个子阶段：（1）Microbubble nucleation—微加热元上的汽泡核化；（2）Bubble growth and droplet ejection—汽液界面膨胀做功将墨滴从喷嘴喷出；（3）Bubble collapse—微汽泡脱离和溃灭；（4）Refill—在毛细压力下重新冲液。除了热式喷墨打印头以外，人们利用微汽泡执行器的基本原理，研究开发了各种微流控功能器件，如微汽泡马达、微汽泡泵、微汽泡振荡器、微汽泡聚焦调节器等。

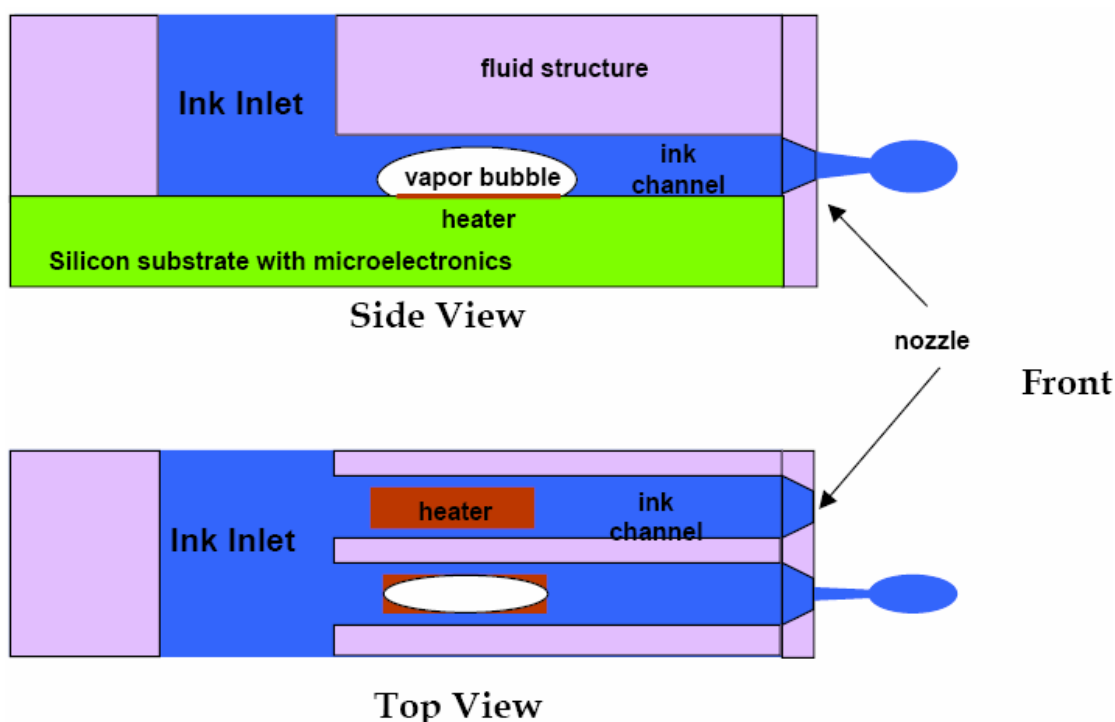


图 1-18 热式喷墨打印机工作原理图 [67]

目前，国内外微汽泡执行器的研究主要以下几个关键科学问题：

- （1）微加热元的形状、大小、粗糙度、表面性质等对汽泡核化的影响；

- (2) 微加热元上的功率参数对气泡膨胀速率的影响；
- (3) 微气泡爆炸性膨胀产生的压力脉冲对周围流场的扰动问题；
- (4) 微气泡周围的微小势差如温差、浓度差、电势差等对微气泡动力学的影响；
- (5) 微加热元上的气泡冷凝问题。

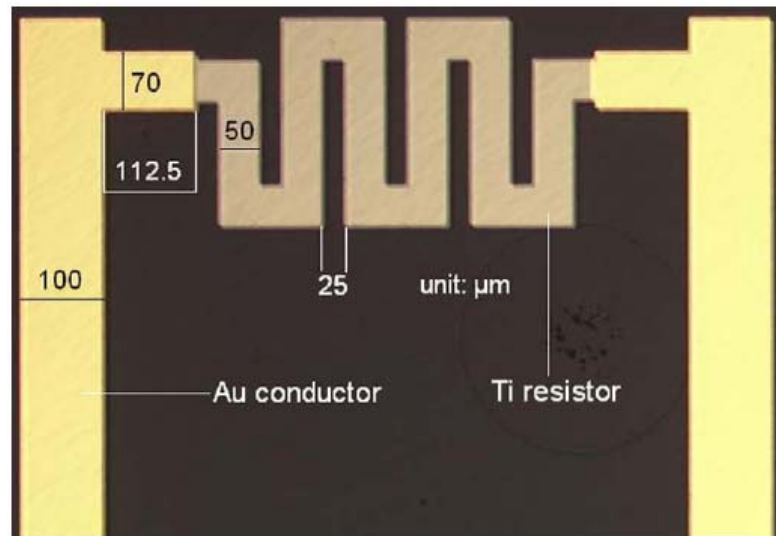
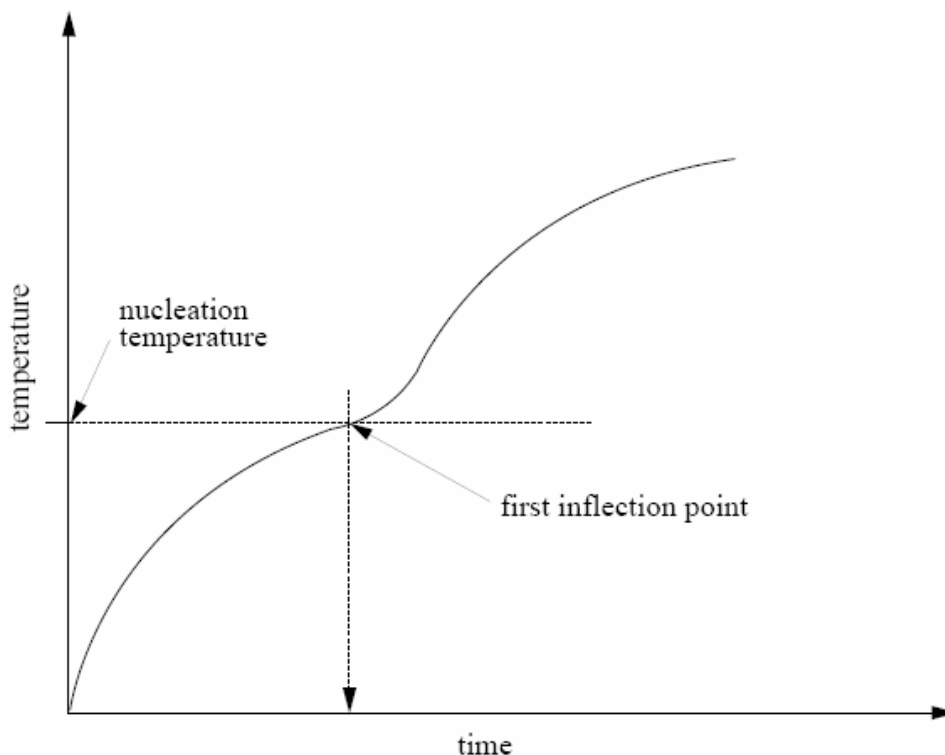


图 1-19 Ti/Au 薄膜微加热器<sup>[68]</sup>

Zhang 等<sup>[68]</sup>采用 MEMS 工艺设计并制作了如图 1-19 所示的 Ti/Au(钛/金)薄膜微加热器,其中 Ti 为薄膜电阻,其厚度为 270 nm; Au 作为导线和电极引线,其厚度为 70nm。他们提出了一种计算薄膜电阻及热导率的方法并采用有限元软件 ANSYS 对薄膜的电热特性进行了三维数值模拟。他们的数值模拟和实验结果均表明,导热是薄膜热量损失的主要原因,对流和辐射占热损失的份额相对较小。Avedisian 等<sup>[69]</sup>研究了宽度为 65  $\mu\text{m}$  的钽/铝合金薄膜上的微气泡核化现象。他们对薄膜的热敏特性进行了标定,发现薄膜的平均温度与电阻之间成线性关系。在实验中,薄膜既作为加热元件,同时又作为测温元件。在以水为工质的实验研究中发现,当薄膜上的热功率较低时,温度存在周期性振荡,说明存在气泡的核化和溃灭现象;当薄膜上的热功率较高时,温度曲线则呈单调上升趋势。在如图 1-20 所示的温度-时间曲线上,温升过程中的拐点代表了气泡核化点,整个实验过程中的最大温升速率和核化温度分别为  $0.25 \times 10^9 \text{ }^\circ\text{C} \cdot \text{s}^{-1}$  和 556 K,此核化温度达与壁面均质核化的理论温度相符,因此他们得出结论:当温升速率较大时

图 1-20 微加热器上的温升曲线<sup>[69]</sup>

微加热薄膜表面上的汽泡核化为均质核化。

Li 和 Peterson<sup>[70]</sup>对尺寸为 $100\mu\text{m}\times 100\mu\text{m}$ 的方形微加热器上的汽泡核化起始点和汽泡动力学特性进行了实验研究和数值模拟。他们采用了恒定功率和脉冲功率两种加热模式，发现对于表面平均粗糙度达 $5\text{nm}$ （与纯水的均质核化的汽泡临界尺寸相当）的光滑表面，无论加热速率高低，在其表面发生的核化均属于均质核化；当液体中含有不凝性气体时，光滑表面的核化温度明显降低，但是汽泡核化时产生汽泡爆炸现象的剧烈程度增大，汽泡冷凝时所需时间变长。对于有微米级缺陷的薄膜表面，其核化温度明显降低，并且加热速率对核化温度有显著影响。Deng 等<sup>[71]</sup>研究了不同浓度的 DNA 溶液中微加热元上的汽泡核化特性，所采用的 Pt 薄膜微加热元的尺寸为 $10\mu\text{m}\times 2\mu\text{m}$ ，Pt 薄膜既作为加热元件同时作为测温元件。在脉宽为 $1.66\text{ms}$ 的脉冲功率加热过程中，其温升曲线上的“V”形拐点表示汽泡核化起始点。研究发现，薄膜表面的汽泡核化温度随着 DNA 溶液浓度的增大而升高；对于相同浓度的溶液，当热功率较高时，薄膜表面的核化温度升高；基于三维导热模型，他们对薄膜周围的温度场进行了非稳态数值模拟，发现汽泡核化前，薄膜周围的过热区域的大小与薄膜的尺寸相当。

Yin 等<sup>[72]</sup>以 FC-72 为工质, 研究了尺寸为  $260\mu\text{m}\times 260\mu\text{m}$  的方形微加热器上的汽泡生长特性, 实验的热流密度范围为  $3\sim 44\text{ MW/m}^2$ , 加热脉冲宽度为  $1\sim 10\text{ ms}$ 。他们的研究发现, 在所有工况范围内, 汽泡的核化生长均包含两个生长阶段, 即汽泡首先爆炸性生长, 然后经过短暂收缩后, 汽泡出现二次生长; 当热功率相对较低时, 汽泡核化时迅速长大并超过其热平衡尺寸, 然后收缩, 最后膨胀并稳定在其热平衡尺寸。当热功率相对较高时, 汽泡核化时以蒸汽膜的形式出现并迅速成长, 蒸汽膜经过幅度相对较大的收缩后迅速膨胀直至脉冲加热功率结束。他们对薄膜上汽泡的二次生长现象给出了两种解释: (1) 薄膜基底在脉冲加热时储存了较多热量, 此热量使得汽泡出现二次生长; (2) 汽泡迅速生长后被冷凝剧烈收缩, 在汽泡内聚集了较高的压力, 此压力使得汽泡二次生长。Deng 等<sup>[73]</sup>在过冷水中研究了 Pt 薄膜微加热器尺寸对汽泡核化特性的影响。他们设计了尺寸范围为  $0.5\mu\text{m}\sim 70\mu\text{m}$  的微加热器, 采用的脉冲功率的脉宽为  $1.66\text{ms}$ , 实验中的温升速率  $10^6\sim 10^7\text{ K/s}$ , 最高核化起始点温度为  $518\text{ K}$ 。研究发现, 存在一个临界的微加热器尺寸, 使得微加热器上的汽泡动力学特性显著不同。当微加热尺寸大于  $10\mu\text{m}$  时, 微加热器上仅有单个球形汽泡; 当微加热器尺寸大于  $10\mu\text{m}$  时, 微加热器上为椭球形汽膜。微加热器尺寸对汽泡核化对应的输入功率和功率密度的影响如图 1-21 所示。汽泡核化起始点对应的输入功率随着微加热器尺寸

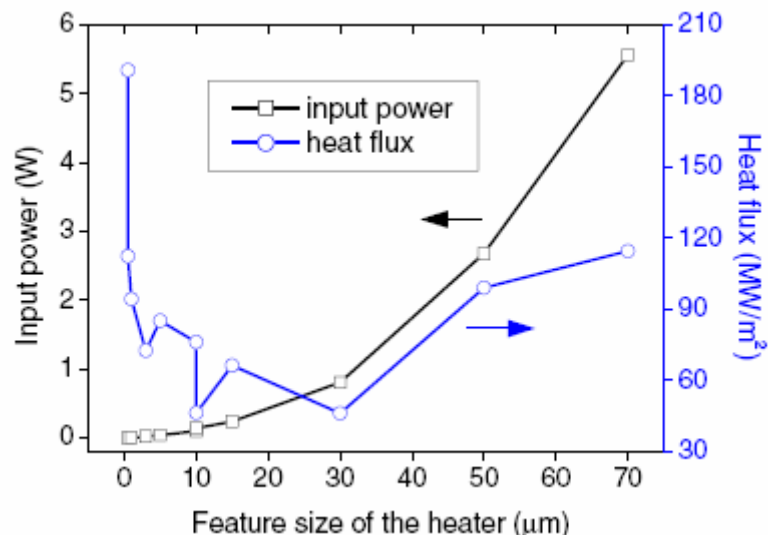


图 1-21 微加热器尺寸对汽泡核化对应的输入功率及功率密度的影响<sup>[73]</sup>

的增大而呈指数律增大, 即当微加热器尺寸较小时, 核化起始点对应的输入功率随着微加热器尺寸的增大而增大的趋势相对平缓; 当微加热器尺寸较大时, 核化

起始点对应的输入功率随着微加热器尺寸的增大而增大的趋势相对迅速。对于尺寸小于 $10\mu\text{m}$ 的微加热器，核化起始点对应的功率密度随着加热器尺寸的增大而减小；对于尺寸大于 $10\mu\text{m}$ 的微加热器，核化起始点对应的功率密度随着加热器尺寸的增大而增大。

Chen 等<sup>[74]</sup>在尺寸为 $270\mu\text{m}\times 270\mu\text{m}$ 的 Pt 薄膜微加热器上进行了 FC-72 的过冷沸腾研究，他们采用恒定功率加热，实验系统可以对微加热器表面温度控制精度达 $0.3^\circ\text{C}$ 。研究发现薄膜微加热器上的汽泡核化温度为 $136^\circ\text{C}$ ，已达到 FC-72 的过热极限，说明此核化过程为均质核化；汽泡在核化过程中爆炸性生长，一旦汽泡核化过程结束，微加热器表面沸腾可以在较低的过热度下保持，这是由于当第一个汽泡核化并脱离后，在微加热器上残留了汽体。Cavicchi 和 Avedisian<sup>[75]</sup>研究了尺寸为 $15\mu\text{m}\times 30\mu\text{m}$ 的 Pt 薄膜微加热器上的汽泡核化特性，发现在第一个和第二个两个连续的脉冲功率加热过程中，汽泡的核化温度明显不同，对于第一个功率脉冲，汽泡核化在薄膜微加热器的特定位置出现并且核化温度较高；对于第二个功率脉冲，汽泡核化位置带有随机性并且核化温度与第一个脉冲的汽泡核化温度相比明显偏低。他们认为这两个连续脉冲之间的差异是由纳米汽泡造成的，即第一个汽泡核化溃灭后在薄膜微加热器上形成纳米级大小的汽泡而影响到后续的核化过程。

由于微加热器上的汽泡爆炸性生长过程中会产生压力波，此压力波可以用作微流控系统的扰动源，汽液界面膨胀产生的膨胀功可以用来驱动流体流动。Zhao 等<sup>[76]</sup>研究了薄膜微加热器上汽泡爆炸性生长时产生的压力脉冲及膨胀功。他们在实验中采用的薄膜微加热器尺寸为 $100\mu\text{m}\times 100\mu\text{m}$ ，采用的加热脉冲的脉宽为 $6\mu\text{s}$ ，汽泡爆炸性生长产生的声压由高精度高响应时间的压力传感器测量。他们给出了微加热器表面产生汽泡爆炸性生长的条件，即：

$$\frac{dT}{dt} > \pi\Omega\alpha(T^* - T_s) \quad (1-12)$$

上式中， $\frac{dT}{dt}$  表示温升速率， $\Omega$  表示单位加热表面上的泡核密度， $\alpha$  为液体的热

扩散率， $T^*$ 为液体的过热极限， $T_s$ 为液体的饱和温度。实验中，测得汽液界面的最大膨胀速度达 17m/s，采用 Rayleigh-Plesset 方程<sup>[77]</sup>计算出汽泡内的压力可达 7bar，并计算出不同脉冲功率下电能转换为机械功的转化效率，其转换效率一般在 0.25%量级。

在微汽泡执行器应用方面，Tai 和 Lin<sup>[78]</sup>设计了如图 1-22 所示的微汽泡泵。

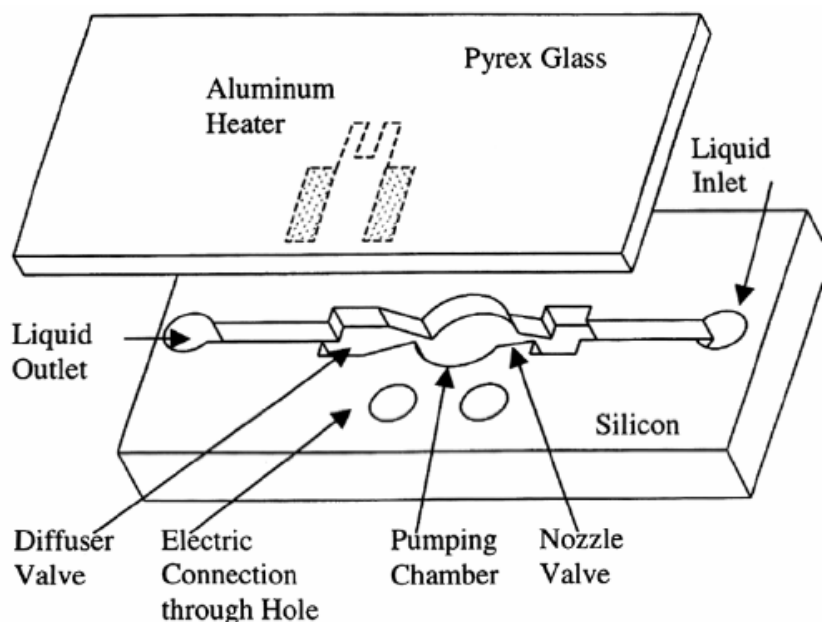


图 1-22 微汽泡泵结构示意图<sup>[78]</sup>

它是由上层玻璃和底层硅基组成，硅基上有入口槽、出口槽、泵腔以及泵腔两侧的喷嘴，玻璃盖板正对泵腔处溅射有铝薄膜微加热器，用于在脉冲功率控制下周周期性产生汽泡。该微汽泡泵的工作原理如图 1-23 所示，当汽泡膨胀时，扩张段流出的体积流量大于喷嘴段流出的体积流量；当汽泡收缩时，扩张段流入的体积

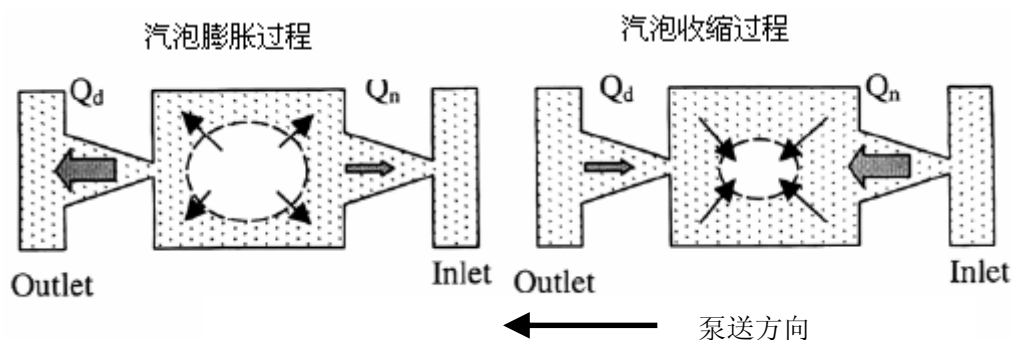


图 1-23 微汽泡泵工作原理示意图<sup>[12]</sup>



流量小于喷嘴段流入的体积流量，这样经过整个汽泡膨胀和收缩周期，便会形成从喷嘴流向扩张段的净流量。其流量可由下式求出<sup>[79]</sup>：

$$Q = 2Vf \left[ \frac{(\varepsilon_n/\varepsilon_d)^{0.5} - 1}{(\varepsilon_n/\varepsilon_d)^{0.5} + 1} \right] \quad (1-13)$$

上式中， $V$  为一个汽泡膨胀及收缩周期泵腔内流体的体积变化， $f$  为汽泡发生的频率， $\varepsilon_n$ ， $\varepsilon_d$  分别为喷嘴和扩张段的阻力系数。

Takahashi 等<sup>[80]</sup>研究了汽泡周围的 Marangoni 对流效应，该效应的基本原理如图 1-24 所示，在微尺度下，汽泡两侧可能存在温度梯度，由于大多数液体的

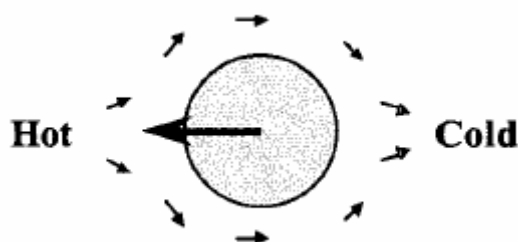


图 1-24 温度梯度作用下的 Marangoni 效应示意图

表面张力随着温度的减小而增大，因此汽泡周围的液体在表面张力的驱动下往低温区迁移，液体的迁移在汽泡表面产生一个反作用力使汽泡往高温区迁移，这就是 Marangoni 对流效应，此外由于浓度差的存在造成的组分迁移也会引起 Marangoni 对流效应。他们推导出了温度梯度控制下作用在二维汽泡上单位长度的 Marangoni 效应力，即：

$$f = 2 \int_0^\pi \frac{\partial \sigma(T_l)}{\partial T_l} \frac{\partial T_l}{R \partial \theta} \sin \theta \cdot R d\theta \quad (1-14)$$

其中  $\sigma(T_l)$  为汽液界面的界面张力， $T_l$  为液体的温度。

汽泡在 Marangoni 效应作用下的迁移运动可以在很多微流控系统中得到应用。Takahashi 等<sup>[81]</sup>基于 Marangoni 效应，设计了一种由环形微加热器阵列控制的微汽泡马达，该微汽泡原理结构如图 1-25 所示，微加热器阵列由逻辑寻址电

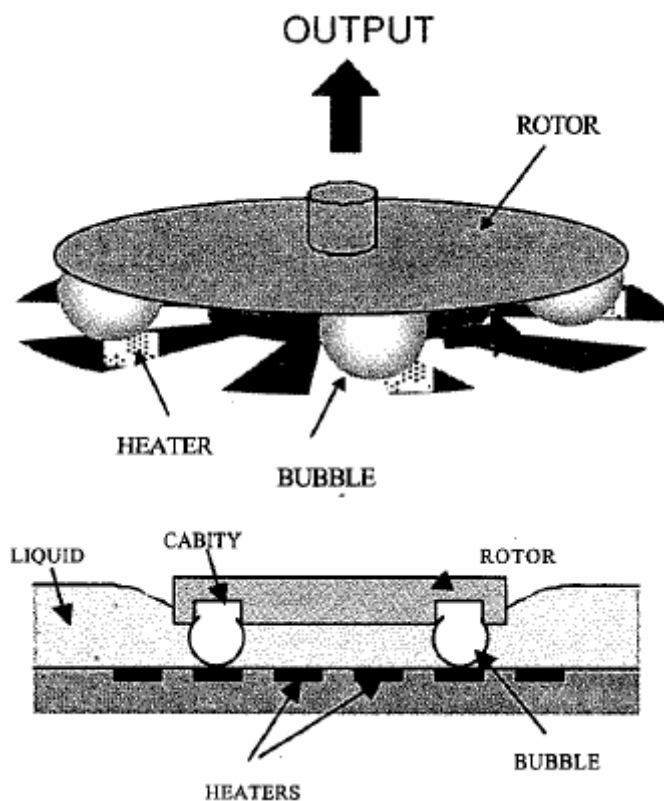


图 1-25 基于 Marangoni 效应的微汽泡马达结构示意图<sup>[81]</sup>

路和延迟电路组成，从而在三个彼此相邻的微加热器上形成延时脉冲序列，控制汽泡沿顺时针或逆时针旋转并带动转子旋转输出机械功。

## 1.4 本文的研究目的和研究内容

### 1.4.1 研究目的

热学微流控系统是当今国际前沿和热点研究领域，相变现象广泛的存在于各种热学微流控系统中，它既可以作为热量的释放方式，同时可以利用汽液界面的膨胀实现机械功的输出。虽然汽泡式喷墨打印头作为相变微流控系统商业应用成功的典范，已经创造了巨大的市场价值，但微流控系统中相变问题的研究尚处在早期阶段，就汽泡式喷墨打印头本身而言，目前国际上学术界和工业界仍然投入大量的精力和财力进行研究，以期提高其控制精度和打印分辨率。

由于采用的加工工艺不同，微流控系统表面的性质与宏观尺度表现出很大的不同；同时，在微尺度下，各种表面效应的存在以及各种力的重要性发生改变，使得微流控系统相变过程表现出与宏观尺度不同的性质。当前，国际上关于微尺度相变的研究结果相对比较分散，有些结果甚至互相矛盾，因此，尚未形成

类似于宏观尺度下相对统一的实验及理论结果,对微尺度的相变过程仍需要进一步深入细致的研究,以便为热学微流控系统的设计和运行提供理论和实验依据。

## 1.4.2 研究内容

在前人研究的基础上,本文对热学微流控中存在的三类典型微尺度相变问题,即微尺度流动沸腾、微尺度流动凝结以及微加热器上的汽泡动力学进行了深入细致的研究。

### 1.4.2.1 具有交错结构的微流控芯片中流动沸腾研究

已有关于微尺度沸腾换热的研究大部分是在结构简单的矩形、三角形或梯形截面的微通道中进行的,而微流控系统中存在大量的交错、弯曲、分叉结构的微通道,研究此类结构较为复杂微通道中的沸腾现象有助于加深对微流控系统内的沸腾现象的理解和认识。因此本文采用标准 MEMS 工艺设计并制作了一种水力直径为  $155.4\mu\text{m}$  的交错结构并联微通道,对该复杂结构微通道中的流型、传热系数和不稳定性进行了深入细致的研究。

### 1.4.2.2 低高宽比单微通道内流动凝结换热研究

微尺度凝结作为沸腾换热的逆过程,与微尺度沸腾换热相比,在国际上的研究相对较少。再换热器设计中,通道肋壁一般采用大高宽比设计,以增大其比表面积从而增强其换热能力。在微尺度下,由于微换热器内的流型要借助显微镜才能观测,但较大的高宽比超出光学可视化系统的景深,导致光学可视化系统无法清晰识别通道深度方向的流型结构。因此,本文采用标准 MEMS 工艺设计并制作了一种低高宽比的矩形微通道,并采用体式显微镜和高速摄影仪对其内部的蒸汽凝结换热现象进行了深入细致的研究。

### 1.4.2.3 并联微通道中蒸汽凝结换热的多通道效应

在宏观尺度下,并联通道可以引起各通道的流量分配不均以及两相流的并联通道流动不稳定性。在已有微尺度相变过程的研究中,虽然有许多研究采用了并联微通道实验件,但是尚未有研究涉及微通道中多通道效应对微尺度流动和换热影响的研究。因此我们采用标准 MEMS 工艺设计并制作了一种低高宽比的并联

微通道,以水蒸汽为工质研究了并联结构微通道中多通道效应对微尺度凝结换热的影响。

#### 1.4.2.4 Pt 薄膜微加热器上的汽泡动力学研究

理解和认识微加热器上的汽泡动力学特性对于微流控系统中微汽泡执行器的设计和运行都具有重要的指导意义。目前,微加热器上的汽泡动力学特性研究仍是国际研究的前沿热点,已有研究大都关于汽泡核化、脱离、溃灭以及不同尺寸微加热器对微汽泡动力学的影响,而加热功率的脉冲参数对微汽泡动力学影响的深入研究相对较少,因此,本文采用标准 MEMS 工艺,设计并制作了一种尺寸为 $100\mu\text{m}\times 20\mu\text{m}$ 的 Pt 薄膜微加热器,研究了微加热器上的脉冲功率参数如脉冲频率、脉冲宽度、占空比等对微汽泡动力学的影响。

## 第二章 具有交错结构的微流控芯片中流动沸腾的研究

### 2.1 前言

微通道内的流动和传热由于其在高热流密度电子芯片冷却、生物工程、微电子机械系统 (MEMS)、化学分析以及航空航天等领域广阔的应用前景, 已经成为近年来国际传热领域研究的热点。已有研究主要针对结构较为简单的三角形、梯形或矩形微通道, 而复杂结构的微流控芯片 (如弯曲、交叉结构) 在生物芯片、化学分析、航空航天等领域具有广泛的应用前景, 因此对复杂结构微通道中的流动沸腾研究, 具有重要意义。在目前已公开发表的文献中, 未见有对复杂结构微流控芯片中流动沸腾的研究报道。

由于通道尺寸较小, 单纯的高速摄影仪无法获取通道内的流型结构, 因此本研究的光学可视化系统采用了高速摄影仪与显微镜组合的方式来获取通道内的流型结构。对于温度测量, 宏观尺度下最常用的测温元件为热电偶, 但是在微尺度下, 通道内难以布置热电偶, 即使布置了热电偶, 它会对通道内的汽泡核化以及流体流动产生重要影响; 通道外壁面布置热电偶也会影响到整个壁面上的温度分布, 鉴于此, 本章采用了非接触式测温方法, 即采用高精度红外热成像仪测量芯片背面的温度场。本章的研究结果将为生物工程、化学分析、航空航天等领域应用的复杂结构微流控芯片的设计和运行提供参考。

### 2.2 实验装置

#### 2.2.1 实验件结构设计及 MEMS 工艺流程

本实验采用 MEMS 加工工艺制作硅基微流控芯片, 与常规机械加工工艺相比, 克服了表面粗糙度的影响, SEM 扫描电镜表明其表面粗糙度 $<1\mu\text{m}$ 。如图 2-1 所示, 微流控芯片由底层硅基及上层耐热玻璃键合而成, 以便于对芯片内的流动进行可视化研究。在沿流动方向上, 硅基上刻蚀有 10 个水力直径为  $155.4\mu\text{m}$  的并联三角形微通道, 5 个横向梯形通道将整个通道沿流动方向划分成 6 个区域。微流控芯片是由 $\langle 100 \rangle$ 晶面的双面抛光的硅片加工而成, 硅片尺寸为 4 英寸 $\times$ 4 英寸。微流控芯片的加工工艺流程如图 2-2 所示, 主要工艺流程如下:

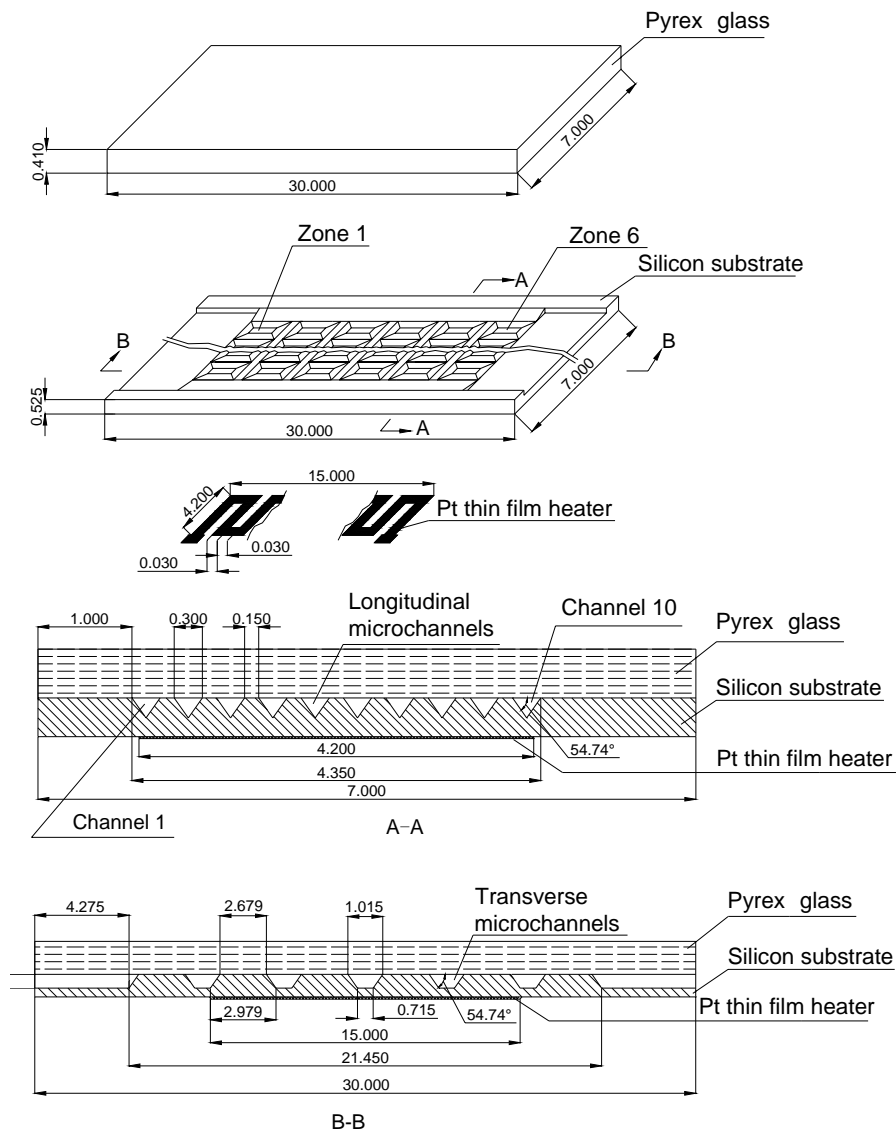


图 2-1 具有交错结构的微流控芯片实验件

- (a) 采用低压化学气相沉淀(LPCVD)工艺在硅片的上下两个表面沉积厚度为 3000 埃的氧化硅薄膜;
- (b) 在两个表面的氧化层上继续沉积厚度为 1500 埃的氮化硅;
- (c) 在上表面涂布光刻胶, 进行光刻, 定义微通道位置;
- (d) 通过选择性反应离子刻蚀对上表面厚度为 1500 埃的氮化硅层进行刻蚀;
- (e) 通过选择性反应离子刻蚀对上表面厚度为 3000 埃的氧化硅层进行刻蚀;
- (f) 去除光刻胶;

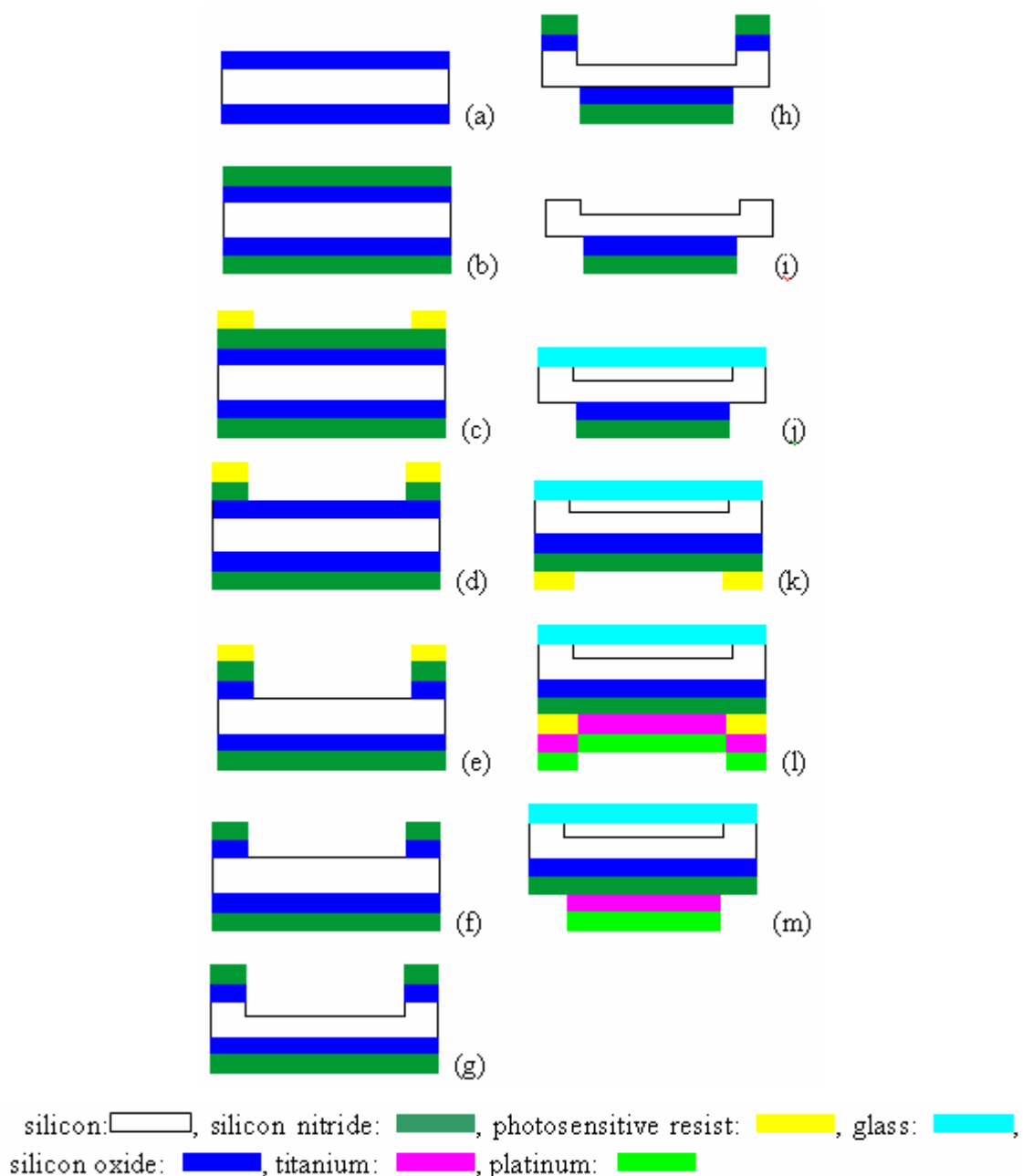


图 2-2 微流控芯片的 MEMS 加工工艺流程

- (g) 采用 KOH 湿式刻蚀在硅片上表面刻蚀深度为  $212\mu\text{m}$  的微通道；
- (h) 对背面的氮化硅和氧化硅层进行选择性反应离子刻蚀；
- (i) 将正面剩余的氮化硅和氧化硅层通过选择性反应离子刻蚀去除；
- (j) 将硅片与 7740 耐热玻璃进行静电键合；
- (k) 背面涂布光刻胶，进行光刻，定义背面加热膜位置；
- (l) 背面沉积厚度为 1000 埃的钛薄膜，在钛薄膜上沉积铂薄膜加热电阻；

(m) 去除光刻胶，剥离得到背面铂加热膜；

## 2.2.2 实验平台

本研究采用的实验系统如图 2-3 所示，整个系统由供液系统、测试芯片、管路系统、数据采集系统和集液系统五部分组成。其中供液系统由氮气瓶、高精度调压阀、储液罐和智能温控仪组成，智能温控仪可以调节储液罐中工质的温度从而控制芯片入口处工质的过冷度；高精度调压法用于调节储液罐内的压力，从而控制进入芯片的流量；数据采集系统由高速摄影仪、体视显微镜、红外热成像仪、高速示波器、压力传感器、压差变送器及热电偶组成。

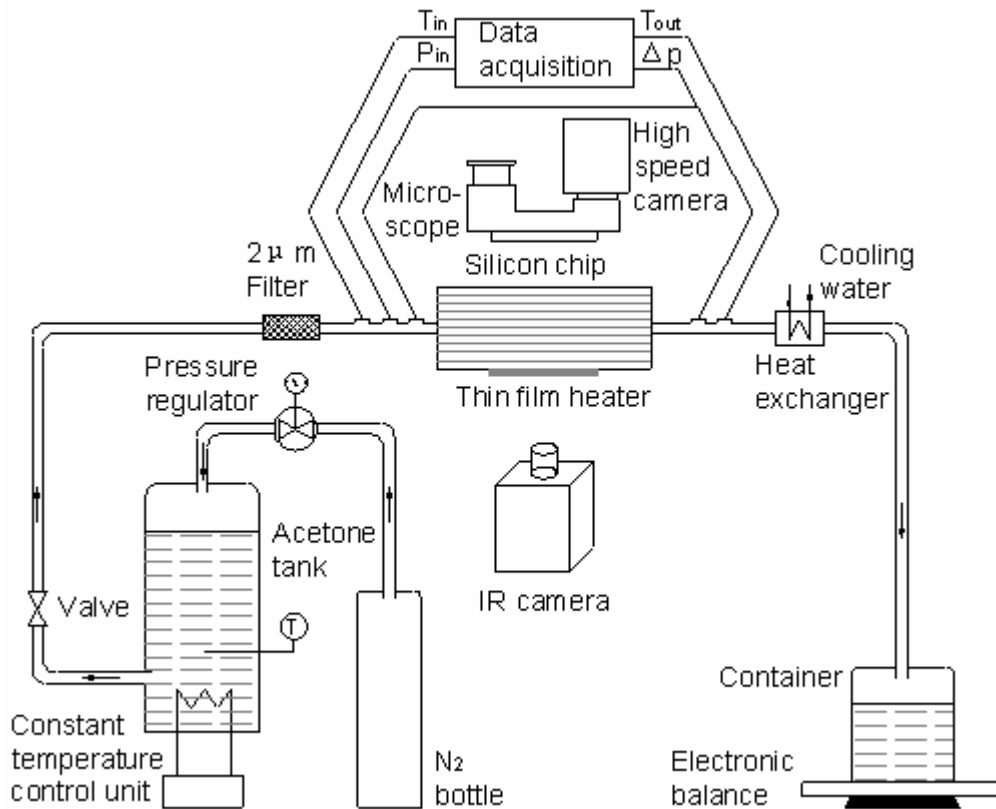


图 2-3 实验系统

高速摄影仪、体式显微镜和红外热成像仪共同组成了非接触光学可视化测量系统，其系统组合如图 2-4 所示，通道内的流动结构经过体视显微镜放大后可由高速摄影仪采集。红外热成像仪用于获取芯片背面的温度场。实验中，光学可视化系统测量区域的相对位置如图 2-5 所示，高速摄影仪的拍摄范围为区域 3 和区域 4，其区域大小为  $7.39\text{mm} \times 4.35\text{mm}$ ；芯片背面红外热成像仪的测温区域



大小为  $4.2\text{mm} \times 15\text{mm}$ 。压力传感器用于测试芯片入口的压力；压差变送器用于测试流体经过芯片的压力降；热电偶用于测试芯片进出口的流体温度。集液系统包括冷凝器、烧杯和高精度电子天平。冷凝器用于冷却芯片流出的汽液两相流使之变为单相流体，经烧杯收集后由电子天平称重，计算出其时均质量流量。

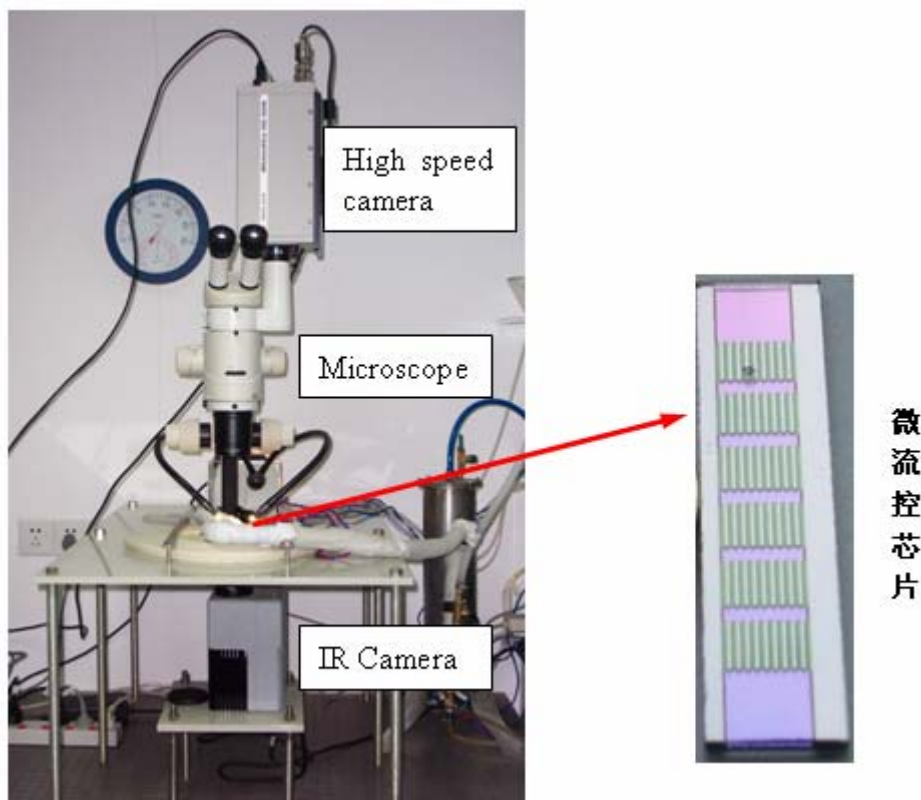


图 2-4 光学可视化系统

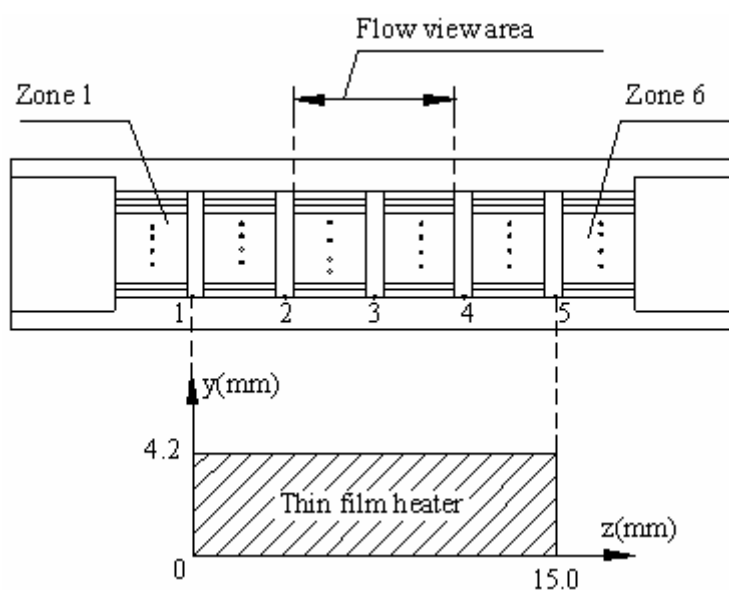


图 2-5 测量区域的相对位置

### 2.2.3 红外测温原理及测温精度校准

由斯蒂芬—玻尔兹曼定律可知，物体的辐射功率与其温度之间存在如下关系：

$$E = \varepsilon\sigma T^4 \quad (2-1)$$

其中  $E$  为辐射功率，单位为  $W/m^2$ ， $\varepsilon$  为物体的发射率， $\sigma$  为斯蒂芬—玻尔兹曼常数，其值为  $5.67 \times 10^{-8} W/(m^2 \cdot K)$ ， $T$  为物体的绝对温度，单位为  $K$ 。辐射功率一般可由红外热像仪的探测器获得，若辐射功率和发射率已知，就可以求出物体的温度。

要利用红外热像仪精确测温，必须首先标定物体的发射率。发射率的校准通常采用以下方法，对存在固定发射率的表面，先以任意发射率进行测温，然后利用标准热电偶测得物体的实际温度，然后根据两侧温度的不同校正发射率，直至红外测温结果与热电偶一致，此时采用的发射率即为物体的实际发射率。采用红外热像仪测量微换热器的温度在国际上已有报道，如 Hetsroni 等<sup>[49]</sup>在微尺度沸腾换热的研究中，采用红外热像仪获取了硅基微换热器的壁面温度。Xu 等<sup>[82]</sup>提出了基于热边界层中断原理强化微尺度单相换热的概念，并基于此概念设计了普通微通道换热器和热边界层中断型微通道换热器。在相同条件下，他们利用红外热像仪获得了两种不同结构设计的壁面温度分布，如图 2-6 所示，可以看出才用热边界层中断的微换热器强化换热效果显著。

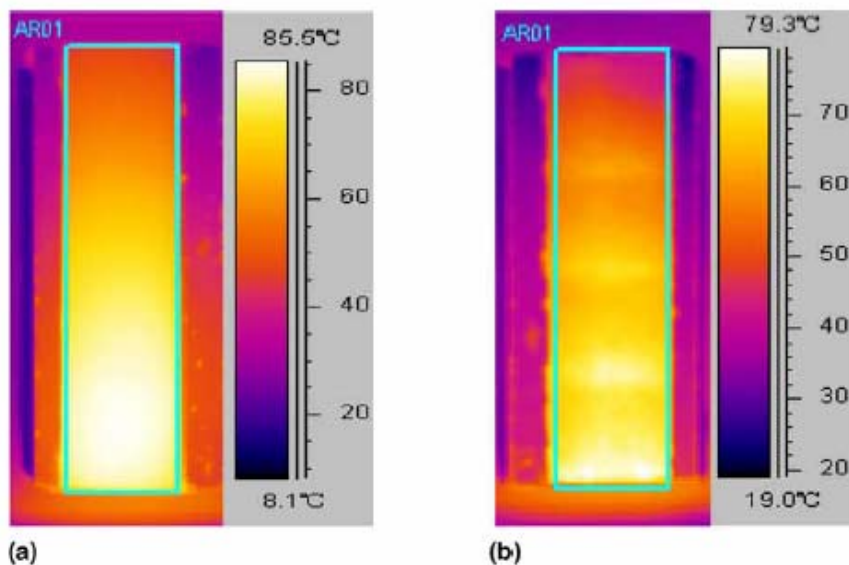


图 2-6 普通微通道 (a) 及热边界层中断型微通道 (b) 换热器的壁面温度场

### 2.2.4 实验过程

实验开始前,在储液罐中装入已充分除气的去离子水,整个实验过程按照以下步骤进行:

- (1) 调节智能温控仪,设定储液罐中的液体温度。
- (2) 待储液罐中的液体温度达到预设值时,打开氮气瓶,利用高精度调压阀调节储液罐中的气源压力,并使之保持恒。
- (3) 打开储液罐的出口阀,储液罐中的液体在气源压力的作用下依次流经过滤器进入芯片,从芯片流出后进入电子天平上的收集烧杯中称重。
- (4) 利用红外热成像仪实时监控芯片背面的温度场,待芯片达到单相换热热平衡后开始对芯片加热;同时,利用高速摄影仪监控芯片内部的流型,直至芯片内发生相变时停止加热,保持热功率恒定。
- (5) 待芯片达到相变换热的热平衡后,利用高速摄影仪记录通道内的动态流型结构,利用红外热成像仪记录芯片背面的动态温度场,利用数据采集仪记录温度及压力的动态变化。
- (6) 改变芯片上的加热功率,重复步骤(5)以研究功率对微尺度流动沸腾的影响。
- (7) 改变储液罐的气源压力,重复步骤(2)~(5)以研究质量流量对微尺度流动沸腾的影响。
- (8) 调节智能温控仪的预设温度,重复步骤(2)~(5)以研究芯片入口过冷度对微尺度流动沸腾的影响。

## 2.3 实验数据处理与不确定度分析

### 2.3.1 数据处理

本实验采用丙酮(分析纯)为工质,丙酮的物性参数通过化合物物性手册<sup>[83]</sup>查得。在一个标准大气压下,丙酮在饱和状态下的物性参数如表 2-1 所示。通过铂薄膜电阻加入到工质中的热流可由下式求得:

表 2-1 一个标准大气压下丙酮饱和状态的物性参数

$T_{sat}$	$\rho_f$	$c_{pf}$	$c_{pg}$	$h_{fg}$	$\mu_f$	$\mu_g$	$k_f$
°C	kg/m <sup>3</sup>	J/(kg°C)	J/(kg°C)	J/kg	Pa s 10 <sup>-4</sup>	Pa s 10 <sup>-6</sup>	W/(m°C)
56.3	748.0	2302.5	1380.6	512.9	2.3	8.31	0.518

$$q = \frac{\phi VI}{2NbL_h} \quad (2-2)$$

其中， $V$ ， $I$  为输入的电压及电流， $2bL_h$  为单个微通道的内壁加热面积， $L_h$  为沿流动方向的加热总长度， $N$  为通道总数， $\phi$  为热效率，由单相流体在微流控芯片中的热平衡获得。入口雷诺数 (Reynolds number) 由  $Re = UD_h / \nu$  求得，其中  $U$  为入口处液体的平均流速， $\nu$  工质入口条件下的动力粘性系数。在沿流动方向上，可将整个流动区域划分为单相流区和两相流区，单相区长度  $L_{sp}$  由热平衡得到：

$$L_{sp} = \frac{\dot{m}c_{pf}L_h(T_{sat} - T_{in})}{q} \quad (2-3)$$

式中  $\dot{m}$  为由称重法测得的时均质量流速， $T_{sat}$  为工质的饱和温度。假设在单相流动区域工质温度沿流动方向呈线性分布，即

$$T_f(z) = T_{in} + \frac{z}{L_{sp}}(T_{sat} - T_{in}) \quad (2-4)$$

沿流动方向坐标为  $z$  处的热力学干度  $x(z)$  可由能量守恒

$$\frac{z}{L_h} \frac{q}{\dot{m}} = c_{pf}(T_{in} - T_{sat}) + h_{fg}x(z)$$

求得:

$$x(z) = \frac{c_{pf}(T_{in} - T_{sat}) + \frac{z}{L_h} \frac{q}{\dot{m}}}{h_{fg}} \quad (2-5)$$

上式中  $x(z)$  在单相区为负值, 在两相区为正值。

通道内壁面与流体的局部换热系数  $h(z, y)$  可由下式求得 :

$$h(z, y) = \frac{q}{T_w(z, y) - T_f}, \quad \text{其中 } T_f \begin{cases} \text{单相区 } (z \leq L_{sp}): T_f = T_f(z) \\ \text{两相区 } (L_{sp} < z < L_h): T_f = T_{sat} \end{cases} \quad (2-6)$$

沸腾数 (*Boiling number*) 表示无量纲的沸腾强度, 定义为:

$$Bo = \frac{q}{Gh_{fg}} \quad (2-7)$$

其中  $G$  为流经通道的质量流速,  $h_{fg}$  为工质的汽化潜热。

液相表观弗劳德数 (*Froude number*) 定义为:

$$Fr_{LS} = U^2 / (gD_h) \quad (2-8)$$

其中  $U$  为通道中假设全部工质为液体时的液相表观速度,  $g$  为重力加速度,  $D_h$  为通道的水力直径。

### 2.3.2 不确定度分析

芯片进出口温度由 K 型热电偶测量, 其测温的不确定度为  $0.2^\circ\text{C}$ ; 芯片入口压力采用 Setra 206 高精度传感器测定, 其响应时间为 0.1s, 测量的不确定度为 0.13%; 芯片两端的压差采用 Senex 差压变送器测量, 其响应时间为 0.1 s, 不确定度为 0.25%; 质量流速的不确定度为 1%。

表 2-2 红外热像仪参数

Field of view/min. focus distance	$20^{\circ} \times 15^{\circ} / 0.3m$
Instantaneous field of view	1.1 mrad
Thermal sensitivity	$0.03^{\circ}C @ +30^{\circ}C$
Spectral range	$8 \sim 9\mu m$
Temperature ranges	$-20 \sim 1500^{\circ}C$
Accuracy	$\pm 2\%$ or $\pm 2^{\circ}C$
Detector type	GaAs, Quantum Well Infrared Photon Detector, $320 \times 240 pixels$

实验中所采用的红外热像仪的型号为 FLIR ThermaCAM SC3000，其性能参数如表 2-2 所示。红外测温的精度跟被测物体表面的发射率有很大关系，因此在特定环境条件下对具体的表面进行测温以前，必须首先标定该被测表面在实验条件下的发射率。本实验采用一种黑色有机硅耐热漆涂层作为发射表面喷涂在芯片背面测温区域（如图 2-5），在相同的实验温度及湿度条件下标定得到该涂层表面的发射率为 0.94，并且以此发射率作为红外热像仪的输入参数，获得红外热像仪在  $30 \sim 100^{\circ}C$  的温度测量范围内，测温的不确定度为  $0.4^{\circ}C$ 。

高速摄影仪的型号为 REDLAKE MotionXtra HG-100K，当图像分辨率为  $1504 \times 1128 pixels$ ，其拍摄频率可达 1000 frames/s，当图像分辨率降低时，该高速摄影仪的拍摄频率即时间分辨率还可以继续提高，在  $32 \times 24 pixels$  图像分辨率下，其拍摄频率可达 100000 frames/s，但同时需要较高的光强以满足快速曝光的

要求。本研究采用的最高采集频率为 2000frames/s，图像分辨率 $1024 \times 768 \text{ pixels}$ ，相应的时间分辨率为 0.5 ms，空间分辨率为  $7 \mu\text{m}/\text{pixel}$ 。

## 2.4 结果分析与讨论

### 2.4.1 周期在毫秒量级的瞬态流型

采用室温下的冷态空气和水两相流流型对微通道内的流型进行光学标定，如图 2-7 所示，通道内空气和水共存时白色为液体，黑色为气体，气体周围的白线为由于表面张力作用而附着于三角形通道角部的液膜。

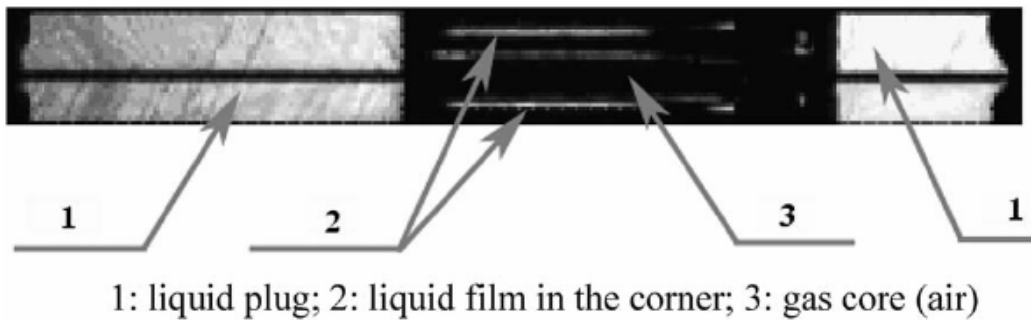


图 2-7 通道内气液共存时的相结构识别

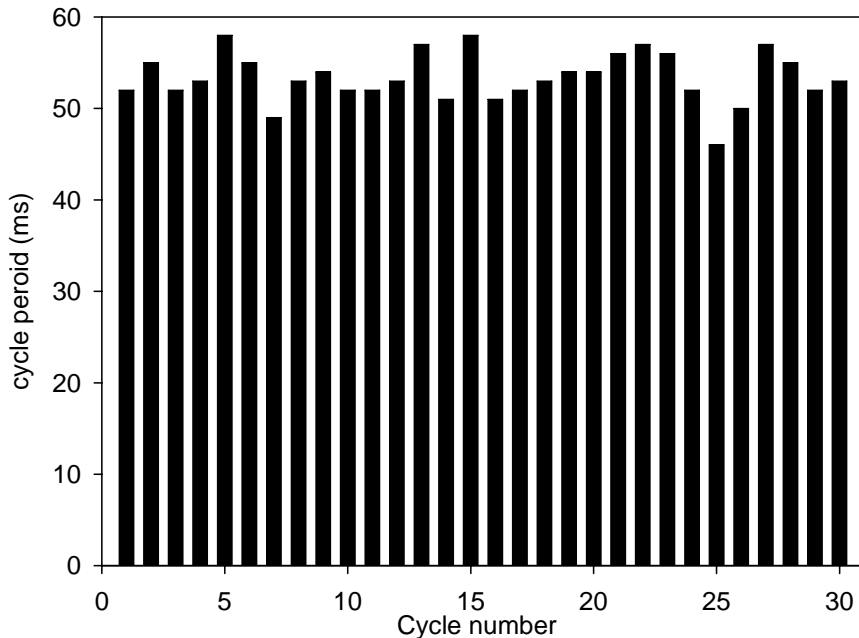


图 2-8 瞬态流型的周期均匀性统计

$$(T_m = 29.4^\circ \text{C}, G = 52.38 \text{ kg}/\text{m}^2 \text{ s}, q = 101.74 \text{ kW}/\text{m}^2)$$

在质量流速为  $40-80 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ ，热流密度为  $107-216 \text{ kW}/\text{m}^2$  的实验工况范围内，采用高速摄影仪对微流控芯片实验件内丙酮流动沸腾的流型进行了研

究, 发现其流动沸腾的流型呈毫秒量级微时间尺度的周期性脉动, 且脉动周期处于 26—64ms 的范围内。

如图 2—8 所示, 在同一个工况下, 通过对 30 个连续周期的瞬态流型脉动周期进行统计, 发现流型的脉动周期比较均匀, 表明这种瞬态流型具有很好的重复性。图 2—9 表示瞬态流型的脉动周期随热流密度的增大而减小。

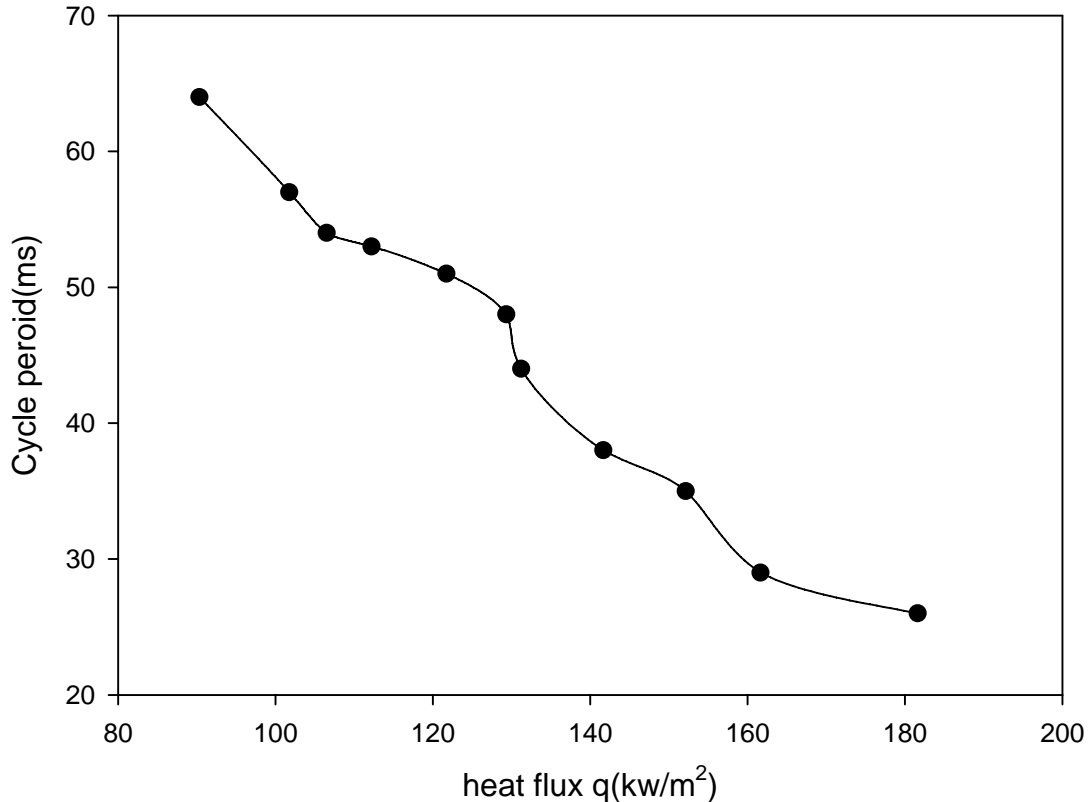


图 2—9 瞬态流型的周期随热流密度的变化关系

在微通道的第 3 区域和第 4 区域, 一个完整周期的流型如图 2—10 所示, 整个周期包括三个明显的阶段:

(1) 进液阶段: 在进液阶段的 0~2 ms, 液体从上游冲刷整个微通道。其中第  $t=0$  时刻对应于上一个周期的结束, 呈现部分蒸干状态。 $t=1\text{ms}$  通道的第三区域已经重新进液, 而第四区域仍处于蒸干状态, 说明此时对应一个新的周期将开始。通道第 3 区域内的换热机理为液体强制对流, 而第 4 区域则为蒸汽强制对流换热。

(2) 瞬态分层流/液膜流阶段: 当  $t > 3\text{ms}$  时, 随着通道内两条白色平行亮线



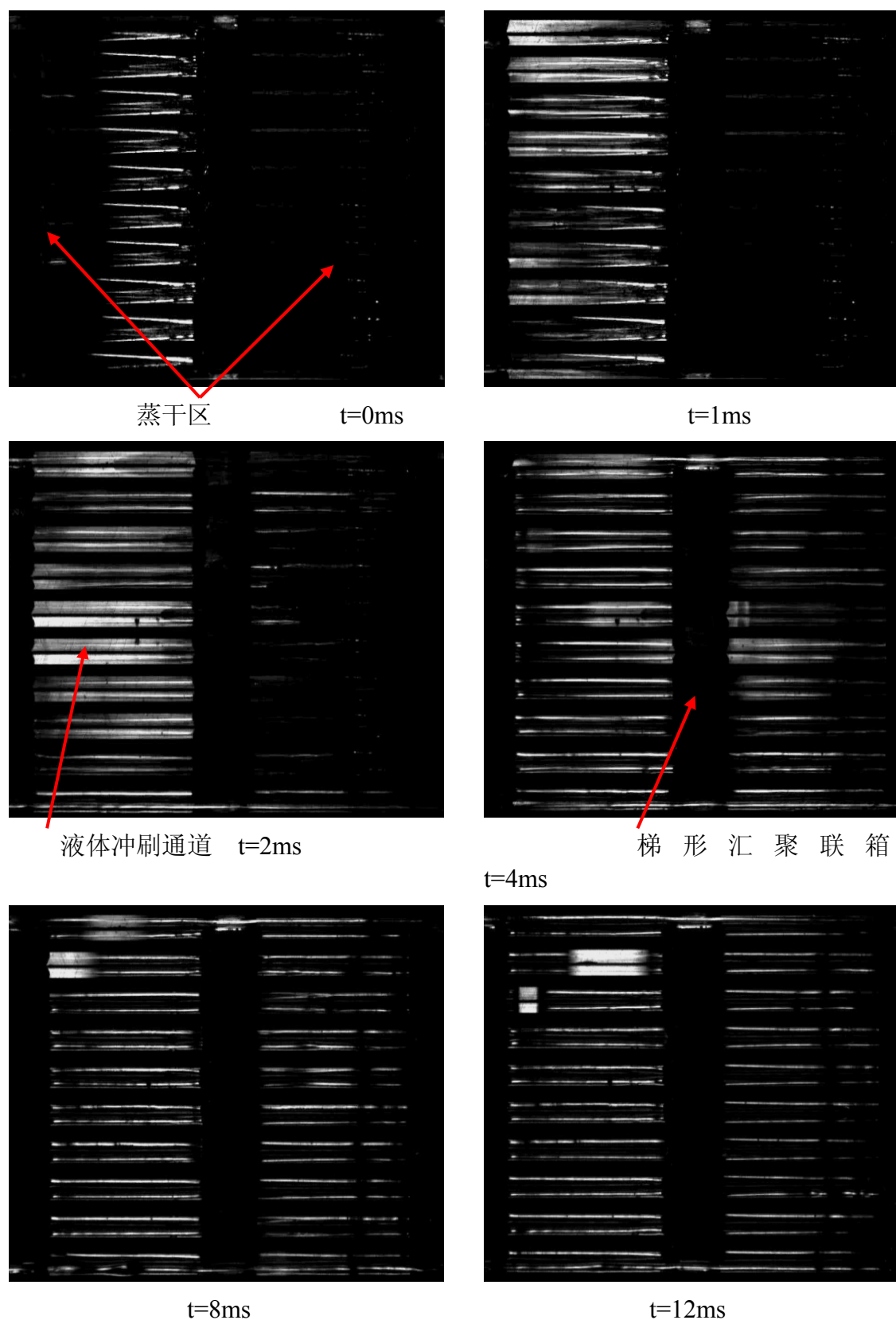


图 2-10 完整周期的瞬态流型结构

$(T_{in} = 29.4^{\circ}\text{C}, G = 52.38\text{kg}/\text{m}^2\text{s}, q = 101.74\text{kW}/\text{m}^2)$

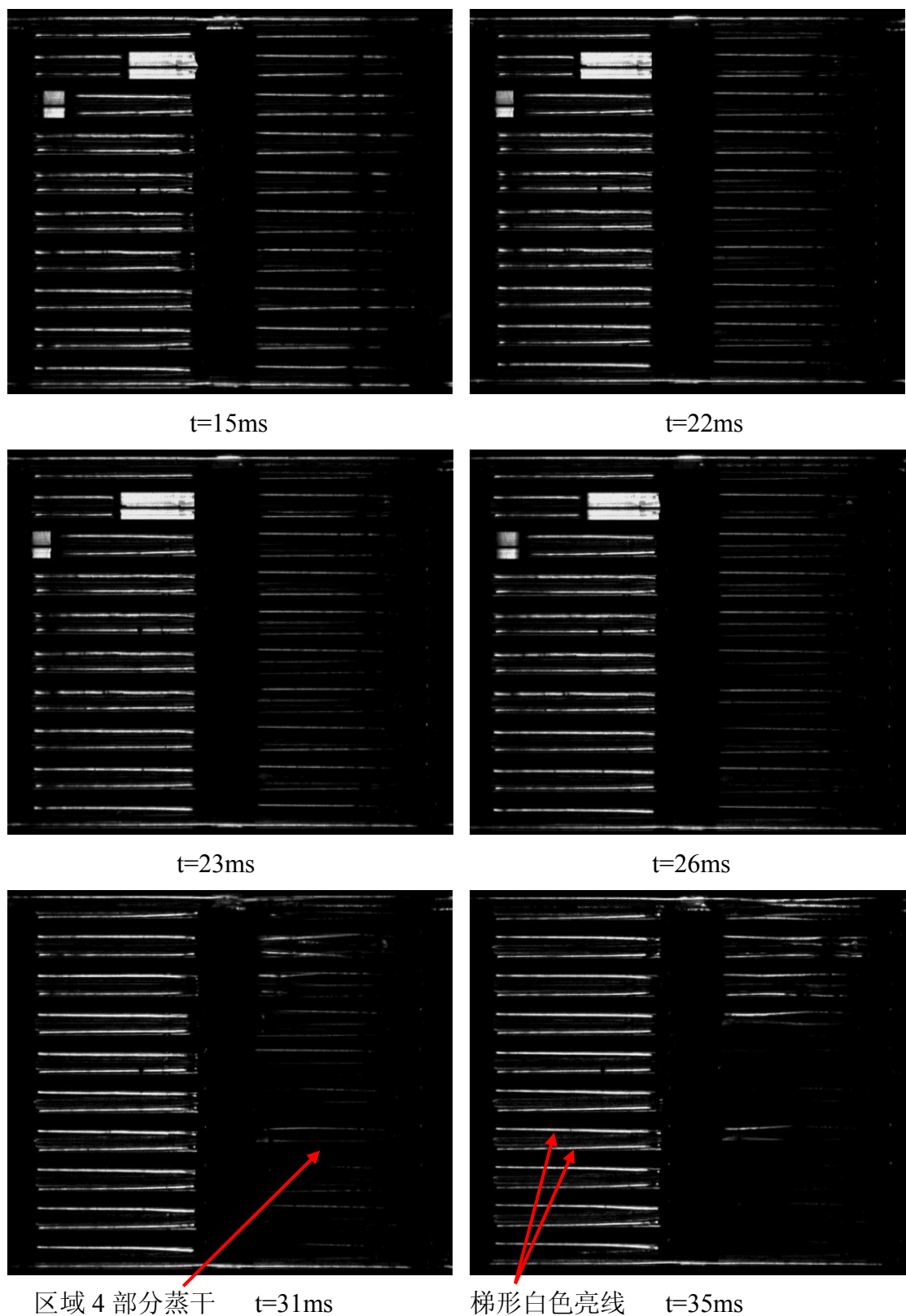


图 2-10 完整周期的瞬态流型结构  
 ( $T_{in} = 29.4^{\circ}C$ ,  $G = 52.38kg/m^2s$ ,  $q = 101.74kW/m^2$ )

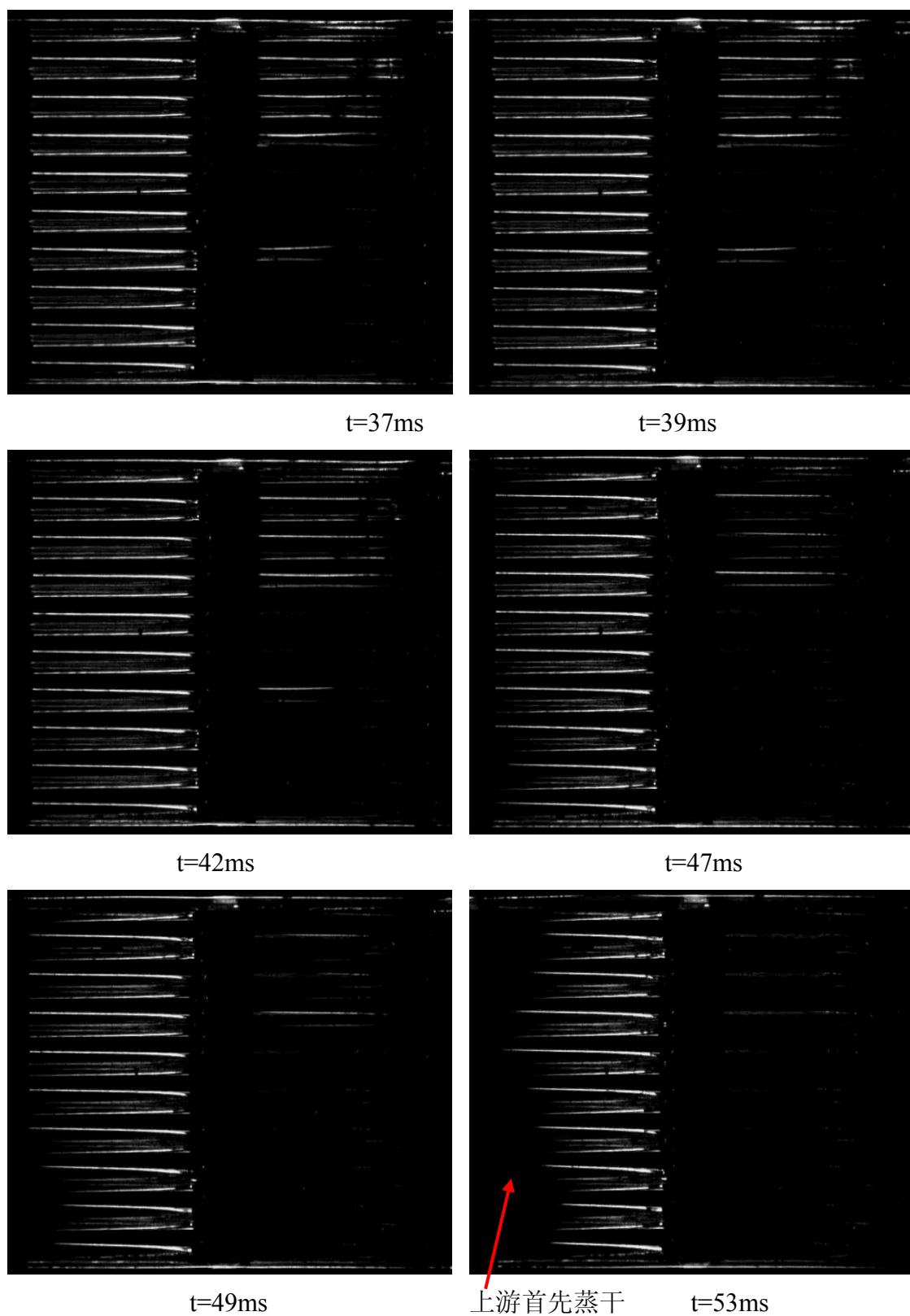


图 2-10 完整周期的瞬态流型结构  
( $T_{in} = 29.4^{\circ}C$ ,  $G = 52.38kg/m^2s$ ,  $q = 101.74kW/m^2$ )

的出现，通道的第 3 区域逐渐由单相液体演化为分层流流型。此种流型结构往往被误认为是环状流，实际上通道内出现两条白色亮线将对应多种不同的流型结构，通过对图像的定量测量发现，本研究中两条平行亮线的情况对应于水平分层流，具体测量分析过程将在下文说明。随着时间的推移，通道内的两条亮线之间的距离越来越远，并且两条亮线由平行结构变为梯形结构（在  $t=35\text{ ms}$  时，明显可见通道内两条亮线呈梯形分布），此时通道内的流型为梯形分层流。当  $t > 35\text{ ms}$  时，两条亮线的颜色越来越淡，最终在通道内出现四条白色亮线，此时通道内的流型为附着在三角形微通道角部的液膜流动。

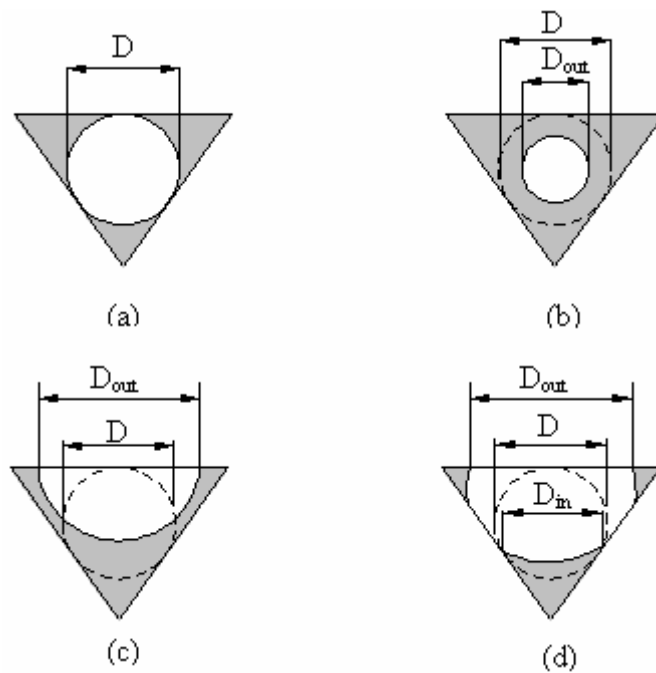


图 2-11 三角形微通道截面流型示意图

本实验中，通道内白色表示液体，黑色表示气体（如图 2-7 所示）。通道内的两条白色亮线和四条白色亮线对应的流型结构有多种可能，各种可能流型结构的截面示意图如图 2-11 所示。设三角形通道内接圆直径为  $D$ （如图 2-11 a），通道内两底角白线之间的距离为  $D_{out}$ ，顶角两白线之间的距离为  $D_{in}$ 。可视化图像中通道内两条白色亮线对应两种截面情况：当  $D_{out} < D$  时对应于如图 2-11b 所示的环状流；当  $D_{out} > D$  时对应于如图 2-11c 所示的分层流。四条亮线（理论上应该为六条亮线，但由于同一底角上两条亮线距离太近，实验中所使用的光学仪器无法把它们鉴别出来）对应通道两侧壁蒸干，液膜仅聚集在三角形微通道的三个角部。

采用商业软件 PHOTOSHOP 对芯片中的流型结构进行等比例放大后的精确测量表明, 对于通道中两条白色亮线的情况总能够满足  $D_{out} > D$ , 因此可以确定通道中的两条白色亮线对应的流型为分层流, 而非环状流。

毛细长度  $L$  定义为:

$$L = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_f - \rho_g)}} \quad (2-9)$$

其中,  $\sigma$  为表面张力,  $g$  为重力加速度,  $\rho_f$ ,  $\rho_g$  分别为液体和蒸汽的密度。当通道的水力直径小于毛细长度时, 表面效应起主导作用。对于本实验制作的微流控芯片, 存在  $D_h < L$ 。因此, 本实验所采用的微微流控芯片中的流动受表面张力作用支配, 在迄今发表的有关微尺度流动沸腾流型的文献中, 还未见有表面张力起主导作用, 却仍然存在分层流的相关报道。

(3) 部分蒸干的瞬态液膜流阶段: 当  $t > 35ms$  时, 液膜的梯形分布越来越明显, 并且通道上游首先发生蒸干, 此阶段为部分蒸干的瞬态液膜流阶段。从图 2-10 中明显可见, 在微通道第 3 区域, 液膜沿流动方向呈梯形分布, 蒸干区域总是从上游开始逐渐向下游扩散, 但在微通道区域 3 与区域 4 相比, 则是通道下游的区域 4 首先发生蒸干, 这种在单个微通道区域首先在上游蒸干, 而在不同微通道区域之间首先在下游蒸干的现象, 也未见相关报道。

#### 2.4.2 特殊流型的动态演化过程

将完整周期内可能出现的四种流型汇总在图 2-12 中, 图 2-12 (a) 为微通道出口处液体中夹带的汽弹, 这种流型多见于进液阶段。其动态形成过程如图 2-13 所示, 液体在冲入芯片的过程后, 冲刷充满蒸汽的微通道, 在液体将要到达微通道出口处时, 由于横向梯形通道中的蒸汽压力较大, 它与上游区域通道之间存在正向压力梯度, 因而产生汽弹, 汽弹弯曲界面产生的毛细压力用来平衡梯形通道与上游通道之间的压力差。这种汽弹会持续存在数毫秒, 并伴随着微通道中液体的消失而消失。在充液阶段, 偶尔会在通道中出现小段的液弹, 并且液弹在沿流动方向向前推进的过程中, 会出现振荡回流现象。液弹运动的动态过程如

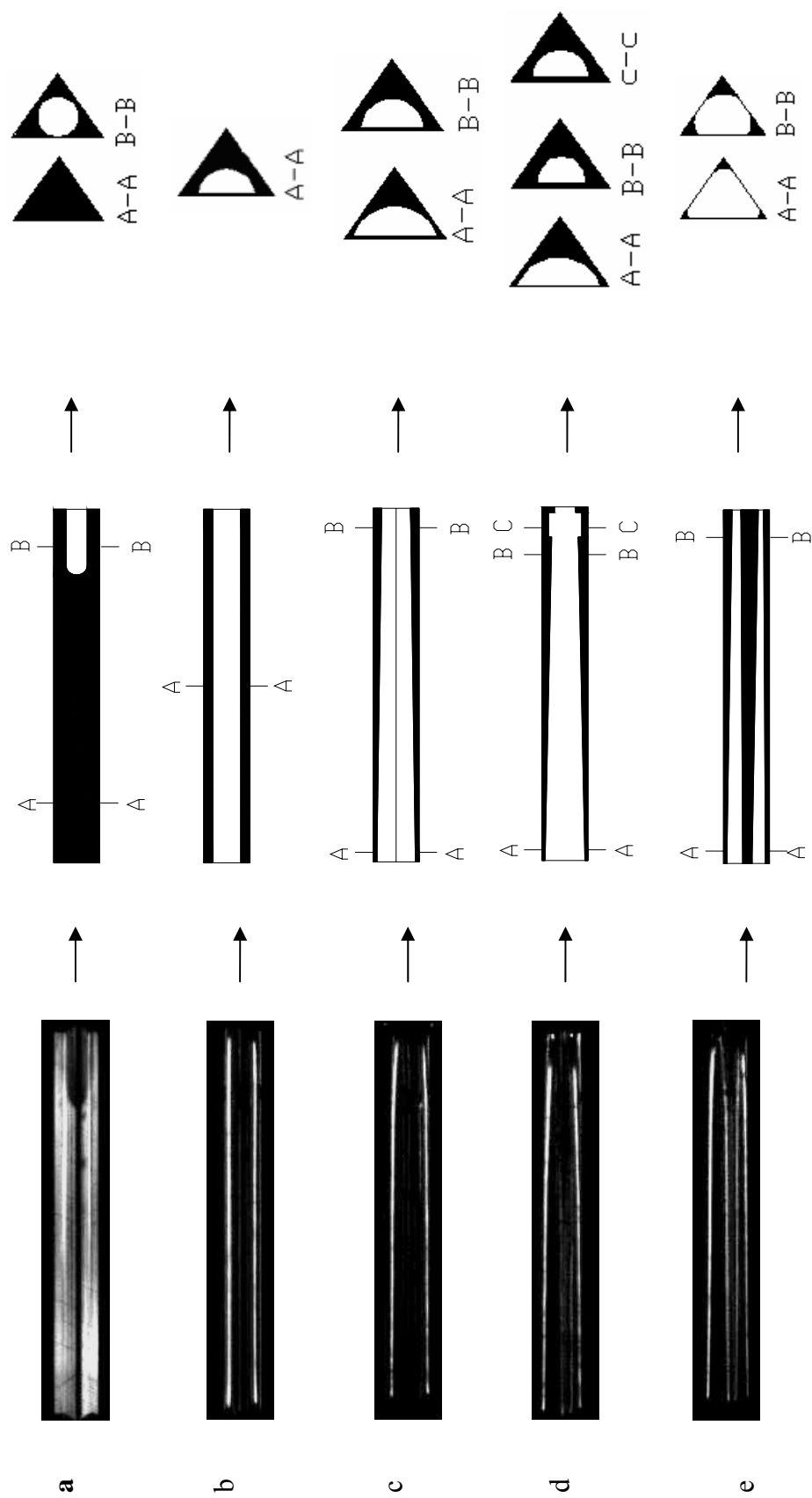


图 2-12 实验中发现的流型结构汇总

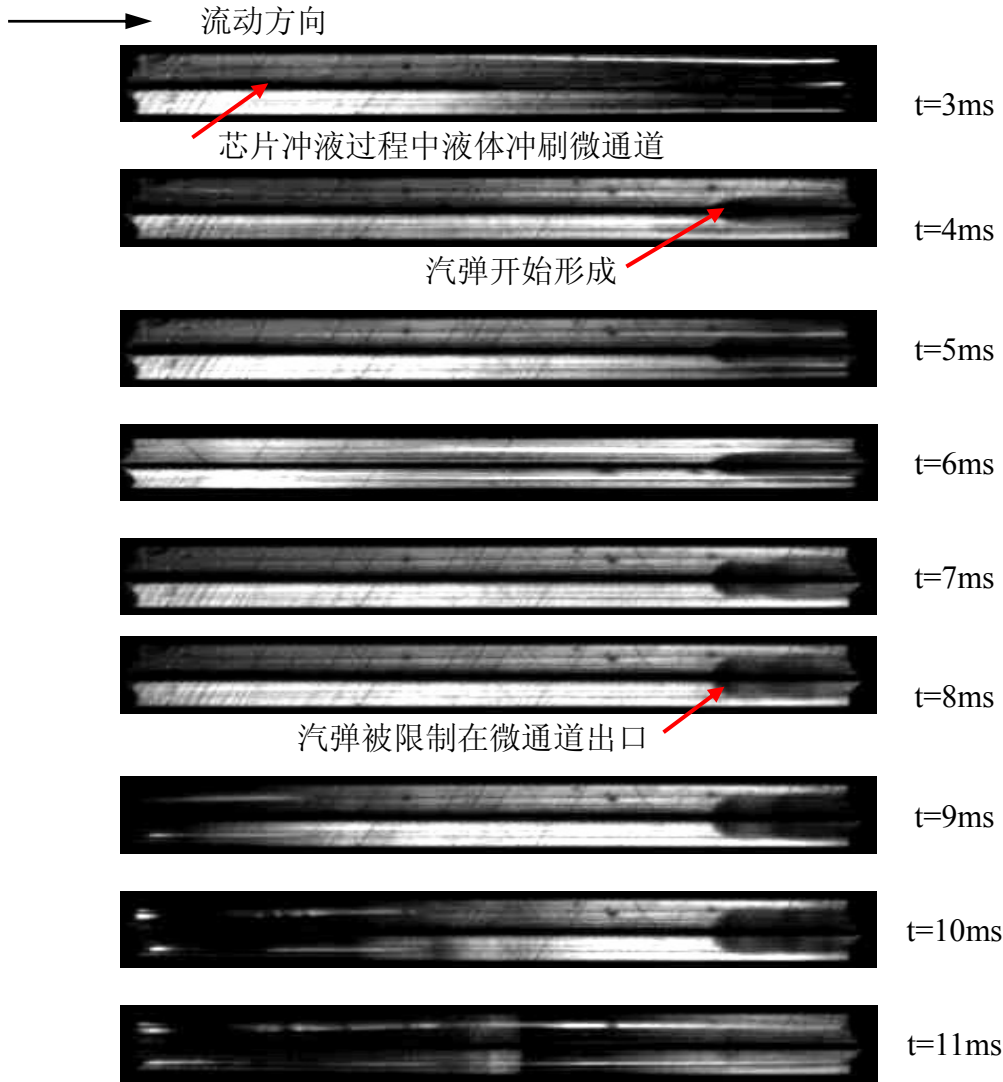


图 2-13 芯片充液阶段微通道出口处汽弹形成及消失的动态过程

( $T_m = 28.1^\circ\text{C}$ ,  $G = 46.8\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$ ,  $q = 90.33\text{kW}/\text{m}^2$ , microchannel 3 in zone 3)

图 2-14 所示, 图 2-12 (b)表示平行分层流, 按照宏观尺度下的两相流流型理论, 分层流在水平或带有一定倾角的两相流动中出现, 其控制参数为液相和汽相的弗劳德数 (*Froude number*), 此无量纲参数表示惯性力与重力的相对大小。通常认为在微通道中, 由于通道水力直径小于毛细长度, 表面张力起主导作用而重力的作用相对减弱, 因此, 通常认为分层流不会在微通道中存在。但通过对可视化图像进行定量分析, 的确发现了微通道中的分层流。平行分层流通常发生在瞬态分层流的起始阶段, 是伴随微通道中液体的消失而产生的一种流型结构。在研究的实验参数范围内, 液相弗劳德数处于 1.87~7.31 之间, 即均处在小于 10 的量级, 因此, 虽然重力的作用相对减弱, 但是在相对较低的液相弗劳德数下,

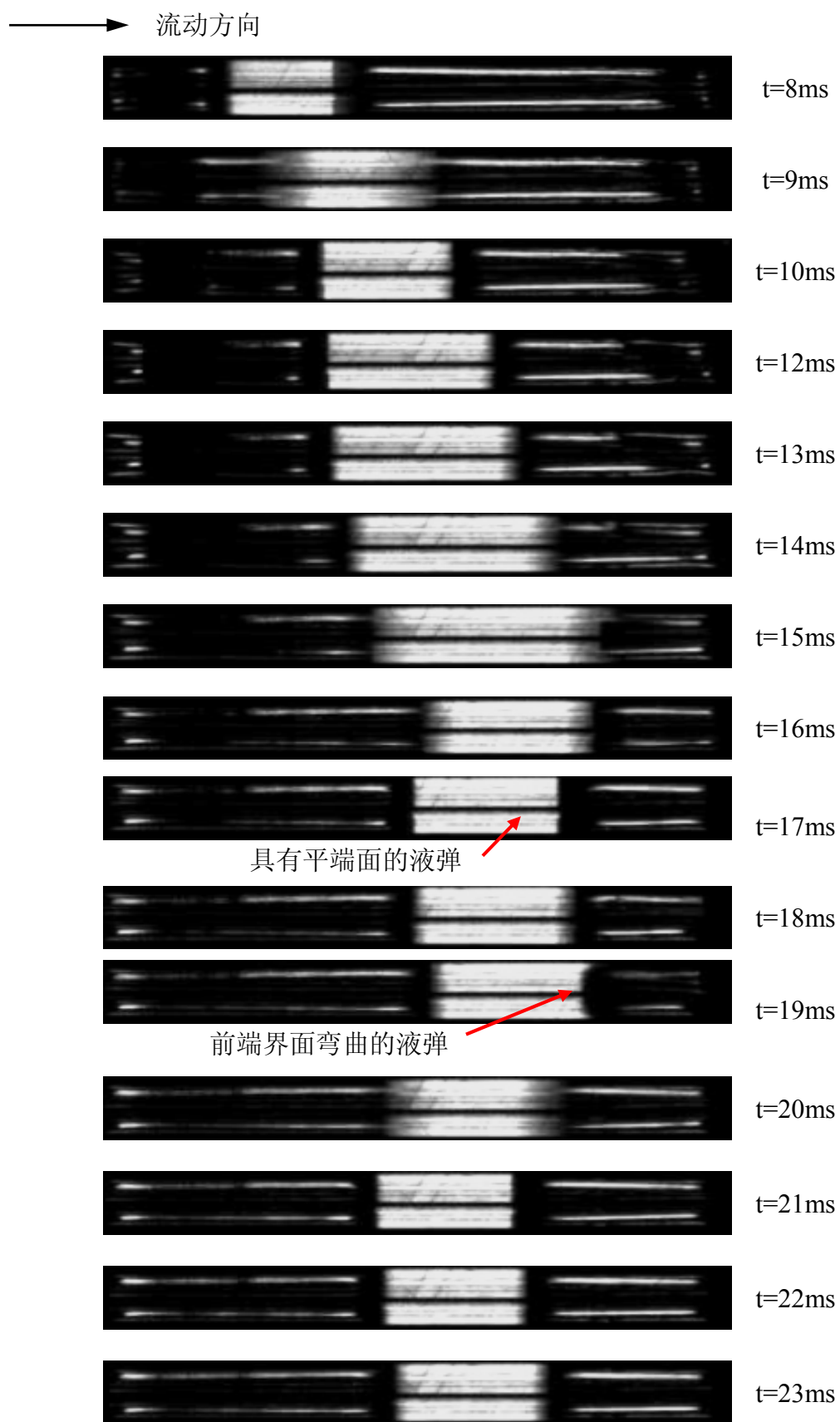


图 2-14 芯片充液阶段微通道中液弹振荡运动过程

( $T_{in} = 28.1^{\circ}C$ ,  $G = 46.8kg/m^2s$ ,  $q = 90.33kW/m^2$ , microchannel 3 in zone 3)



重力的作用仍然对两相流动的影响较大, 这为微通道中存在分层流提供了理论依据。Hetsroni 等<sup>[49]</sup>曾观察到三角形微通道中存在环状流, 并且液膜在通道截面上呈对称分布, 但在蒸干阶段有液滴沉降在通道底部, 液滴仅在底部沉积也可以说明重力依然起重要作用。

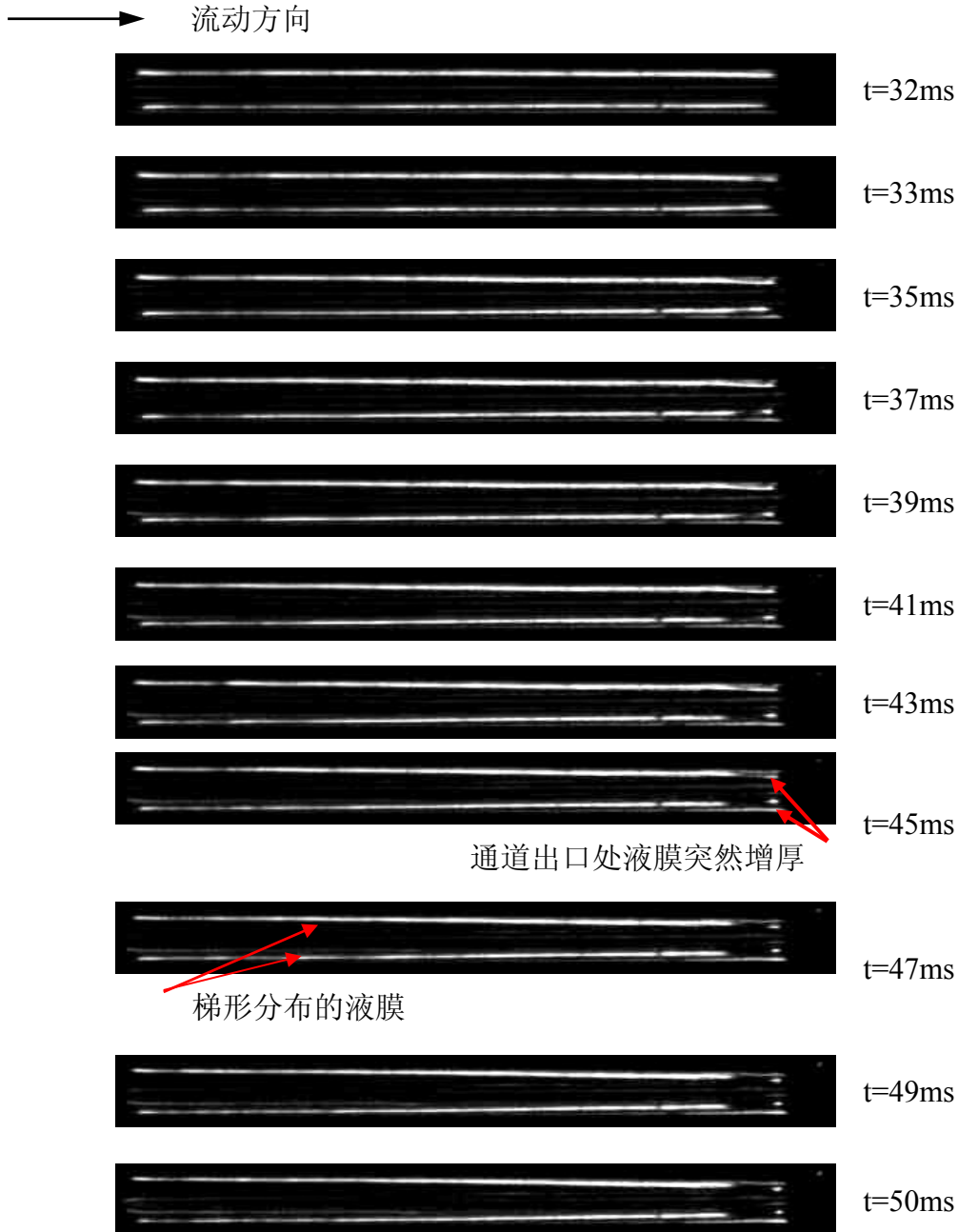


图 2-15 流型的动态转换过程

( $T_{in} = 28.1^{\circ}C$ ,  $G = 46.8kg/m^2s$ ,  $q = 90.33kW/m^2$ , microchannel 8 in zone 3)

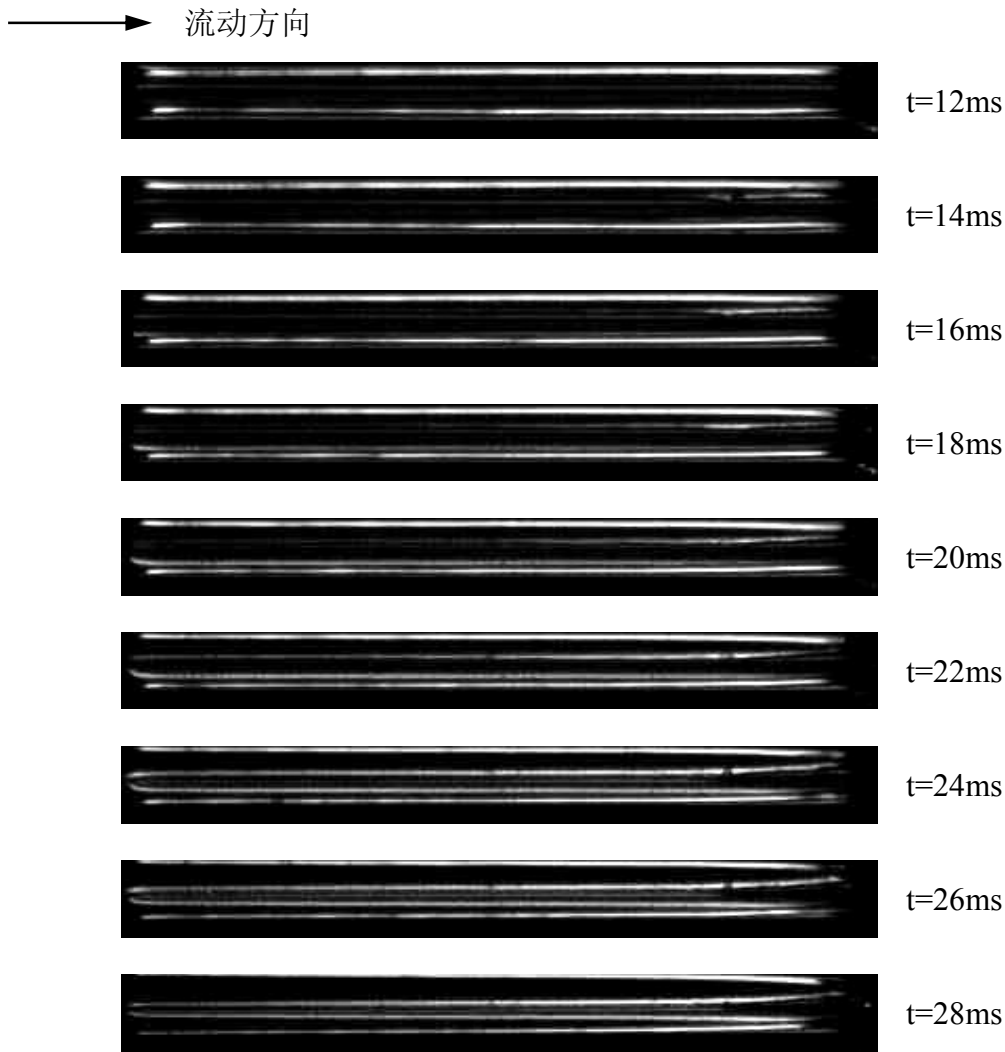


图 2-16 平行分层转换为角部液膜流动的动态过程

( $T_{in} = 28.9^{\circ}C$ ,  $G = 73.8kg/m^2s$ ,  $q = 141.67kW/m^2$ , microchannel 3 in zone 3)

图 2-12(c)为液膜厚度沿流动方向呈梯形分布的分层流，它是液膜厚度沿流动方向均匀分布的发展而成的。本文对液膜厚度沿流动方向的不均匀分布给出两种解释，第一种解释认为汽液界面由于存在较大的滑速比，导致汽液界面之间存在较大的剪切应力，从而蒸汽剪切液膜，使液膜不断向下游流动，通道出口处表面张力的作用使液膜容易在微通道出口处聚集。在以上两个因素的共同作用下使得液膜沿流动方向呈逐渐增厚的梯形分布。另外一种解释认为，这种液膜的梯形分布是由于在低质量流速和高热流密度下，沸腾数 ( $Bo$ ) 较高从而导致了汽液界面无量纲参数  $K_1$  数<sup>[9]</sup>较大，其中  $K_1$  数定义为：

$$K_1 = \left( \frac{q}{Gh_{fg}} \right)^2 \frac{\rho_f}{\rho_g} = Bo^2 \frac{\rho_f}{\rho_g} \quad (2-10)$$

它表示无量纲蒸发动量力的相对大小, 较大的  $K_1$  数表示相对较大的蒸发动量力。汽液界面在较大的蒸发动量力的作用下, 蒸汽剪切液膜往下游流动, 通道出口处表面张力的作用使液膜容易在微通道出口处聚集, 在以上两个因素的共同作用下

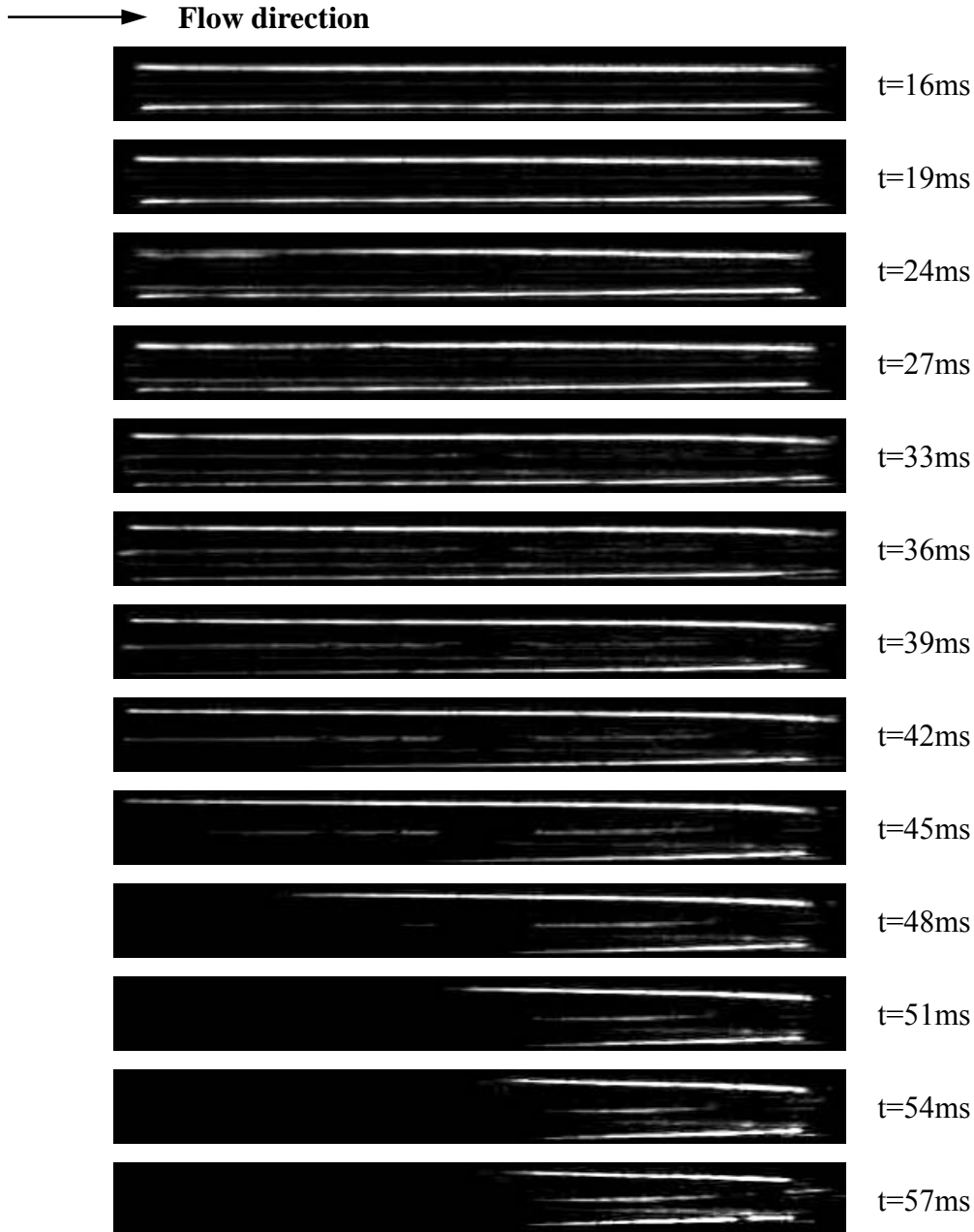


图 2-17 通道内液膜首先从上游蒸干的过程

( $T_{in} = 33.5^\circ C$ ,  $G = 58.07 kg / m^2 s$ ,  $q = 106.49 kW / m^2$ , microchannel 7 in zone 3)

使得液膜沿流动方向呈逐渐增厚的梯形分布。图 2-12(d)与 (c) 结构类似, 其动态形成过程如图 2-15 所示, 从图中可以看出通道内的液膜呈现梯形分布, 表示液膜沿流动方向逐渐增厚。由于横向梯形微通道的影响, 通道出口处的液膜突然增厚。

图 2-12(e)表示通道侧壁处于蒸干状态, 此时液膜仅存在于三角形微通道的三个角部。从平行分层流转换为角部液膜流的动态过程如图 2-16 所示, 在  $t=12\text{ ms}$  时, 通道内的液膜沿流动方向上均匀分布, 两条白色亮线呈平行分布; 随着时间的推移, 当  $t=16\text{ms}$  时, 两条白色亮线逐渐变为梯形分布; 当  $t=20\text{ ms}$  时, 通道内侧壁局部蒸干, 呈现出四条白色亮线, 形成角部液膜流动, 并且液膜沿流动方向上逐渐增厚; 随后, 中间两条亮线的距离越来越小 (如图 2-11d,  $D_{in}$ ), 表明随着蒸发过程的进行, 通道底部液膜宽度越来越小; 最外侧两条亮线的距离变得越来越大 (如图 2-11d,  $D_{out}$ ), 表明三角形通道两个角部的液膜区域减小。

图 2-17 给出了微通道区域 3 内液膜蒸干的动态过程, 从图中可以看出, 液膜首先在上游发生蒸干, 这是因为液膜在蒸干前, 较大的蒸发动量力使得液膜在通道内成非均匀分布, 上游液膜较薄, 因此首先发生蒸干。

### 2.4.3 传热系数沿程分布特性

在给定工况下, 图 2-18 表示给定工况下不同时刻芯片中心线的传热系数沿流动方向的变化规律。在单相区传热系数以较大的梯度上升, 在两相区, 传热系数总体呈缓慢下降趋势。Xu 等<sup>[39]</sup>发现在流动沸腾两相区的传热系数有三种不同的变化规律, 并且以沸腾数 ( $Bo$ ) 作为控制参数可以把不同的传热系数变化规律分成三个区 (见图 1-12), 在每个区域内传热系数呈相同的变化趋势: 当  $0.69 \times 10^{-3} < Bo < 1.184 \times 10^{-3}$  时, 两相区的沸腾传热系数随蒸汽质量含汽率的增加而增加, 通道内汽泡核化发生在通道下游; 当  $3.562 \times 10^{-3} < Bo < 5.046 \times 10^{-3}$  时, 沸腾传热系数随蒸汽质量含汽率呈下降趋势, 汽泡核化往通道上游移动, 通道内有局部蒸干现象; 当  $1.574 \times 10^{-3} < Bo < 3.129 \times 10^{-3}$  时, 沸腾传热系数基本不随蒸汽质量含汽率变化而变化, 整个通道上有相同的核化概率。本文中的沸腾数范围

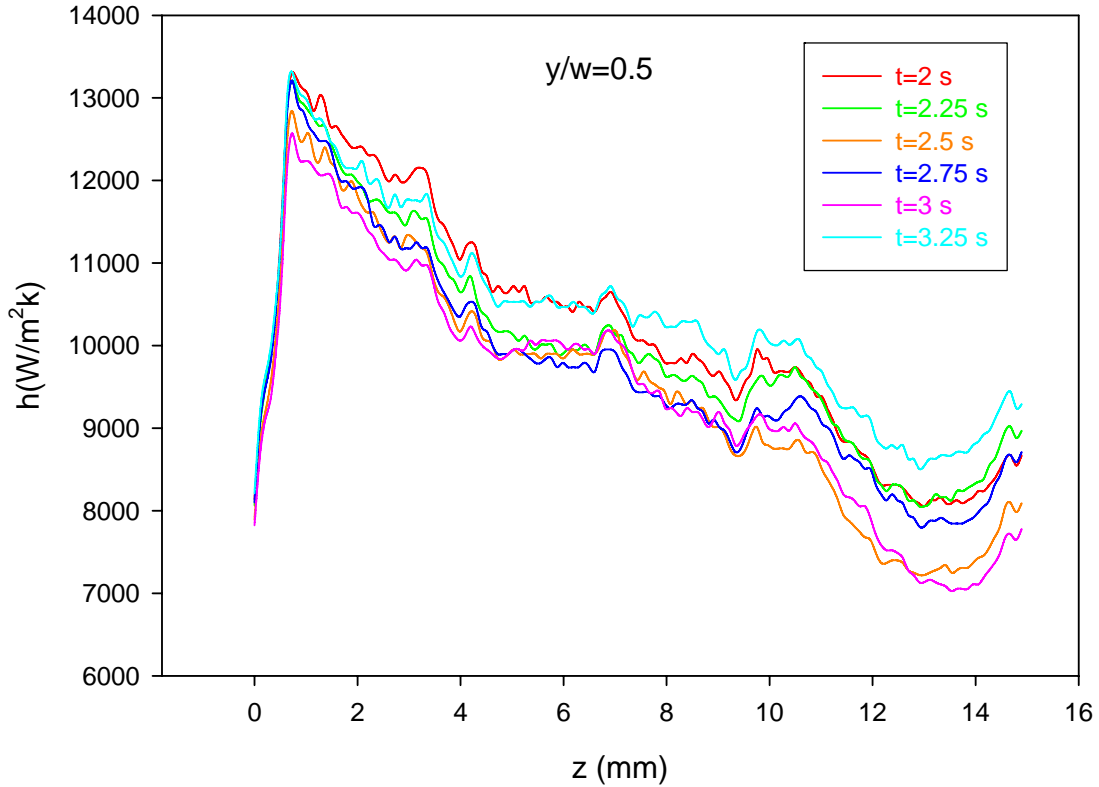


图 2-18 通道中心线的传热系数变化规律

$$(T_{in} = 29.8^{\circ}C, G = 71.03kg/m^2s, q = 181.61kW/m^2)$$

为  $3.46 \times 10^{-3} < Bo < 6.28 \times 10^{-3}$ ，属高沸腾数区域，两相区传热系数的变化规律与 Xu 等<sup>[39]</sup>在高沸腾数区域内的变化趋势相吻合，加热区末端传热系数升高是由于硅基导热效应引起的。

#### 2.4.4 不稳定性

由于微通道汽液两相流不稳定性可能会引发沸腾危机而将芯片烧毁，因此研究芯片内的流动沸腾不稳定具有重要意义。实验过程中，流型发生周期性脉动，并且脉动周期在毫秒量级，这种流型周期性转换引起的不稳定性可能会引起芯片进出口温度、压力、芯片背面温度场以及芯片传热系数的脉动。

图 2-19 给出了芯片进出口温度、压力以及芯片两端压降的脉动特性。在流型周期性脉动的同时，通道两端的温度和压力信号却保持基本稳定，这是由于流动沸腾的周期均在毫秒量级，而温度和压力传感器的响应时间至少比此流型周期大一个量级，传感器跟不上流型转换的响应。流型瞬变表明这种不稳定性仅与

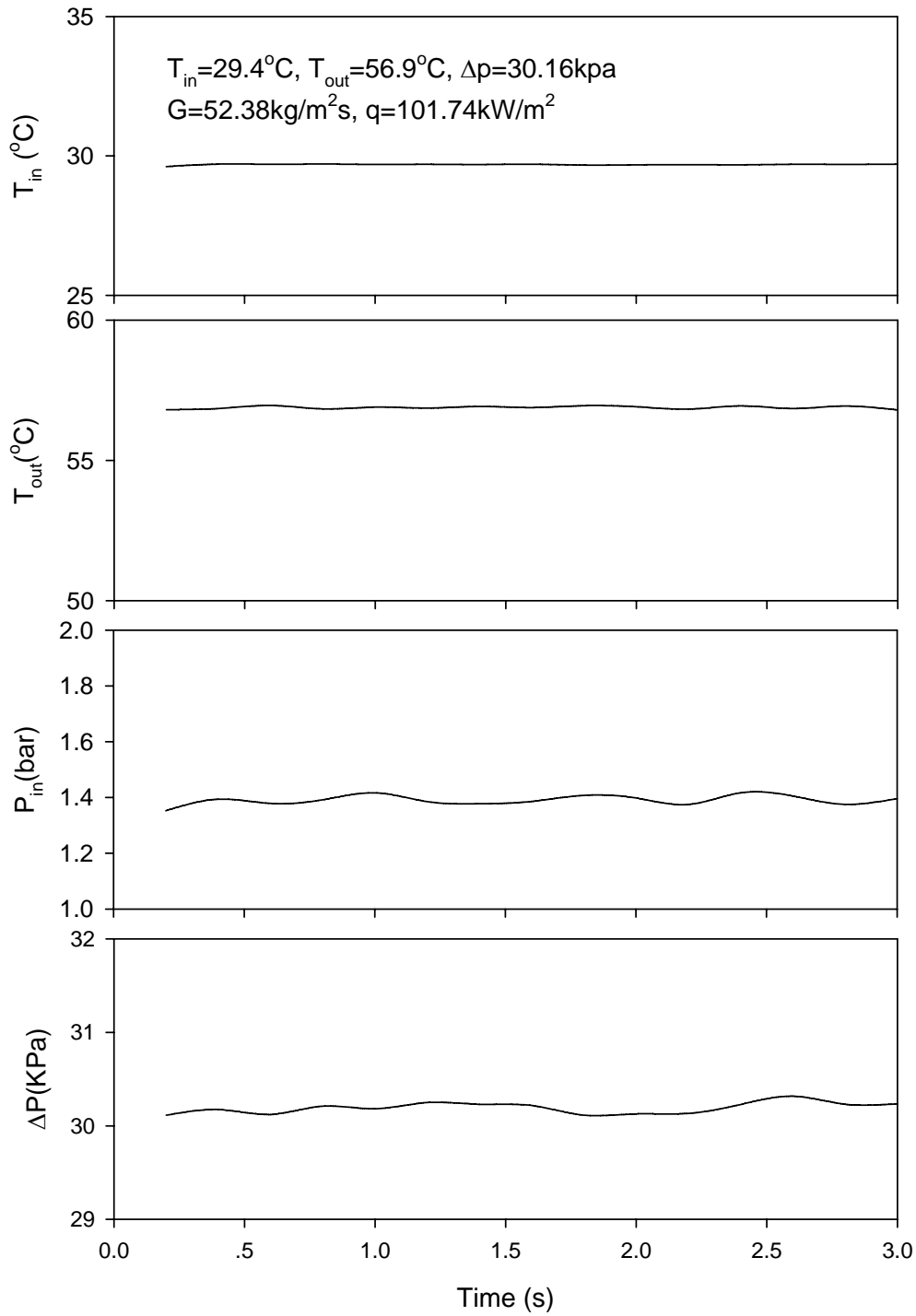


图 2-19 芯片进出口温度、压力及两端的压降脉动特性

芯片中的流动和传热特性有关，而与整个实验系统回路无关。

在热传递过程研究中，通常用毕渥数 ( $Bi_i$ ) 表示对流换热与导热的相对大小，其定义为:

$$Bi = \frac{h\delta}{\lambda} \quad (2-11)$$

上式中  $h$  为通道内流体与通道壁面之间的对流换热系数， $\delta$  为通道的有效厚度， $\lambda$  为通道壁面的导热系数。在本研究中  $\delta$  取从通道底部到通道背面的距离， $\lambda$  为硅的导热系数，对流换热系数的量级由式 (2-6) 求得，即  $\delta = 313 \times 10^{-6} \text{m}$ ， $\lambda = 152 \text{W}/(\text{mK})$ ， $h = 10^4 \text{W}/(\text{m}^2\text{K})$ ，可得  $B_i$  数为 0.02。在如此小的毕渥数下，可以认为芯片背面的壁面温度变化能够与通道内壁的温度变化保持同步。

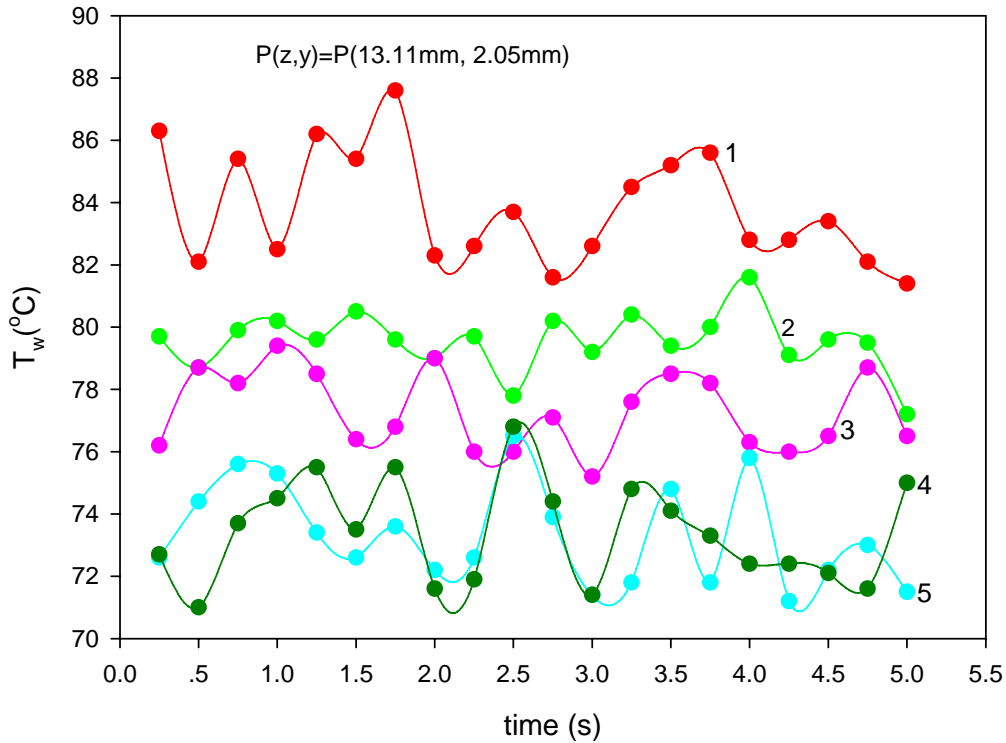


图 2-20 不同工况下点 P 处的温度脉动特性

$$1: T_{in} = 29.8^\circ \text{C}, G = 71.03 \text{kg}/\text{m}^2 \text{s}, q = 181.61 \text{kW}/\text{m}^2$$

$$2: T_{in} = 28.9^\circ \text{C}, G = 73.78 \text{kg}/\text{m}^2 \text{s}, q = 141.67 \text{kW}/\text{m}^2$$

$$3: T_{in} = 29.3^\circ \text{C}, G = 42.94 \text{kg}/\text{m}^2 \text{s}, q = 121.71 \text{kW}/\text{m}^2$$

$$4: T_{in} = 28.1^\circ \text{C}, G = 46.80 \text{kg}/\text{m}^2 \text{s}, q = 90.33 \text{kW}/\text{m}^2$$

$$5: T_{in} = 33.5^\circ \text{C}, G = 58.07 \text{kg}/\text{m}^2 \text{s}, q = 106.49 \text{kW}/\text{m}^2$$

流型的周期性脉动必然引起通道内壁面温度的脉动，在小  $B_i$  数下，导致芯片背面温度几乎与芯片内壁温度同步脉动。实验中采用红外热成像仪采集芯片背面的温度，采集速率为 4 frames/s，而高速摄影仪的拍摄频率为 2000 frames/s，

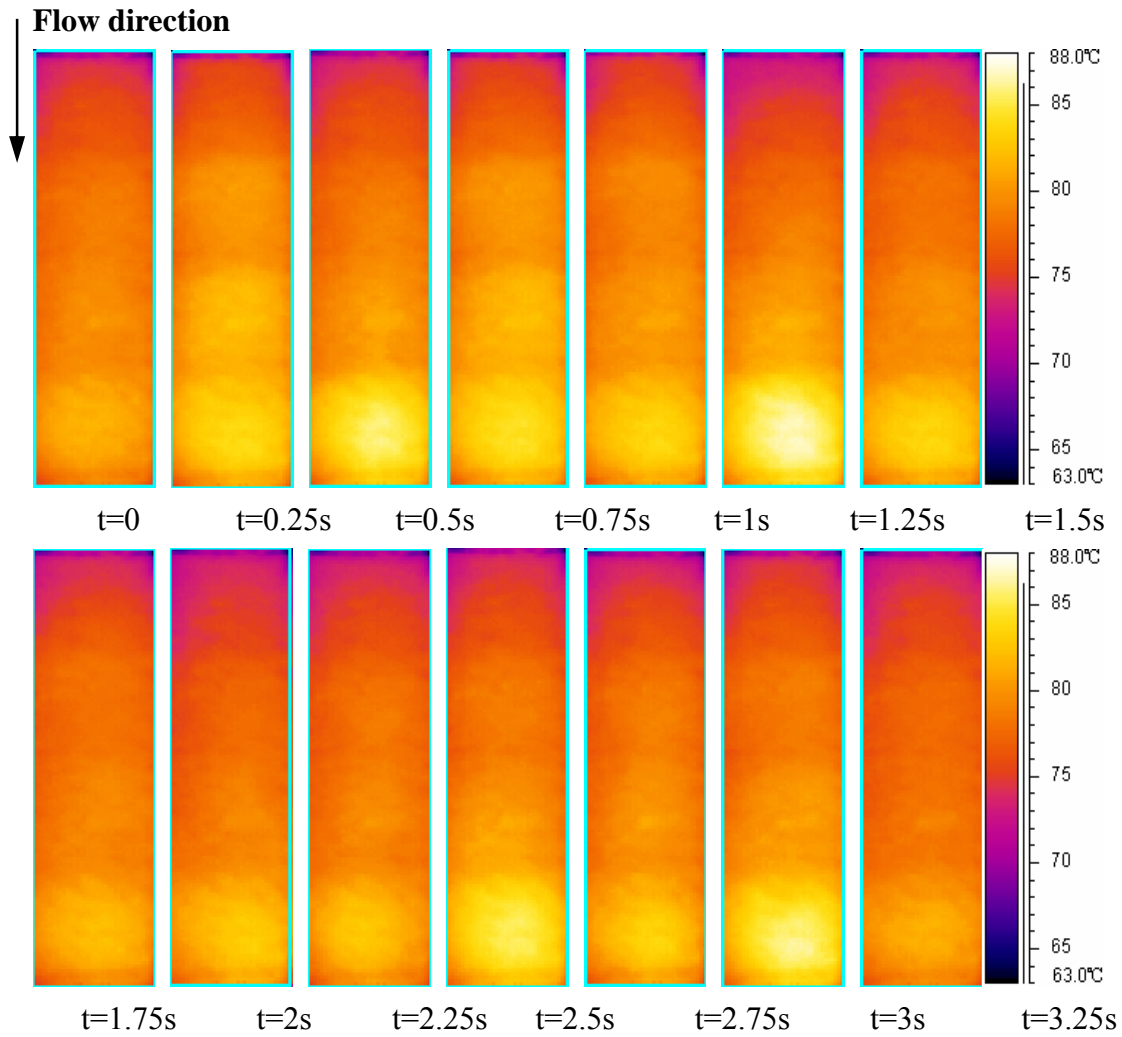


图 2-21 红外热成像随温度的变化

$$(T_{in} = 29.8^{\circ}C, G = 71.03\text{kg}/\text{m}^2\text{s}, q = 181.61\text{kW}/\text{m}^2)$$

也就是说采集到的温度数据不能够与流型同步。尽管如此，仍然可以从红外热成像仪采集的动态温度数据中鉴别出了通道壁面温度的脉动。图 2-20 给出了不同实验工况下芯片背面固定点点 P 处 ( $P(z,y) = P(13.1\text{mm}, 2.05\text{mm})$ ) 温度随时间的脉动特性，从图中可以看出，当热流密度较高时，对应的壁面温度也比较高。在不同的热流密度下，该点温度随着时间表现出了可观的温度脉动幅度，温度脉动一般不超过  $8^{\circ}\text{C}$ 。图 2-21 给出了整个芯片测温区域的温度场脉动特性，从图中可以看出，整个芯片的红外热成像图随着时间表现出不同的明暗变化，表明温度随时间脉动。图 2-22 给出了相应于图 2-21 的三维温度分布特性。



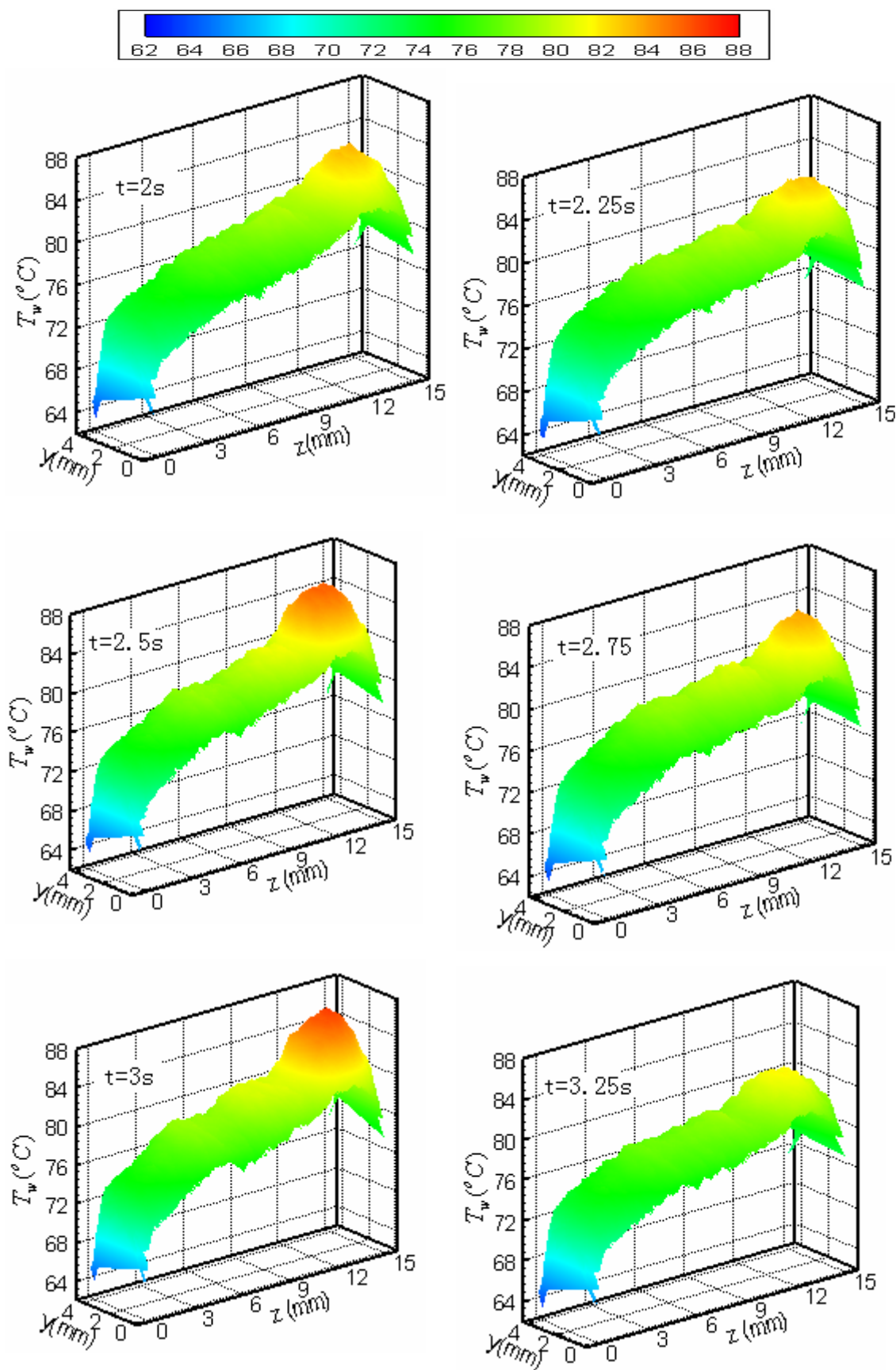


图 2-22 芯片背面温度场随时间的脉动特性

## 2.5 本章小结

在本章的研究中，采用标准 MEMS 工艺设计并制作了一种具有交错结构的微流控芯片，并以丙酮为工质，对该芯片中的流动沸腾进行了深入细致的实验研究，发现了毫秒级微时间尺度周期性流型结构。在整个完整周期中，单相液体流动/两相分层流/部分蒸干液膜流交替出现。

在微尺度下，表面张力起重要作用，但在低的质量流速下，重力的作用仍然会明显影响两相流流型。低液相弗劳德数 (*Froude number*) 是分层流存在的理论依据。

在整个微流控芯片范围内，蒸干总是首先发生在下游微通道区域，但在单个微通道区域内，液膜沿流动方向呈逐渐增厚的梯形分布，蒸干首先发生在微通道上游。本文对这种现象给出了两种解释，一种解释认为汽液界面具有高的滑速比，导致了较大的剪切应力，另一种解释认为在高的沸腾数下， $K_1$  数较大，导致了较大的蒸发动量力。

在芯片内汽液两相流不稳定性的研究中，发现流型的周期性脉动导致沸腾传热系数及芯片壁面温度的脉动，由于  $B_i$  较小，通道内壁面与其背面的温度变化可保持基本同步。虽然红外热成像仪的采集频率比高速摄影仪采集的频率低两个量级，但仍然可以通过红外热成像仪鉴别出通道背面壁面温度的脉动性。

## 第三章 单微通道中蒸汽凝结换热特性的研究

### 3.1 前言

凝结是一种由蒸汽转化为液体的相变放热过程，当蒸汽的温度低于相应压力下的饱和温度时，便会发生凝结现象。凝结过程可分为两类，即均匀凝结和非均匀凝结。均匀凝结是在蒸汽内部产生的凝结现象，此种凝结可通过降低蒸汽系统的压力来实现；非均匀凝结是在与蒸汽直接接触的过冷壁面上发生的凝结现象，工程应用中的大部分凝结现象属于非均匀凝结。

蒸汽在壁面上的非均匀凝结分为两种形式：当凝结液能够很好的润湿壁面时，发生膜状凝结；当凝结液不能很好的润湿壁面时，发生珠状凝结。目前，对于珠状凝结，尚未建立统一的理论体系；对于膜状凝结，努塞尔 1916 年首先提出了纯净蒸汽层膜状凝结的分析解，他抓住液膜导热热阻是凝结过程的主要热阻的特点，忽略次要因素，做了若干合理的假设，从理论上揭示了有关物理参数对凝结换热的影响。

宏观尺度下，蒸汽凝结现象广泛存在于汽轮机的凝汽器、锅炉炉膛的水冷壁、空调系统中的冷凝器等常用设备中。微尺度下，凝结现象广泛存在与微热管、微反应器、微型燃料电池等微型系统中。由于在微尺度下，表面效应起主要作用，微尺度凝结换热特性必然表现出与宏观尺度不同的特性，研究微尺度凝结换热的流型、传热及不稳定性等问题对于微型热交换设备及微反应器的设计和运行具有重要的指导意义。本章在一种采用标准 MEMS 工艺制作的硅基单微通道中进行了水蒸汽凝结换热特性的研究。

### 3.2 实验装置

#### 3.2.1 实验件设计及 MEMS 加工工艺

在大多数换热器中，通常采用大高宽比设计，以增大换热器的表面积，从而增强换热能力。在微尺度下，为了增强换热能力，也可以采用大高宽比的通道结构设计。但是，大高宽比的设计使微通道内的光学可视化测量变得困难，光学系统的景深往往无法分辨通道深度方向的流动结构，鉴于此，设计了一种低高宽比

的微通道实验件。如图 3-1 所示，实验件采用标准 MEMS 工艺制作，上层为 7740 耐热玻璃，底层为硅基，硅基上依次刻蚀有进口腔、微通道及出口腔。微通道深度为  $30\ \mu\text{m}$ ，宽度为  $800\ \mu\text{m}$ ，长度为  $5000\ \mu\text{m}$ 。在微加工过程中，由于进出口腔与微通道的深度不同，因此需要两块掩模版 M1 和 M2，M1 用于定义微通道，M2 用于定义进出口腔。具体 MEMS 加工工艺主要有以下步骤：（1）将硅片采用氢氧

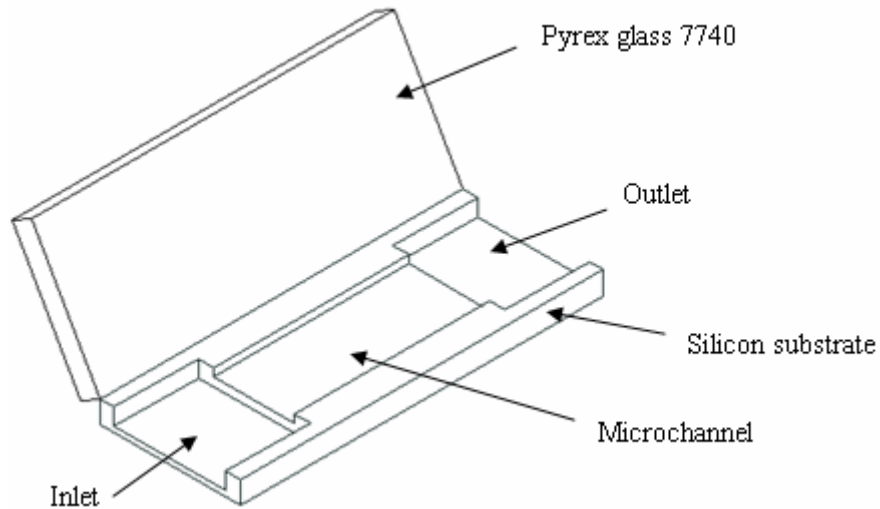


图 3-1 硅基微通道冷凝器

合成双面氧化。（2）采用 M1 版光刻，定义微通道区域。（3）采用 M2 版光刻，定义进出口腔。（4）ICP（inductively coupled plasma）刻蚀进出口腔，深度为  $120\ \mu\text{m}$ 。（5）ICP 刻蚀微通道，深度为  $30\ \mu\text{m}$ 。（6）清洗，去除键合面上的氧化层。（7）硅和玻璃进行静电键合。（8）划片并裂片。图 3-2 给出了该芯片的扫描电镜（SEM）图以及微通道实验件的实物图。

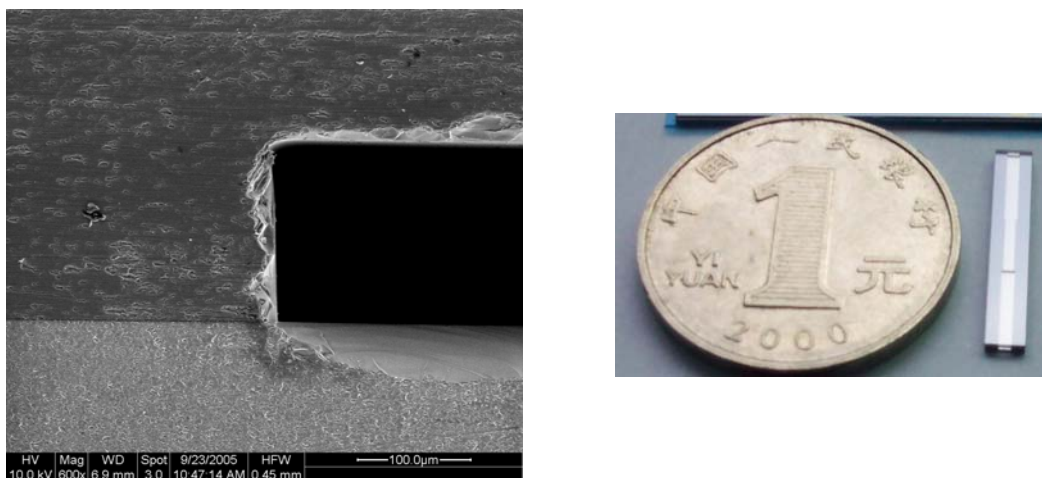


图 3-2 硅基微通道冷凝器 SEM 图像及实物照片

3.2.2 实验系统

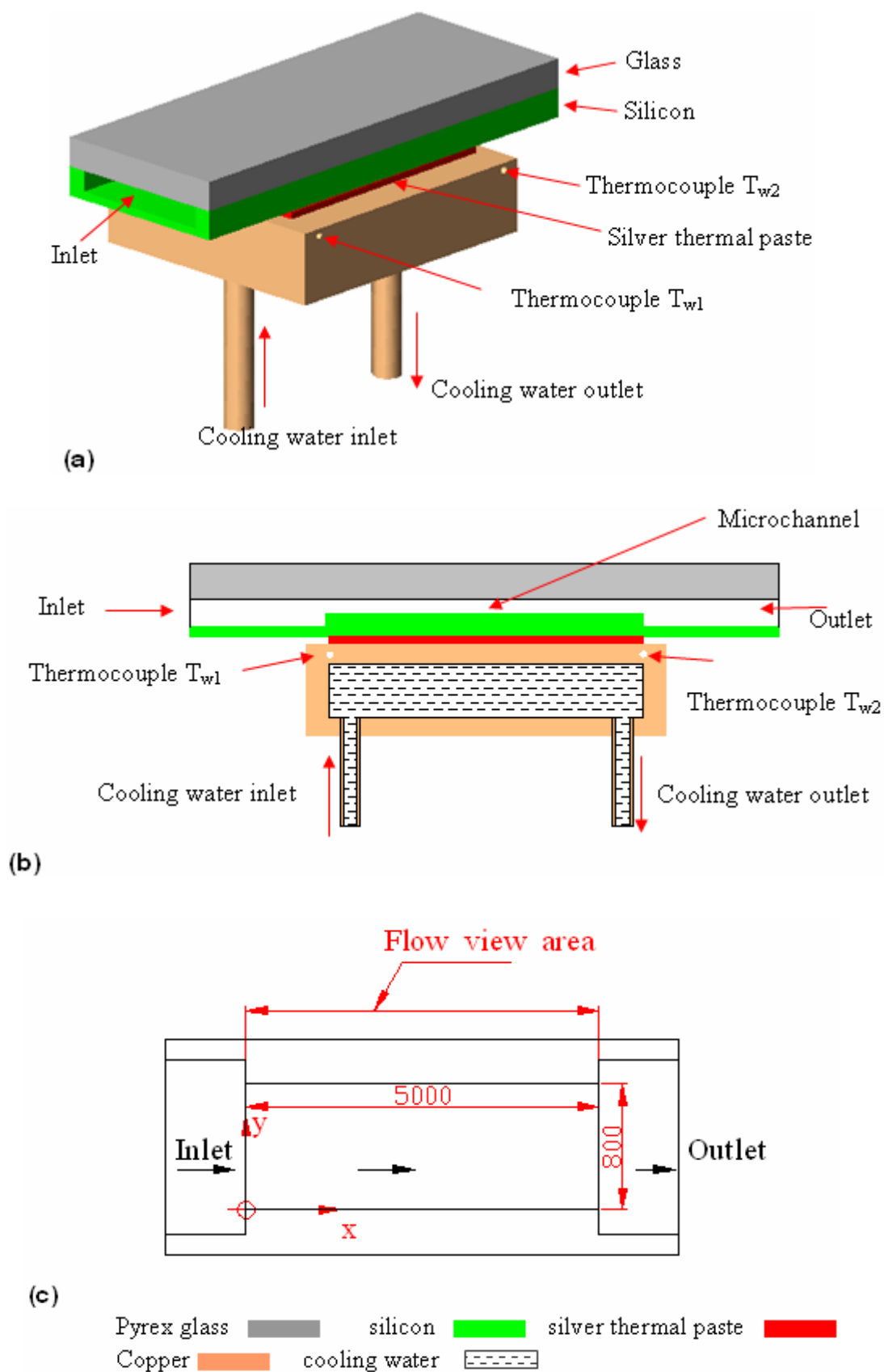


图 3-3 实验件装配图

图 3-3 给出了实验件的装配结构图。如图 3-3 (a) 所示, 微通道换热器通过导热银胶固定在矩形空心铜块上。在实验过程中, 微通道的热量首先传导到铜块上, 再由流经铜块的冷却水带走。图 3-3 (b) 给出了此种装配的截面图。此种实验件的装配方式可实现两种不同的冷却模式, 即当空心铜块中没有流体流动时, 空心铜块相当于一个增大换热表面的热沉, 此时冷却方式为空气自然对流冷却; 当空心铜块中有过冷流体流过时, 冷却方式为强制对流冷却。图 3-3 (c) 表示此研究采用的坐标系统以及流动可视化区域的相对位置, 即沿流动方向规定为  $x$ , 微通道宽度方向为  $y$ , 微通道深度方向为  $z$ 。

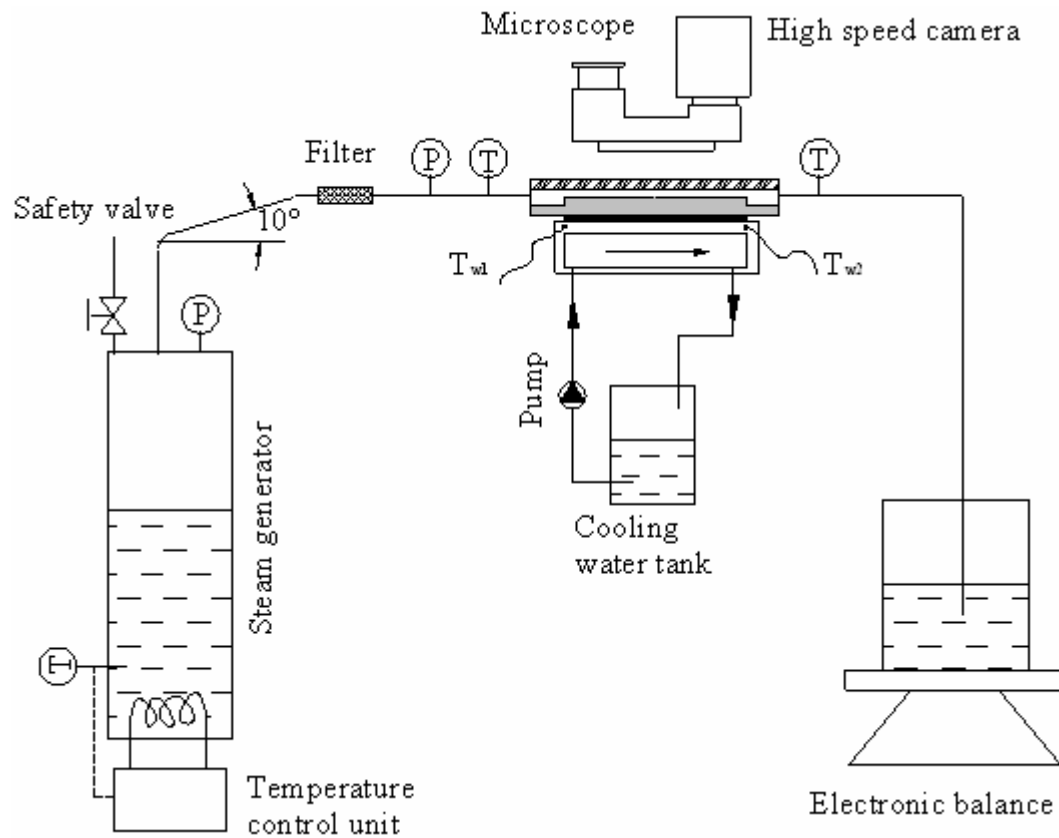


图 3-4 实验系统

本研究所采用的实验系统如图 3-4 所示, 整个系统由蒸汽发生器、微通道换热器、光学可视化系统、电子天平和连接管路组成。智能温控仪用于调节蒸汽发生器内的温度, 安全阀用于排放蒸汽发生器中的不凝性气体及调节蒸汽发生器中的压力。经过二次蒸馏的去离子水在蒸汽发生器内受热后产生饱和蒸汽, 饱和蒸汽通过  $2\ \mu\text{m}$  的过滤器进入微通道换热器中冷凝, 流出微通道的凝结液通过烧杯收集后在电子天平称重以获得其时均质量流量。

为防止蒸汽在管路流动产生凝结，在蒸汽发生器与微通道入口之间的管路外缠绕加热丝，并且在智能温控系统的控制下进行辅助加热，然后用保温棉进行保温。微通道换热器入口处温度和压力由高精度压力传感器和热电偶监控，以确保进入微通道换热器的蒸汽为饱和状态。由显微镜和高速摄影仪组成的光学测量系统用于微通道换热器内凝结流型的高速动态可视化研究。

### 3.2.3 实验过程

实验开始前，蒸汽发生器内装入去离子水，安全阀处于关闭状态，在整个实验过程中，严格遵循以下实验步骤进行：

- (1) 利用智能温控系统设定蒸汽发生器内的温度，并开始加热。
- (2) 待蒸汽发生器中的液体温度达到预设值后，开启安全阀进行排气，排除储液罐中及原来溶解在去离子水中的不凝性气体。安全阀的出口与硅胶软管相连，软管的另外一端浸没在过冷水中，从安全阀流出的蒸汽将被过冷水完全冷凝成液体，而不凝性气体则会在过冷水中形成小气泡。因此，过冷水中是否存在不凝性的小气泡可以作为判断蒸发发生器内不凝性气体是否排净的依据。
- (3) 蒸汽发生器内的排气过程结束后，关闭安全阀，蒸汽经过连接管路进入芯片冷凝，凝结液流入烧杯中称重。起初，烧杯中也要装入过冷水，以监测芯片中流出的凝结液中是否包含不凝性气体，当烧杯中没有任何小气泡出现时，说明管路及芯片中的不凝性气体已经完全排除。
- (4) 监控芯片入口的温度和压力，调节缠绕在管路上的辅助加热系统，保证芯片入口为饱和水蒸汽。
- (5) 等待系统稳定运行一小时后，开始采集数据。利用高速摄影仪获取通道内的流动结构，采用高速数据采集仪获取芯片进出口处温度、压力信号。
- (6) 由于饱和温度与饱和压力相对应，可以通过改变蒸汽发生器的预设温度来改变芯片入口的蒸气压。改变蒸汽发生期内的预设温度，重复步骤(1)~(5)，研究入口压力对芯片内蒸汽凝结换热特性的影响。
- (7) 开启冷却水回路，使铜块中流入 $0^{\circ}\text{C}$ 的水，使系统稳定运行半小时，待系统达到热平衡后，重复步骤(1)~(6)，研究冷却强度对芯片

内蒸汽凝结换热特性的影响。

### 3.3 不确定度分析

实验中采用的热电偶为 K 型热电偶，其直径为 1mm，响应时间为 0.2s，测温的不确定度为  $0.2^{\circ}\text{C}$ 。入口压力采用 Setra206 高精度传感器测定，其响应时间为 0.1s，测量的不确定度为 0.13%，质量流速的不确定度为 1%；采用的高速摄影的型号为 IDT XS-4，拍摄速度为 4000 帧/秒（相应的时间分辨率为 0.25 ms），图像分辨率为  $512 \times 512 \text{ pixels}$ 。经测量，可视化图像上大小为  $5000 \mu\text{m} \times 800 \mu\text{m}$  的实际区域对应的图像区域大小为  $433 \text{ pixel} \times 69 \text{ pixel}$ ，因此光学可视化系统的图像分辨率约为  $11 \mu\text{m} / \text{pixel}$ 。

### 3.4 结果分析与讨论

#### 3.4.1 总体流型结构概述

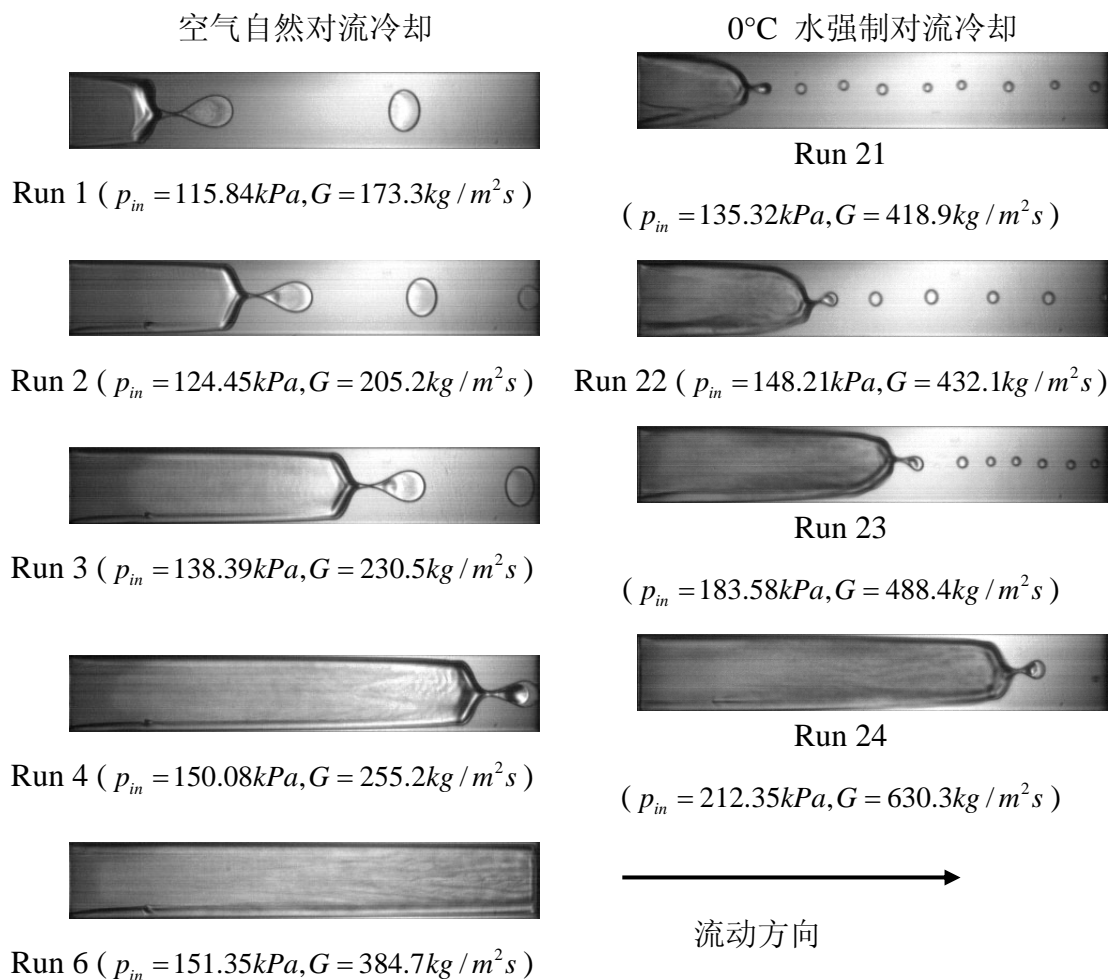


图 3-5 两种不同却冷强度下的总体流型结构



本实验采用了空气自然对流冷却和冷水强制对流冷却两种冷却方式，发现的流型结构如图 3-5 所示。总体而言，通道中的流型由上游呈准静止状态的长汽弹以及下游的分散泡状流组成，下游分散的汽泡是从汽弹末端脱离出来的，并且汽泡从长汽弹的脱离具有周期性；汽弹被液膜包裹，并且其周围的液膜沿着流动方向不断增厚。通道上游的长汽弹呈准静止状态与通道的结构有关，如图 3-1 所示，入口腔的截面积是通道截面积的五倍，在表面张力的作用下，使得汽弹更倾向于停留在相对较大的空间，因此当蒸汽从入口腔流入通道时，容易形成稳定的长汽弹。

通道中的流型受入口蒸汽压及冷却方式的影响较大，入口蒸汽压和冷却强度的变化都会对通道内的流动结构造成显著影响：随着入口蒸汽压的增大，上游长汽弹的长度增大并且逐渐溢出通道形成高入口蒸汽压时的环状流流型；当冷却强度增大时，汽弹长度变短并且从其末端脱离的汽泡尺寸明显减小。

表 3-1 工况参数表

Run	$P_{in}$ (kPa)	$T_{in}$ (°C)	$T_{w1}$ (°C)	$T_{w2}$ (°C)	$G$ $g/(cm^2s)$	$q$ $W/cm^2$
1	115.84	102.5	69.9	69.2	17.33	235
2	124.45	104.0	75.8	75.2	20.52	278
3	138.39	107.6	80.7	80.3	23.05	313
4	150.08	110.3	83.5	83.3	25.52	348
5	151.35	110.3	82.6	82.1	38.47	528
21	135.32	107.2	38.5	37.3	41.89	570
22	148.21	109.8	49.5	48.7	43.21	589
23	183.58	116.4	56.5	55.9	48.84	668
24	212.35	121.1	62.3	62.2	63.03	864

$P_{in}$ ,  $T_{in}$ ,  $T_{out}$  分别表示入口压力及芯片进出口的温度； $T_{w1}$ ,  $T_{w2}$  为如图 3-2 所示铜块上的温度， $G$  为流经芯片的质量流量， $q$  为凝结换热的功率密度

图 3-5 中的流型所对应工况参数如表 3-1 所示，其中凝结换热的功率密度  $q$  的计算方法如下述。对通道出口处的汽泡进行统计，可得通道出口处的蒸汽相质量流量为：

$$m_v = \rho_v \pi R_{out}^2 \delta f \quad (3-1)$$

其中  $\rho_v$  为通道出口压力下饱和蒸气的密度， $R_{out}$  为通道出口处汽泡的当量半径， $\delta$  为通道的深度， $f$  为通道出口处汽泡出现的频率。对于  $0^\circ\text{C}$  水强制对流冷却工况，蒸汽泡在通道底部的投影为圆形， $R_{out}$  取汽泡的圆形投影半径；对于空气自然对流冷却工况，汽泡在通道底面的投影成椭圆形，其当量半径可由下式求得：

$$R_{out} = \sqrt{R_x \cdot R_y} \quad (3-2)$$

其中  $R_x$ ， $R_y$  分别为椭圆形投影的短半轴和长半轴长度。

通道出口的蒸汽质量干度可由下式求得：

$$\bar{x} = \frac{m_v}{M} = \frac{\rho_v \pi R_{out}^2 \delta f}{M} \quad (3-3)$$

其中  $M$  流经芯片的流体总质量。

由热平衡可知，凝结换热量  $Q$ ：

$$Q = H_{in} - H_{out} \quad (3-4)$$

其中  $H_{in}$ ， $H_{out}$  分别为通道的入口焓及出口焓，分别由下式求出：

$$H_{in} = M h_v \quad (3-5)$$

$$H_{out} = M (\bar{x} h_v + (1 - \bar{x}) h_f) \quad (3-6)$$

将 (3-5) (3-6) 代入 (3-4)：

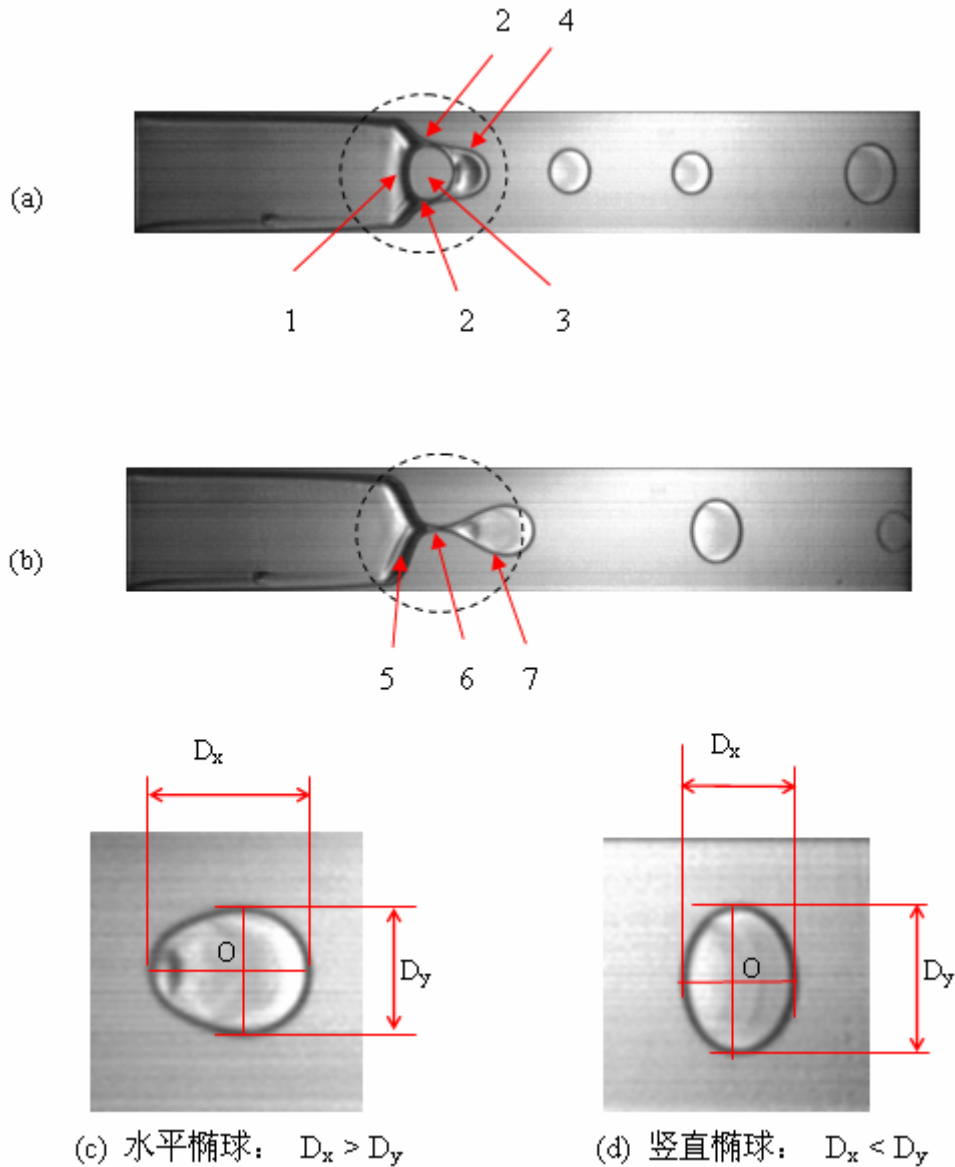
$$qLW = M h_v - M (\bar{x} h_v + (1 - \bar{x}) h_f)$$

即：
$$q = \frac{M [h_v - (\bar{x}h_v + (1-\bar{x})h_f)]}{LW} \quad (3-7)$$

其中  $L$ ， $W$  分别为微通道的长度和宽度。

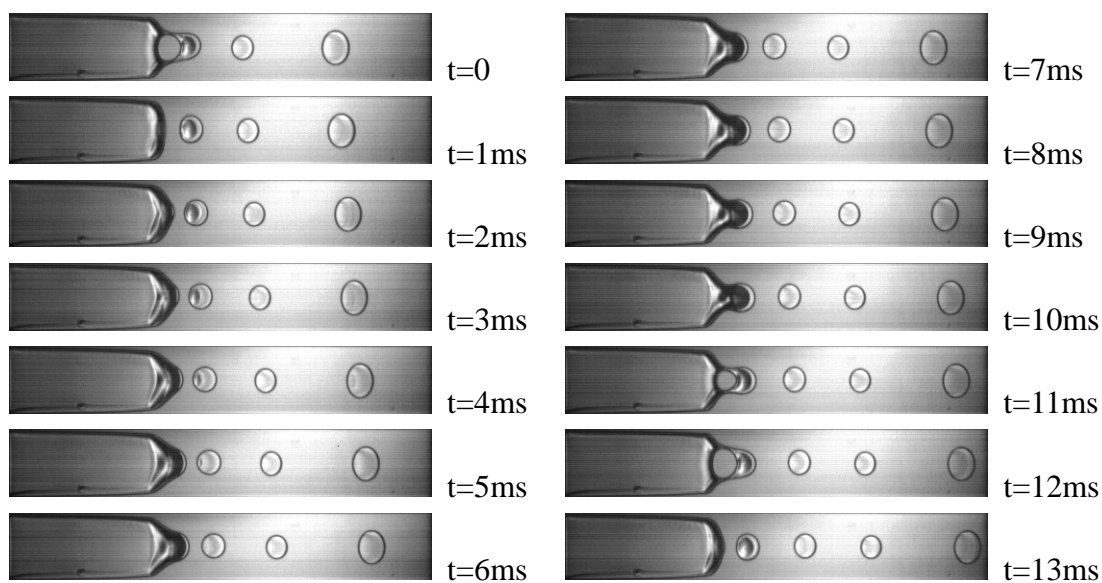
### 3.4.2 空气自然对流冷凝的流型

在空气自然对流冷却条件下，发现了如图 3-6 所示的两种汽泡脱离模式，即双汽丝脱离模式 (a) 和单汽丝脱离模式 (b)。在双汽丝汽泡脱离模式中，长

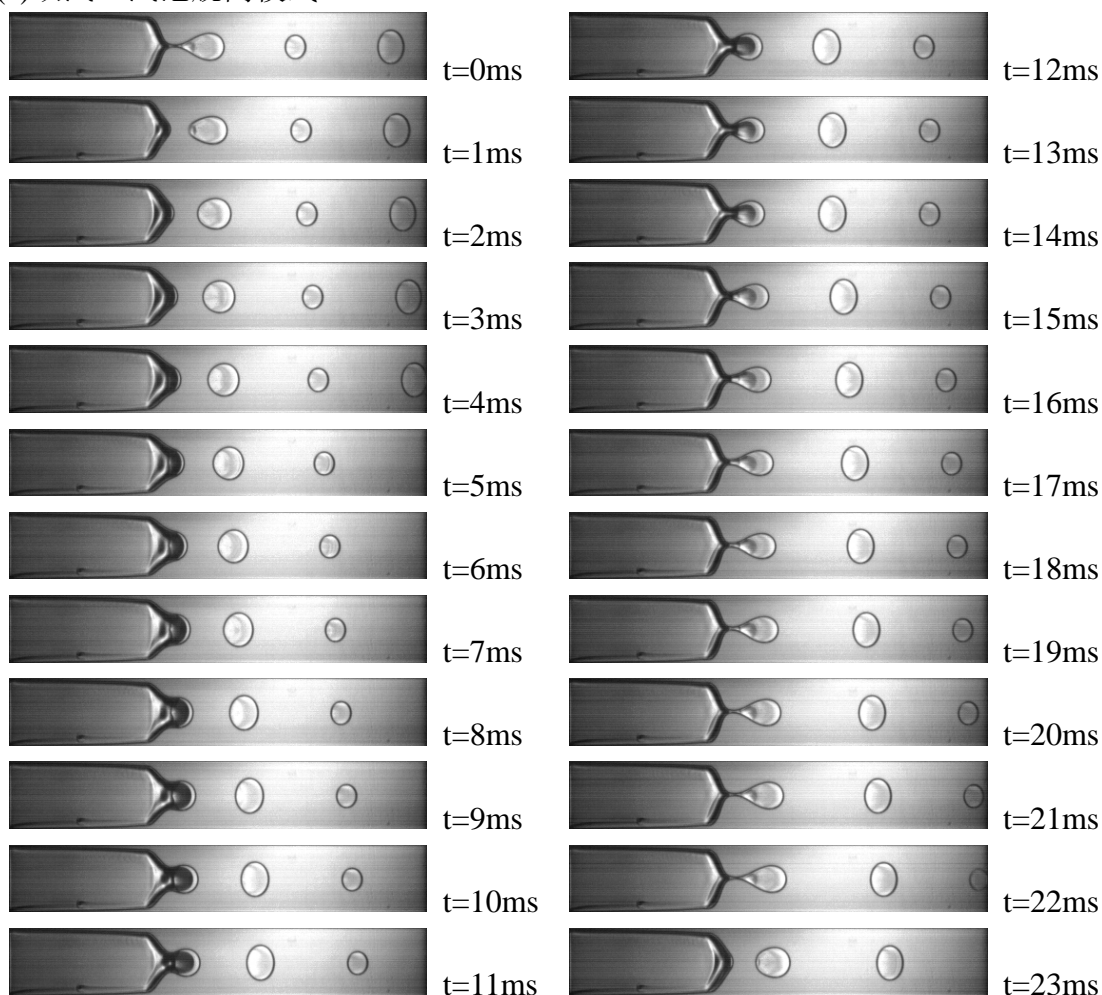


- 1.长汽弹凹形界面 2. 双汽丝 3. 被汽相包围的液滴 4. 双汽丝连接的汽泡  
 5. 长汽弹凸形界面 6. 单汽丝 7. 单汽丝连接的汽泡

图 3-6 自然对流冷却条件下的流型结构



(a)双汽丝汽泡脱离模式



(b)单汽丝汽泡脱离模式

图 3-7 两种汽泡脱离模式的动态过程 (Run 2)

汽弹的界面成内凹形，并且它与正在脱离的汽泡之间存在两条汽丝，两汽丝关于通道中心线成对称分布。在长汽弹、正在脱离的汽泡以及双汽丝界面包围着一个液滴，正是液滴表面张力的作用使得长汽弹的前端界面呈内凹形。在单汽丝汽泡脱离模式中，长汽弹前端界面呈外凸形，正在脱离的汽泡与长汽弹之间仅有一条纤细的汽丝相连，并且该汽丝位于通道中心线上。

两种汽泡脱离模式的动态过程如图 3-7 所示，其中图 (a) 表示双汽丝汽泡脱离模式的动态过程，图 (b) 表示单汽丝脱离模式的动态过程；在图 (a) 中，当  $t=0$  ms 时，脱离汽泡与上游长汽弹之间有两条纤细的汽丝相连，当  $t=1$  ms 时，两条汽丝发生同步断裂，汽泡从长汽弹脱离。在  $t>1$  ms 时，长汽弹的前端界面重新凸出，下一个汽泡脱离周期开始，当  $t=11$  ms 时，双汽丝形成， $t=12$  ms 时，双汽丝变得越来越纤细，达到  $t=0$  ms 对应的状态，因此该工况条件下，双汽丝脱离模式的汽泡脱离周期为 12 ms。

在图 3-7 (b) 中，当  $t=0$  ms 时，脱离中的汽泡与上游汽弹之间仅有一条纤细的汽丝相连； $t=1$  ms 时，该汽丝发生断裂，汽泡随之脱离；当  $t>1$  ms 时，汽弹前端逐渐凸出，当  $t=11$  ms 时，汽丝已经形成；随后，汽丝随着时间的推移变得越来越细，直到当  $t=22$  ms 时，汽丝的状态与  $t=0$  ms 时相对应，因此该工况下，单汽丝脱离模式的汽泡脱离周期为 22 ms。汽泡脱离后，呈现两种形态，图 3-6 (c) 对应于汽泡刚从上游汽弹完全脱离时刻，此时汽泡为水平椭球形；图 3-6 (d) 对应于汽泡接近微通道出口时刻，此时汽泡为竖直椭球形。

在同一个工况下，对 32 个连续的汽泡脱离周期进行了统计分布研究，结果如图 3-8 所示，其中图 3-8 (a) 表示 32 个连续汽泡脱离周期的实际脱离周期时间，图 3-8 (b) 表示两种汽泡脱离模式发生的概率，在 32 个连续汽泡过程中，双汽丝脱离模式占 68%，单汽丝脱离模式占 32%，并且发现对于双汽丝脱离模式，其周期均在 10~12 ms 之间；而对于单汽丝脱离模式，其汽泡脱离周期均在 20~22 ms 之间。

无论对双汽丝汽泡脱离模式还是单汽丝汽泡脱离模式，汽泡刚脱离时，呈水平椭球形状，而后渐渐变成竖直椭球形状，汽泡这种形状的改变是界面剪切

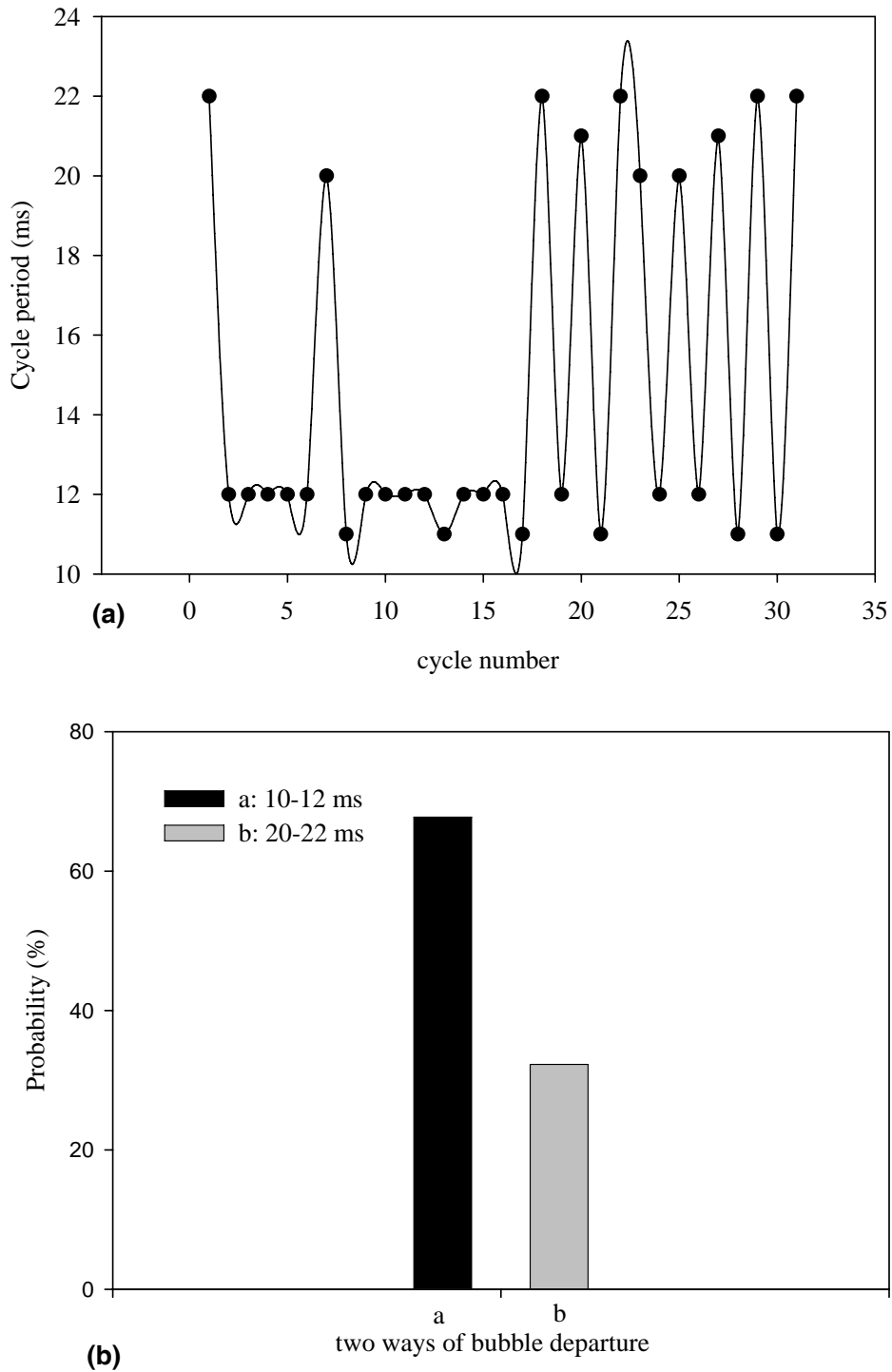


图 3-8 两种气泡脱离模式的统计规律

应力、表面张力以及惯性力相互作用的结果。气泡脱离前，在表面张力和剪切应力的作用下，气泡在流动方向上被拉长，呈现水平椭圆形；气泡脱离后，表面张力的作用使得气泡呈圆形趋势，但由于气泡在惯性运动过程中，前后界面存在压力梯度，使得气泡最终变为竖直椭球形。气泡脱离后从水平椭球形转变

为竖直椭球形的动态过程如图 3-9 所示，其中 3-9 (a) 是利用商用软件 PHOTOSHOP 追踪同一个气泡，然后将不同时刻气泡的形态进行层叠得到的，它表示了同一个气泡在不同时刻的形状及位置；对气泡在运动过程中的形态变化进行了定量测量，其结果如图 3-9 (b) 所示，当  $t=0$  ms 对应气泡刚从上游的长汽弹脱离的时刻，此时  $D_x > D_y$ ，气泡呈水平椭球形；当  $t=3$  ms 时，气泡变为圆形，此时  $D_x = D_y$ ；当  $t > 3$  ms, 气泡逐渐变为竖直椭球形；当  $t > 15$  ms 时，气泡形状保持稳定的竖直椭球形，气泡最后的形状特性与作用在气泡上的表面张力、惯性力以及剪切应力有关。

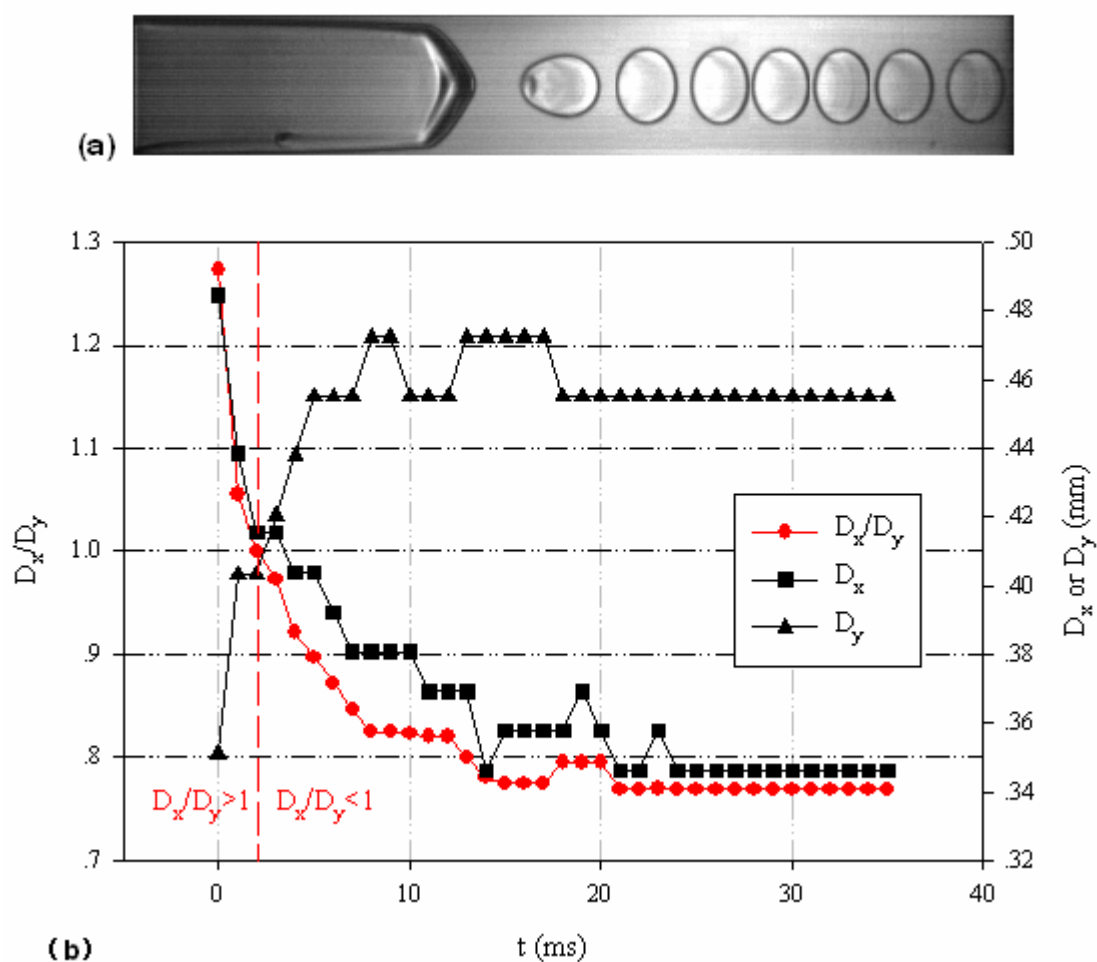


图 3-9 气泡从水平椭球形变为竖直椭球形的动态过程

以气泡的几何中心点（如图 3-6 (C) (d) 中点“O”）对气泡的运动轨迹进行追踪，气泡的位移与时间的关系如图 3-10 所示，其中图 3-10 (a) 表示汽

泡的实际位移随时间的变化关系，图 3-10 (b) (c) 分别为汽泡在  $x$ ， $y$  方向的位移随着时间的关系。从图中可以看出，汽泡的位移与时间基本呈线性关系，说明汽泡在运动过程中具有均匀的速度，并且汽泡脱离后，在通道宽度方向 ( $y$  方向) 上没有位移，对应图 3-10 中的工况 1 和工况 2，汽泡运动的速度分别为  $7.77\text{cm/s}$  及  $6.51\text{cm/s}$ 。

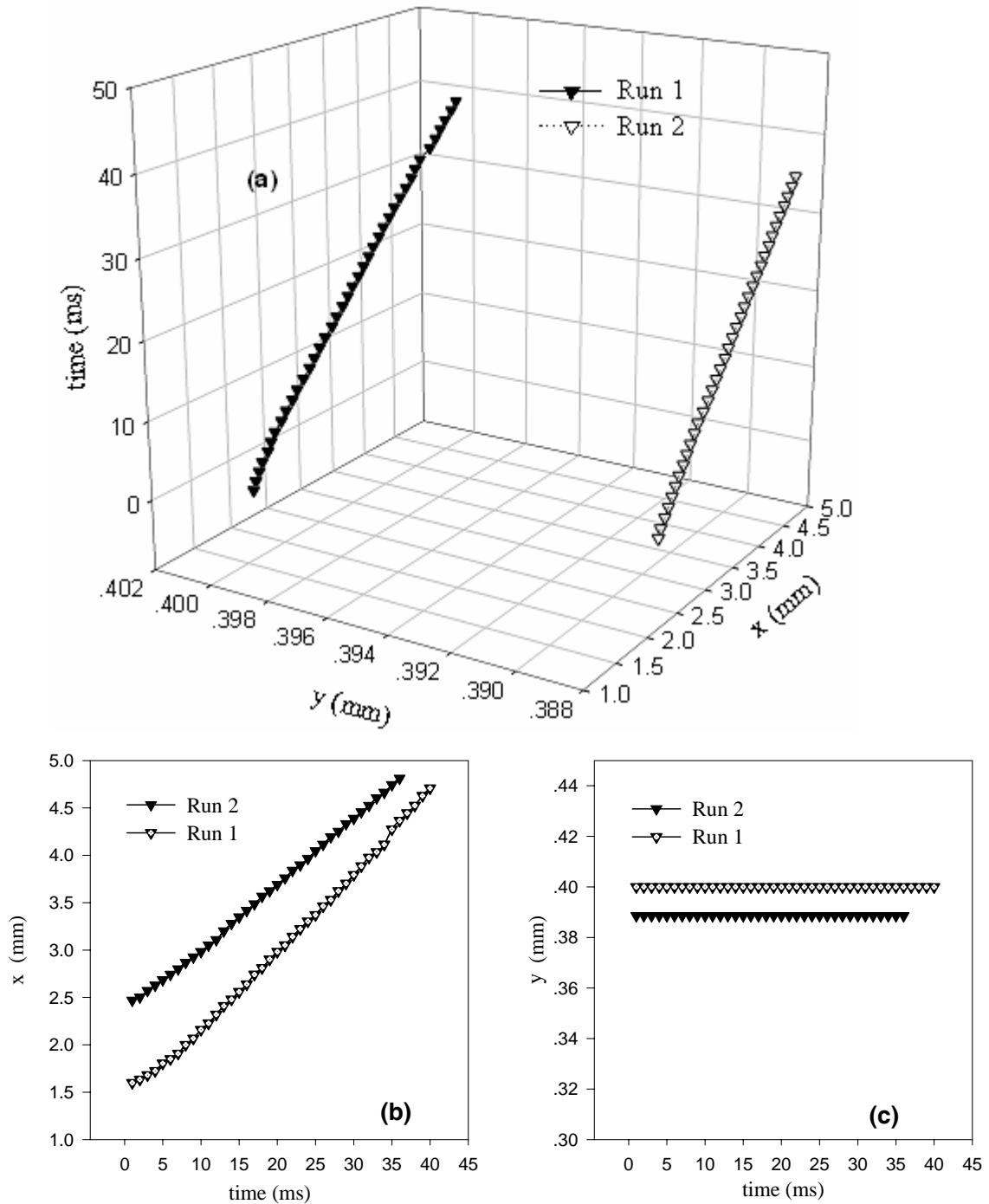


图 3-10 汽泡脱离后的位移与时间的关系



### 3.4.3 0°C 水强制对流冷却的流型

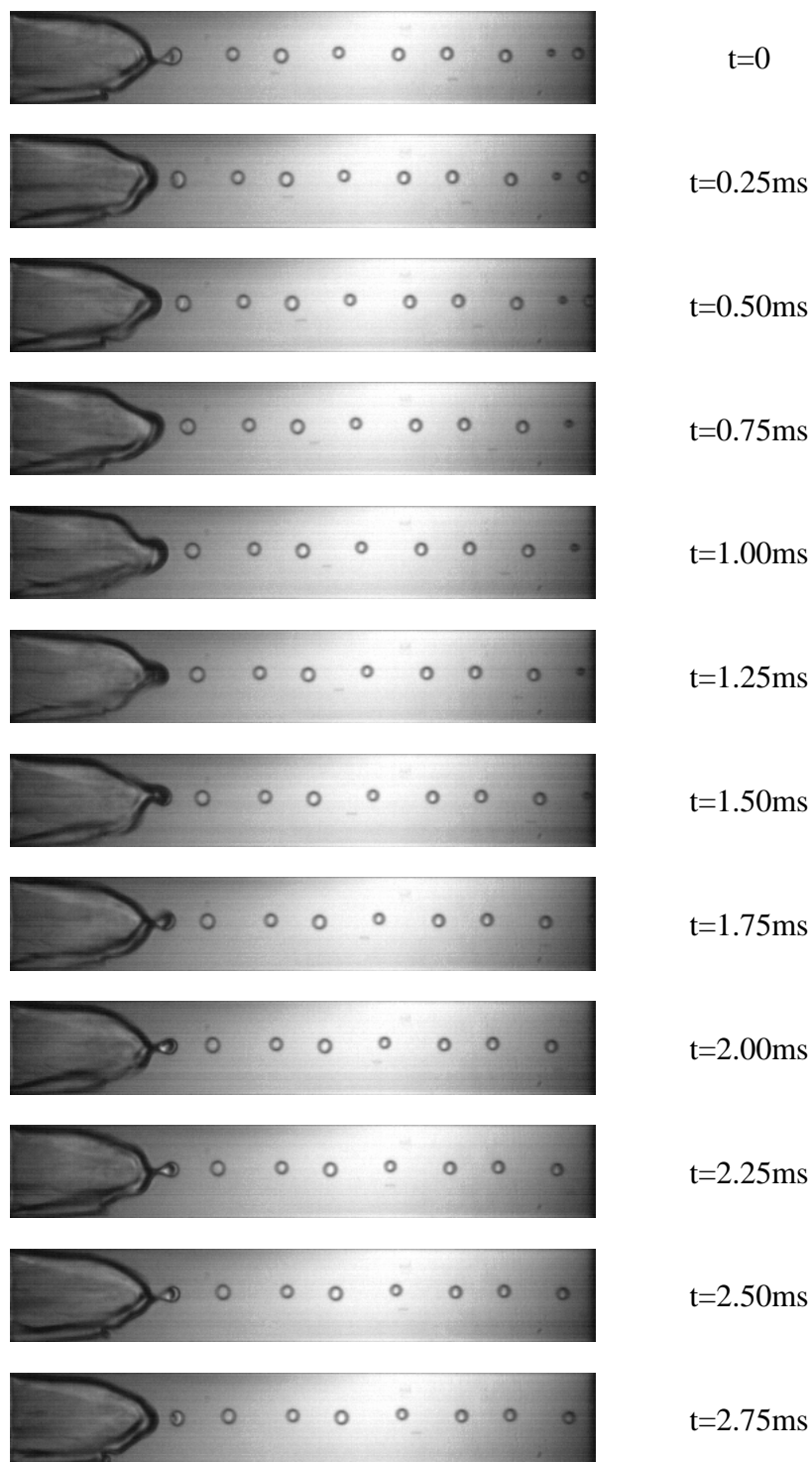


图 3-11 0°C 水强制对流冷却条件下的周期性流型（工况 21）

采用 0°C 水强制对流冷却方式下的流型结构与采用空气自然对流冷却方式的流型结构类似，仅在以下几方面不同：

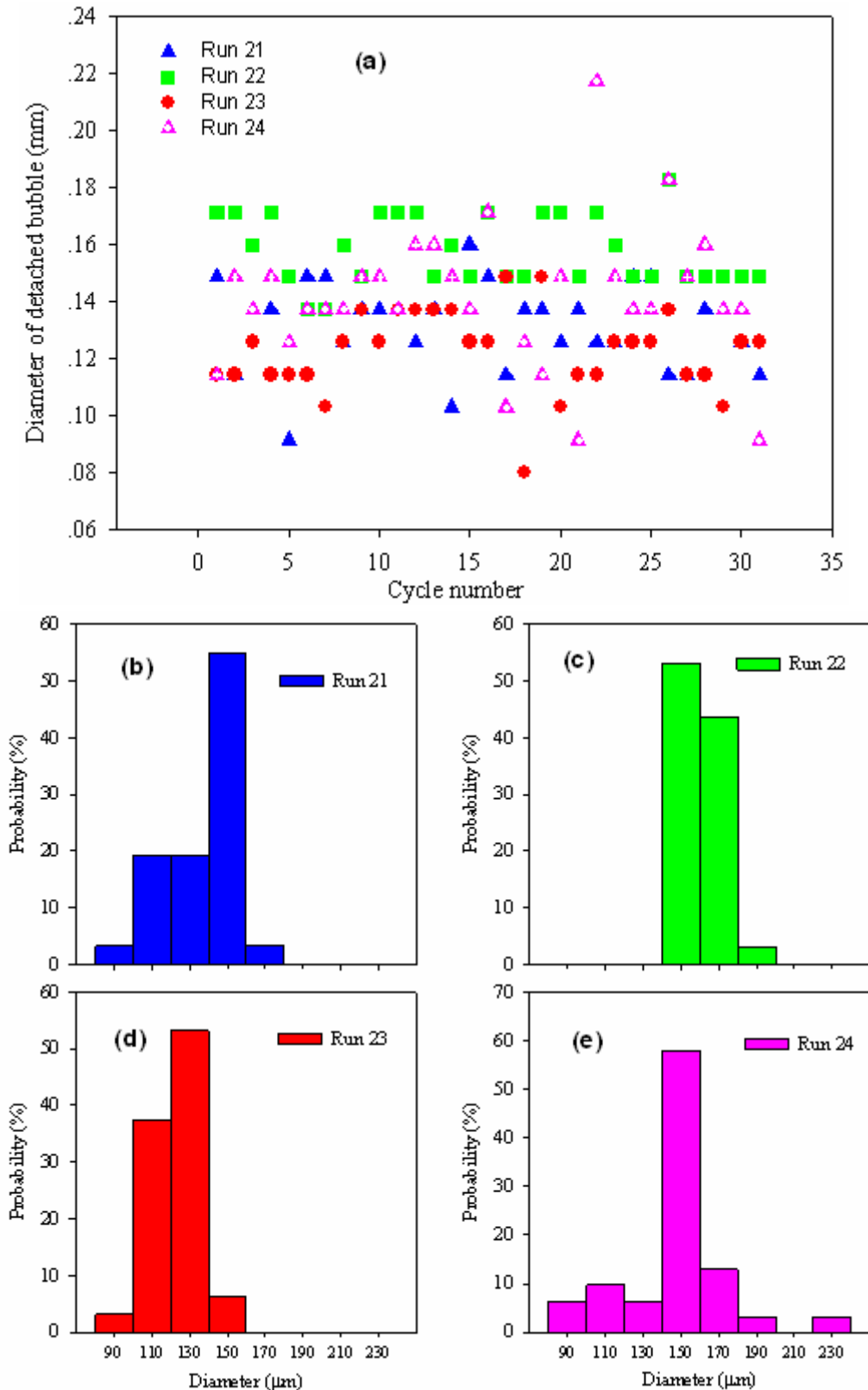


图 3-12 不同工况下气泡脱离直径统计

- (1) 在相同的入口蒸汽压下，增加冷却强度会使通道上游的长汽弹变短。
- (2) 气泡脱离时，其形状为圆形，并且直径较小。

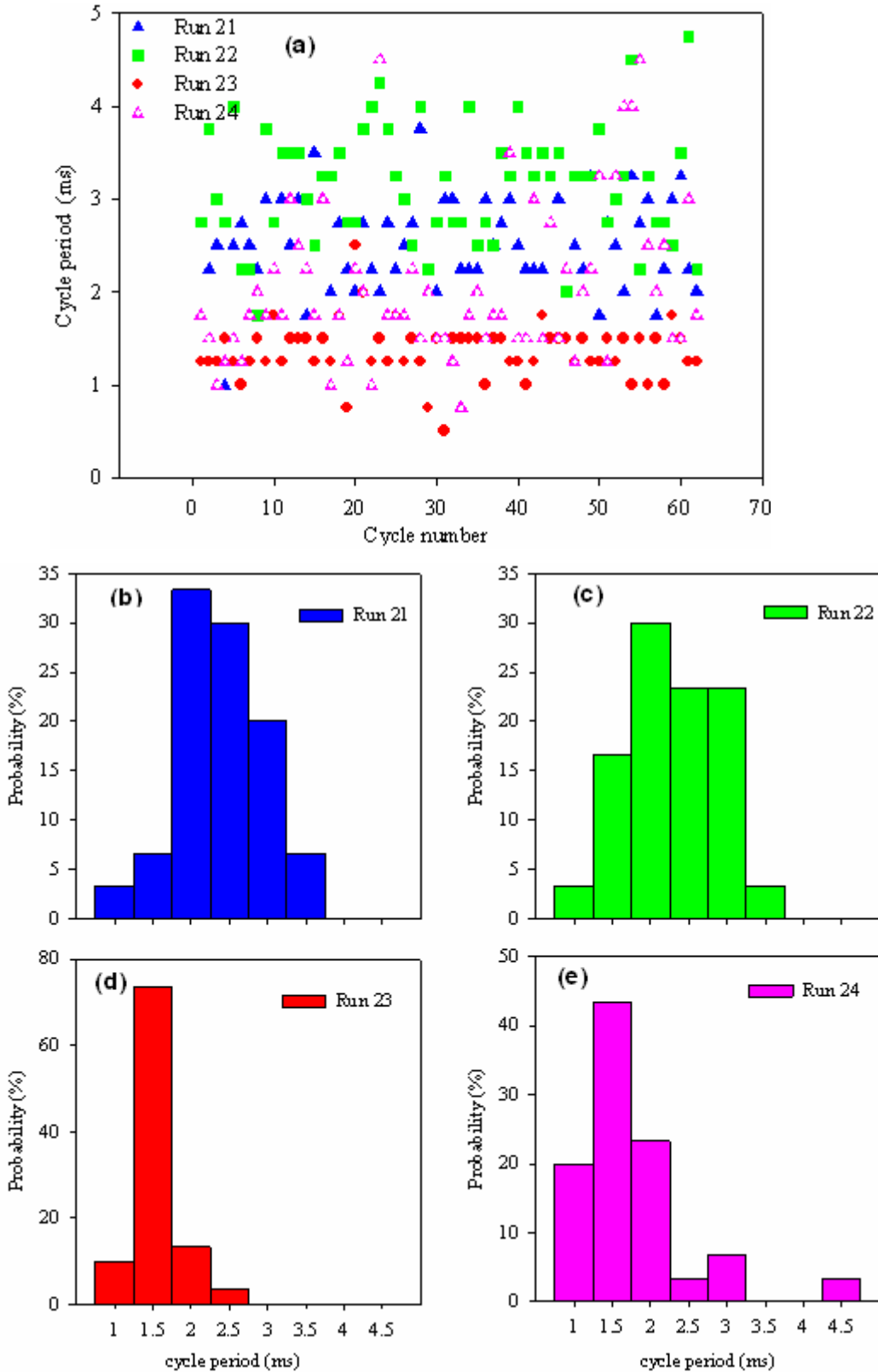


图 3-13 不同工况下气泡脱离周期统计

- (3) 气泡脱离后，其形状在运动过程中无明显变化。
- (4) 气泡的脱离频率明显增大。

采用  $0^{\circ}\text{C}$  水强制对流冷却方式下的动态流型结构如图 3-11 所示, 当  $t=0\text{ ms}$  时, 汽泡尚未脱离, 汽泡与上游汽弹之间有汽丝相连; 当  $t=0.25\text{ ms}$  时汽泡完全脱离, 随后长汽弹的前端界面逐渐凸出, 当  $t=2.5\text{ ms}$  时, 对应于  $t=0\text{ ms}$  时汽泡脱离前的时刻, 因此该工况下汽泡脱离的周期为  $2.5\text{ ms}$ , 相应的脱离频率为  $400\text{ Hz}$ 。脱离的汽泡在通道下游形成了一串汽泡序列, 并且该汽泡序列中汽泡的直径大小相当, 汽泡间距相对均匀。

在不同工况下, 对连续 32 个汽泡脱离周期中脱离汽泡的直径大小进行了统计, 结果如图 3-12 所示。对所有工况而言, 汽泡的直径在  $80\sim 180\mu\text{m}$  之间。对工况 21, 22, 24, 超过 50% 的汽泡直径在  $140\sim 160\mu\text{m}$  之间; 对工况 23, 超过 50% 的汽泡直径在  $120\sim 140\mu\text{m}$  之间。工况 21, 22, 23, 24 中汽泡脱离时的平均值分别为  $132, 156, 117$  和  $142\mu\text{m}$ , 相应的标准方差分别为  $18, 11, 13$  和  $25\mu\text{m}$ 。

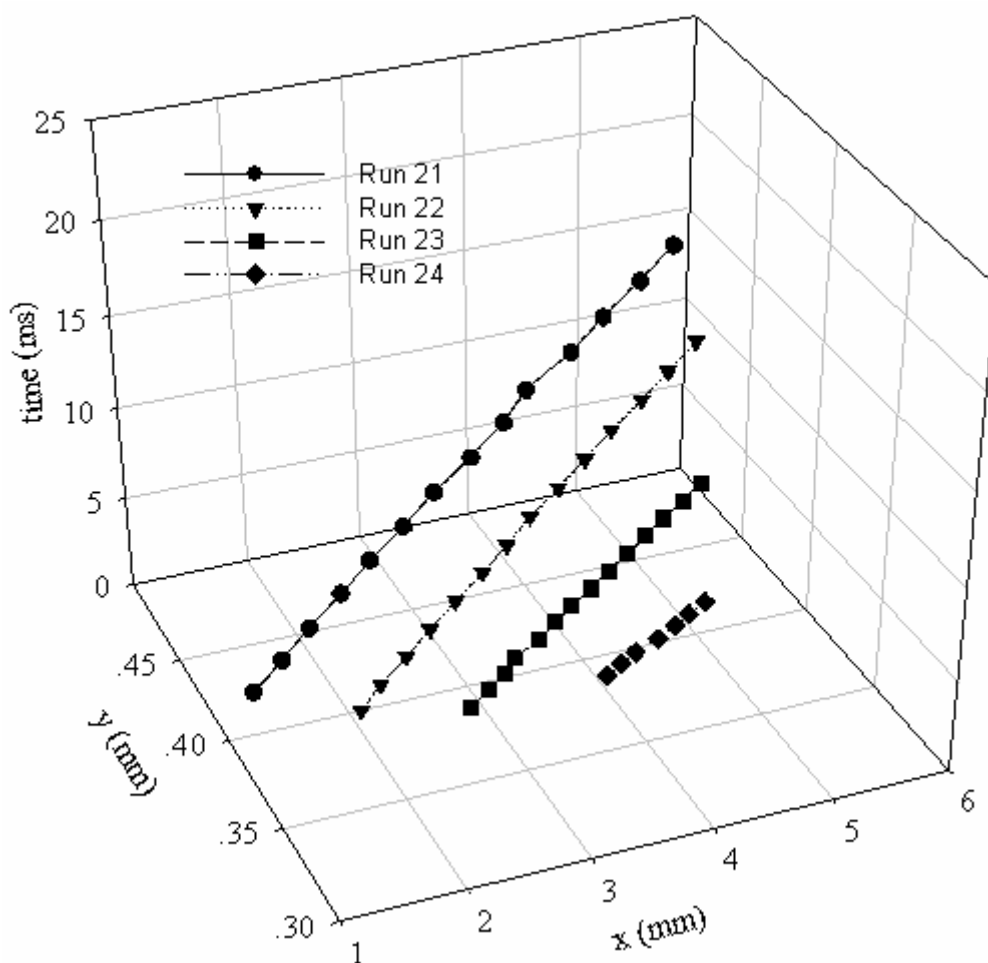


图 3-14 不同工况下汽泡脱离后的位移随时间的变化关系

在不同工况下，对连续32个气泡脱离周期中的气泡脱离周期进行了统计，结果如图3-13所示。对所有工况而言，气泡的产生周期在0.5~4.75 ms之间（相应的产生频率为210~2000 Hz）。对工况21，22，大部分气泡的脱离周期在1.75~2.25 ms之间；对工况23，24，大部分气泡的脱离周期在1.25~1.75 ms之间。工况21，22，23，24中气泡脱离周期的平均值分别为2.26, 2.15, 1.42和1.62,相应的标准方差分别为0.50, 0.60, 0.29和0.73 ms。对工况21~24中气泡脱离后的位移进行了追踪，位移与时间的变化关系如图3-14所示，气泡位移随时间呈线性关系，说明气泡运动的速度比较均匀；工况21，22，23，24对应的气泡运动速度分别为18.28, 17.30, 20.04和28.19 cm/s。

### 3.4.4 气泡周期性脱离的机理分析

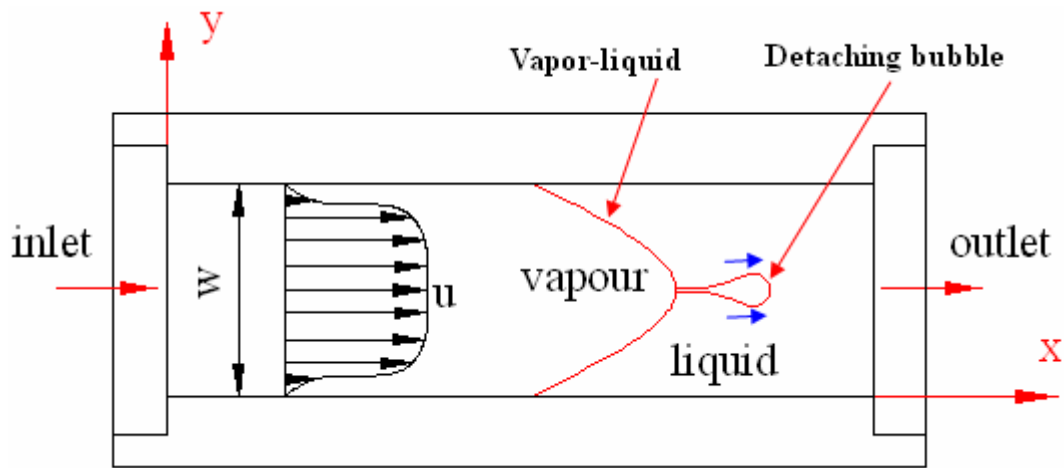


图 3-15 通道内的汽液界面结构以及速度场分布

微通道内气泡脱离过程中的汽液界面如图 3-15 所示，界面上游为水蒸汽，下游为由水蒸汽凝结而成的液态水。汽液界面上存在惯性力和表面张力，两者之间的相对大小可用韦伯数（Weber number）来表示，韦伯数的定义为：

$$We = \frac{\rho_v (u_v - u_f)^2 D}{\sigma_f} \quad (3-8)$$

其中  $\rho_v$  为蒸汽密度， $D$  为通道的水力直径， $\sigma$  为表面张力， $u_v$ ， $u_f$  分别为界面两侧蒸汽和液体的速度。当  $We > 1$  时，表示汽液界面的惯性力大于表面张力；当  $We < 1$  时，惯性力小于表面张力。

通常可以用韦伯数表示汽液界面的破碎或者液滴的分裂，当韦伯数大于汽液界面破裂或者液滴分裂的临界韦伯数时，界面破裂或者液滴分裂现象就会发

生。在本研究中，计算得知汽液界面的平均韦伯数均大于 100，也就是说界面的惯性力远大于表面张力，因此，汽液界面必然会发生破裂。界面破裂位置将取决于汽液界面上具有最大局部韦伯数的位置，它是由界面上的速度和温度分布共同决定的。低高宽比矩形管内的速度分布可 Purday 关系式计算<sup>[83]</sup>：

$$u = u_{\max} \left[ 1 - \left( \frac{y}{b} \right)^n \right] \left[ 1 - \left( \frac{z}{a} \right)^m \right] \quad (3-9)$$

其中  $u_{\max}$  为截面最大速度， $b$ 、 $a$  分别为矩形截面的宽度和高度， $m, n$  是由截面的几何形状决定的常数，由下式计算：

$$m = 1.7 + 0.5(2b/2a)^{-1.4}, \quad n = \begin{cases} 2, & \frac{b}{a} \leq \frac{1}{3} \\ 2 + 0.3\left(\frac{b}{a} - \frac{1}{3}\right), & \frac{b}{a} \geq \frac{1}{3} \end{cases} \quad (3-10)$$

$u_{\max}$  通过下式计算：

$$u_{\max} = U \left( \frac{m+1}{m} \right) \left( \frac{n+1}{n} \right) \quad (3-11)$$

其中  $U$  为截面的平均速度。

经计算可知，通道宽度方向的速度分布如图 3-15 所示，壁面附近的速度梯度较大，远离壁面区域的速度分布相对均匀。由于通道在宽度方向上的结构关于其中心线对称，硅基的导热作用使得通道中心线上的液体温度较高。表面张力是温度的函数，对于液态水，表面张力总是随着温度的增加而减小。因此，由宽度方向上的速度分布和温度可知，汽液界面的最大局部韦伯数位置在通道的中心线上，即当汽液界面发生破裂时，界面将首先在通道中心线处发生破裂。

一旦汽液界面发生破裂，蒸汽便从界面的破裂点溢出，并逐渐形成界面前端的小气泡。气泡在长大的过程中，其表面积不断增大，由于作用在汽泡上的剪切力与其表面积成正比，因此汽泡长大过程中，作用在其表面的剪切力逐渐增大，当剪切力大于表面张力时，汽泡便从上游的汽弹脱离。

### 3.4.5 汽泡直径基本保持不变的原因

汽泡冷凝通常有两种机理控制，即惯性力控制和传热控制。当汽泡周围的过冷度较大时，汽泡溃灭满足球形汽泡在大空间液体包围时的 Rayleigh 解，汽泡在其周围过冷液体惯性控制下迅速溃灭。当其周围液体过冷度较小时汽泡溃灭受

传热过程控制，汽泡冷凝的速率较慢，完全溃灭需要的相对较长的时间。

**Pelect** 数是对流换热中常用的无量纲数，它表示在对流换热过程中，对流换热量与导热量的相对大小，其定义为：

$$Pe = \frac{RU\rho_f c_{pf}}{\lambda_f} \quad (3-11)$$

其中  $C_{pf}$  为液体的定压比热。

**Jakob** 数是相变换热中常用的无量纲数，它表示在相变换热中，显热换热量与潜热换热量的相对大小，其定义为：

$$Ja = \frac{\rho_f c_{pf}(T_g - T_f)}{h_{fg}} \quad (3-12)$$

考虑理想球形汽泡的冷凝过程，在微小时间  $\Delta\tau$  内，汽泡内部潜热换热的热量为  $Q_g$ ：

$$Q_g = h_{fg} \Delta m_v = h_{fg} \rho_v 4\pi R^2 U \Delta\tau \quad (3-13)$$

其中  $h_{fg}$  为汽化潜热， $\rho_v$  为蒸汽密度， $R$  为汽泡半径， $U$  为汽液界面的运动速度。

汽泡壁面与周围液体的当量热量为  $Q_\Sigma$ ：

$$Q_\Sigma = \frac{\lambda_f}{R}(T_g - T_f)4\pi R^2 \Delta\tau \quad (3-14)$$

其中  $\lambda_f$  为液体的导热系数， $T_g$ ， $T_f$  分别为汽泡内蒸汽的温度和汽泡外液体的温度。潜热换热量与导热换热量的相对大小为：

$$\frac{Q_g}{Q_f} = \frac{RU}{\lambda_f} \frac{1}{\rho_f c_{pf} \frac{(T_g - T_f)}{h_{fg}}} = \frac{Pe}{Ja} \quad (3-15)$$

当  $\frac{Pe}{Ja} \gg 1$  时, 汽泡的冷凝是由传热控制, 当  $\frac{Pe}{Ja} \ll 1$  汽泡的冷凝是由惯性控制, 当  $\frac{Pe}{Ja} \sim 1$  时, 两种机制控制汽泡的冷凝溃灭<sup>[84]</sup>。

汽泡在传热控制下的冷凝溃灭是一个复杂的过程, 它与流体的物性, 凝结的流型, 蒸汽中含有不凝性气体的多少、汽液界面的运动以及界面温度场等多种因素有关。在传热控制下, 汽泡溃灭的速率通常认为是由汽液界面两侧的热阻和温差决定的, 同时受汽液两相流参数的影响, 如不同的流型导致汽液界面的热阻不同, 汽液界面的运动也将导致界面热阻的变化。

考虑理想球形汽泡, 其界面的能量守恒可表示为:

$$hA\Delta T = -h_{fg} \frac{dm_v}{dt} \quad (3-16)$$

其中  $m_v = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho_v$ ,  $A = 4\pi R^2$ ,  $\Delta T = T_g - T_l$ , 上式可变为:

$$\frac{dR^*}{dt} = -\frac{h\Delta T}{\rho_v h_{fg} R_0} \quad (3-17)$$

其中  $R^*$  为无量纲的汽泡半径, 可表示为

$$R^* = \frac{R}{R_0} \quad (3-18)$$

$h$  为换热系数, 可表示为

$$h = \frac{Nu\lambda_f}{R} \quad (3-19)$$

将式 (3-18)、(3-19) 代入式 (3-17) 可得

$$\frac{dR^*}{dt} = -\frac{Nu\lambda_f \Delta T}{R^* \rho_v h_{fg} R_0^2} \quad (3-20)$$

两边求积分:

$$\int_1^{R^*} R^* dR^* = \int_0^t -\frac{Nu\lambda_f \Delta T}{\rho_v h_{fg} R_0^2} dt$$



可得汽泡半径随时间的变化关系式为：

$$R^*(t) = \sqrt{1 - \frac{2Nu\lambda_f \Delta T}{\rho_v h_{fg} R_0^2} t} \quad (3-21)$$

汽泡冷凝的无量纲传热系数根据文献[85]取值，即：

$$Nu = 0.0041Pe^{0.855} \quad (3-22)$$

上式适用的参数范围为：  $0.05 < Re < 2000$ ，  $10 < Pe < 20,000$ ，式将式(3-22)

代入(3-21)可得：

$$R^*(t) = \sqrt{1 - \frac{0.0082Pe^{0.855} \lambda_f \Delta T}{\rho_v h_{fg} R_0^2} t} \quad (3-23)$$

其中上式的适用范围为  $0.05 < Re < 2000$ ，  $10 < Pe < 20,000$ 。

利用式(2-23)对本研究中的汽泡完全冷凝时间进行估计，定性温度按下式计算：

$$T_f = \frac{1}{2} \left[ T_{in} + \frac{1}{2} (T_{w1} + T_{w2}) \right],$$

$$\Delta T = T_{in} - \frac{1}{2} (T_{w1} + T_{w2})$$

计算  $Pe = \frac{RU\rho_f c_{pf}}{\lambda_f}$  时， $U$  取汽液界面的滑移速度。

本研究中汽泡为椭球形， $R_0$  取汽泡的当量初始半径，可按下式计算：

$$\frac{4}{3} \pi R_0^3 = A \cdot \delta \quad (3-24)$$

其中  $\delta$  为微通道的深度， $A$  为汽泡在  $z$  方向上的投影面积，即：

$$A = \begin{cases} \pi R^2 & \text{当投影为圆时} \\ \frac{\pi D_x D_y}{4} & \text{当投影为椭圆时} \end{cases}$$

对本研究中的工况 1、工况 2、工况 3 和工况 22 中汽泡的无量纲半径  $R^*$  随时间的变化关系如图 3-16 所示。汽泡在通道内的驻留时间在 10~100 ms 之间，而汽泡完全冷凝所需时间为 1000~10000 ms，即汽泡在通道内的驻留时间仅为完全冷凝所需时间的百分之一，因此汽泡在通道运动过程中，汽泡直径的变化很小，实验所用光学系统无法将汽泡尺寸的减小分辨出来。

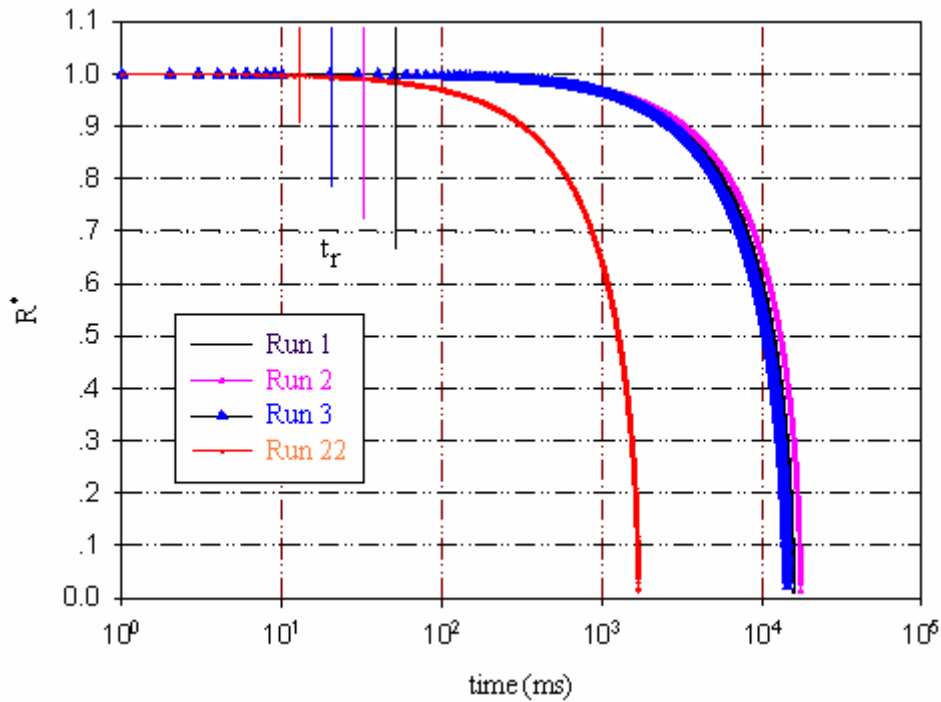


图 3-16 不同工况下汽泡的无量纲半径随时间的变化

### 3.5 本章小结

为研究微通道冷凝器内的蒸汽凝结换热特性，设计了一种深度为 30  $\mu\text{m}$  宽度为 800  $\mu\text{m}$  的低高宽比结构的微通道冷凝器，低高宽比设计易于满足光学可视化系统精确测量的要求。

采用空气自然对流冷却和 0 $^{\circ}\text{C}$  水强制对流冷却两种冷却方式研究了饱和水蒸汽在该微通道冷凝器中的凝结换热特性，发现通道中上游为呈准静止状态的长汽弹，汽弹前端周期性的脱离小汽泡，脱离后的小汽泡在通道下游形成数字化的微汽泡序列。

通道上游的长汽弹呈准静止状态是由于通道的入口腔截面积是微通道截面积的 5 倍，界面张力的作用使得汽泡在跨越入口腔与微通道时，汽弹倾向于

停留在拥有较大截面积的入口处。

当入口饱和蒸汽压增大时，微通道中的汽弹长度变大并且汽弹前端的汽泡脱离频率增大。当增加冷却强度时，通道入口处汽弹的长度减小，汽弹前端的汽泡脱离频率增加，直径减小。

汽液界面上较大的韦伯数导致了界面的破裂，蒸汽不断从界面的破口溢出，形成汽弹前端凸出的小汽泡，随着汽泡直径的增大，其表面积不断增大，导致作用在其表面上的剪切应力不断增大，当剪切力大于表面张力时，汽泡发生脱离。

从能量守恒出发，推导出了汽泡冷凝过程中汽泡直径随时间的变化关系。汽泡直径在通道中并无明显的减小是由于汽泡在通道内的驻留时间远小于汽泡完全冷凝所需的总时间。本章的研究提出了一种利用微凝结产生数字化微汽泡的方法，这在许多微流控系统中有着潜在的应用。



## 第四章 并联微通道中蒸汽凝结换热的多通道效应

### 4.1 前言

在上一章中研究了单个硅基微通道中蒸汽的凝结换热特性,本章作为上一张研究内容的延续,设计了由三个并联微通道组成的硅基微冷凝器实验件,主要侧重考察多通道效应对微尺度凝结换热的影响。

在宏观尺度下,并联通道可以引起各通道的流量分配不均以及两相流并联通道流动不稳定性。在已有微尺度相变过程的研究中,虽然有许多研究采用了并联微通道实验件,但是尚未有研究涉及微通道中的多通道效应对微尺度流动和换热影响。在微小尺度下,并联通道之间可能存在微小的势差,如温度差、浓度差等,假设两相邻通道之间的距离为  $100\ \mu\text{m}$ ,两者之间仅存在  $0.1^\circ\text{C}$  的温差,那么这两通道之间的温度梯度可达  $1000^\circ\text{C}/\text{m}$ ,如此大的温度梯度势必对不同通道之间的传热传质产生重要影响。因此我们采用标准 MEMS 工艺设计并制作了一种低高宽比的并联微通道冷凝器,以水蒸汽为工质研究了并联结构微通道中多通道效应对微尺度凝结换热的影响。

### 4.2 实验装置

实验件为采用标准 MEMS 工艺制作的硅基微通道换热器,如图 4-1(a)所示,整个换热器由上层玻璃盖板和底层硅基键合而成,硅基上刻蚀有进口腔、出口腔和三个形状尺寸完全相同的并联微通道。为便于光学可视化系统研究,实验件设计依然采用了与单通道实验件相同的低高宽比结构设计。实验采用的坐标系统如图 4-1(b)所示,坐标原点位于通道 2 入口的中点处,沿流动方向为  $x$ ,垂流方向为  $y$ ,通道深度方向为  $z$ 。并联微通道是水力直径为  $436.4\ \mu\text{m}$  的矩形通道,每个通道宽度均为  $800\ \mu\text{m}$ ,深度均为  $30\ \mu\text{m}$ ,长度均为  $5000\ \mu\text{m}$ ,通道彼此之间距离为  $50\ \mu\text{m}$ ;入口腔和出口腔的宽度均为  $2500\ \mu\text{m}$ ,深度均为  $120\ \mu\text{m}$ ;整个微冷凝器的宽度为  $5000\ \mu\text{m}$ 。

在微加工过程中,由于通道进出口腔与微通道的深度不同,因此需要两块掩模版 M1 和 M2, M1 用于定义微通道, M2 用于定义进出口腔,具体工艺

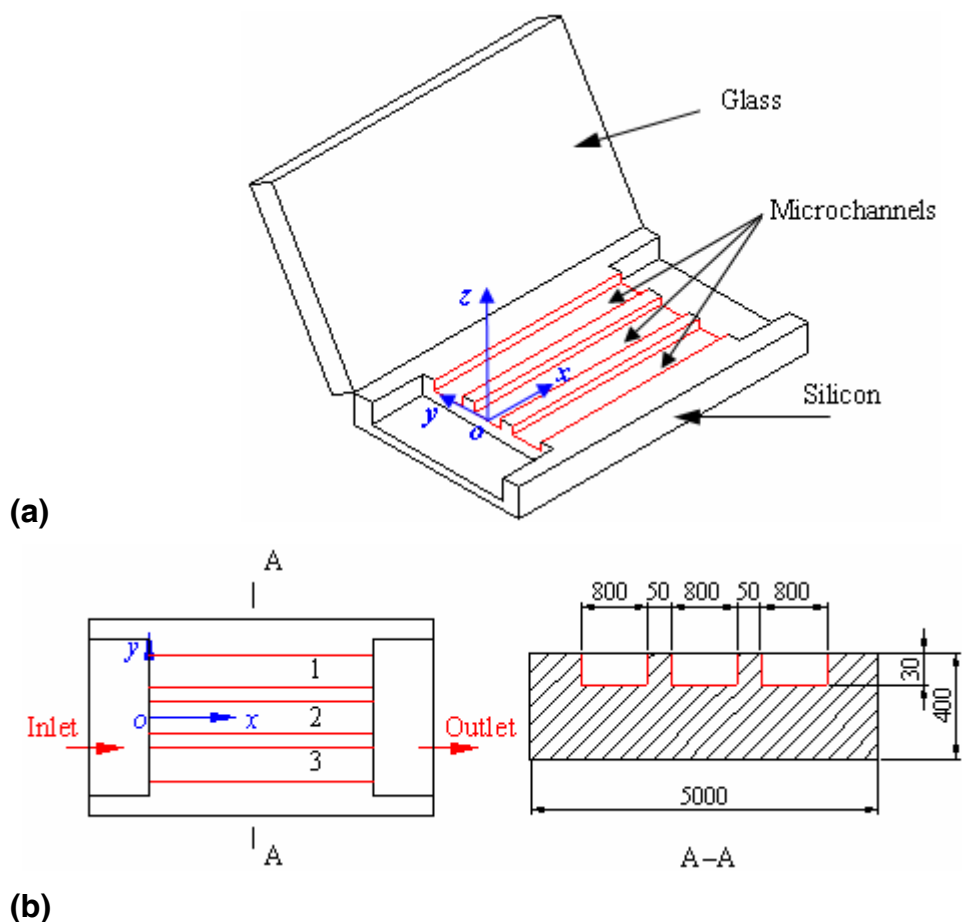


图 4-1 硅基并联微通道冷凝器

过程与第三章中单通道实验件的步骤相同。

图 4-2 是实验系统图，整个系统由温度压力可控的蒸汽发生器、硅基并联微通道换热器、由体视显微镜和高速摄影组成的光学可视化系统、电子天平和连接管路组成。智能温控仪用于调节蒸汽发生器内的温度，安全阀用于排放蒸汽发生器中的不凝性气体，同时在罐内蒸汽压力超过设定压力时排气以保证安全和罐内的压力恒定。经过二次蒸馏的去离子水在蒸汽发生器内受热后产生饱和水蒸汽，饱和蒸汽通过孔隙为  $2\ \mu\text{m}$  的不锈钢过滤器后进入并联微通道换热器并在空气自然对流条件下进行冷凝，凝结液通过电子天平称重，可以获得流经微通道换热器的时均质量流量。

为防止蒸汽在管路中凝结，管路外缠绕加热丝进行辅助加热，辅助加热系统通过智能温控系统控制。微通道换热器入口处的温度和压力由高精度压力传感器和热电偶监控，以确保进入微通道换热器的蒸汽为饱和状态。由显微镜和高速摄影仪组成的光学测量系统用于并联微通道换热器内蒸汽凝结换

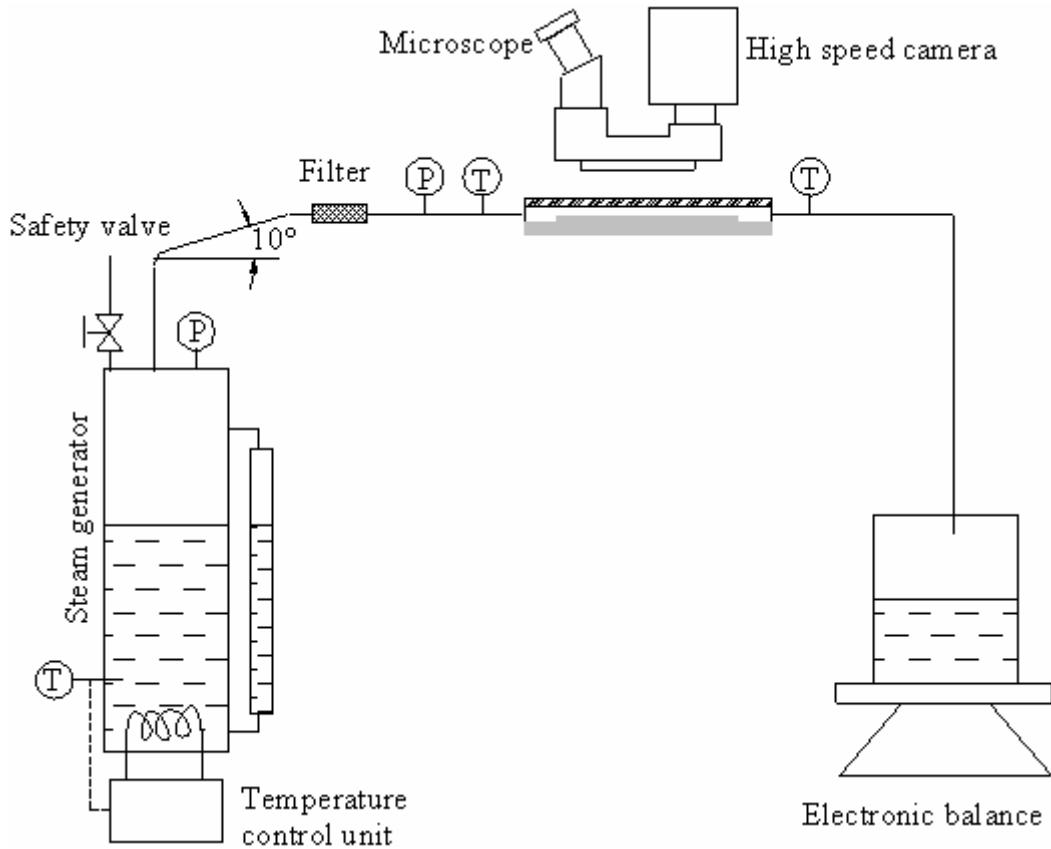


图 4-2 实验系统

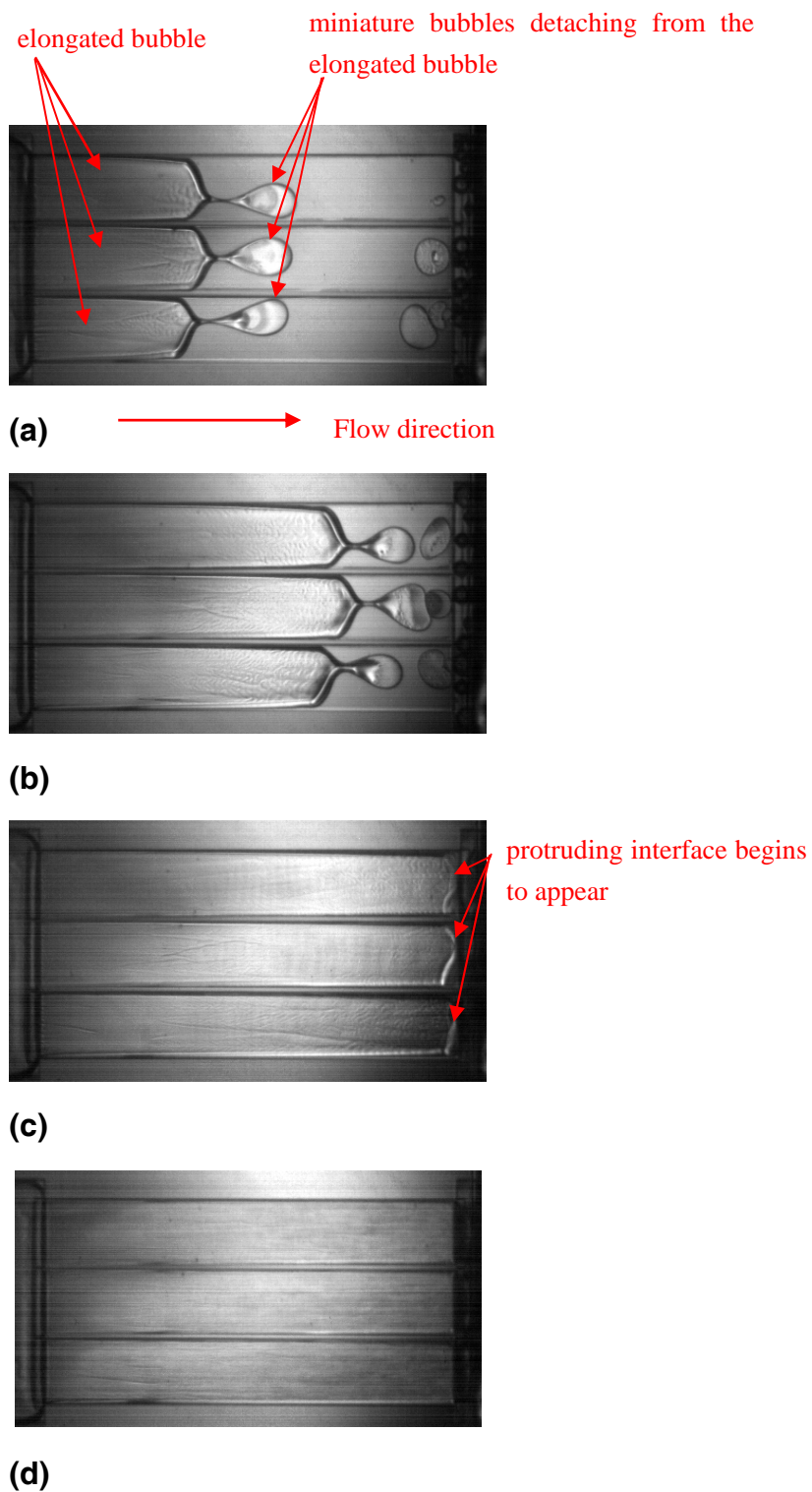
热过程的高速动态可视化研究。

本实验装置与 3.2.2 节中描述的实验装置类似，其不同之处在于单微通道的蒸汽凝结过程研究中，为了研究冷却强度的影响，将微通道换热器与铜块进行了装配，而本章的研究仅采用了空气自然对流冷却方式，芯片直接暴露在室内空气中。具体实验过程以及测量的不确定度参见第三章的 3.3.2 及 3.3 节。

### 4.3 实验结果分析与讨论

#### 4.3.1 并联通道中总体流型概述

本文在空气自然对流冷却的条件下，对硅基并联微通道换热器内的蒸汽凝结换热过程进行了实验研究，实验参数范围为质量流速  $109.14 \sim 228.58 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ，入口压力  $123.12 \sim 215.36 \text{ kPa}$ 。在不同入口饱和蒸汽压下的凝结流型如图 4-3 所示，低入口饱和蒸汽压下，通道入口处为呈准静止状态的汽弹，汽弹两侧的液膜沿流动方向逐渐增厚，汽弹前端则周期性的脱离汽泡（如

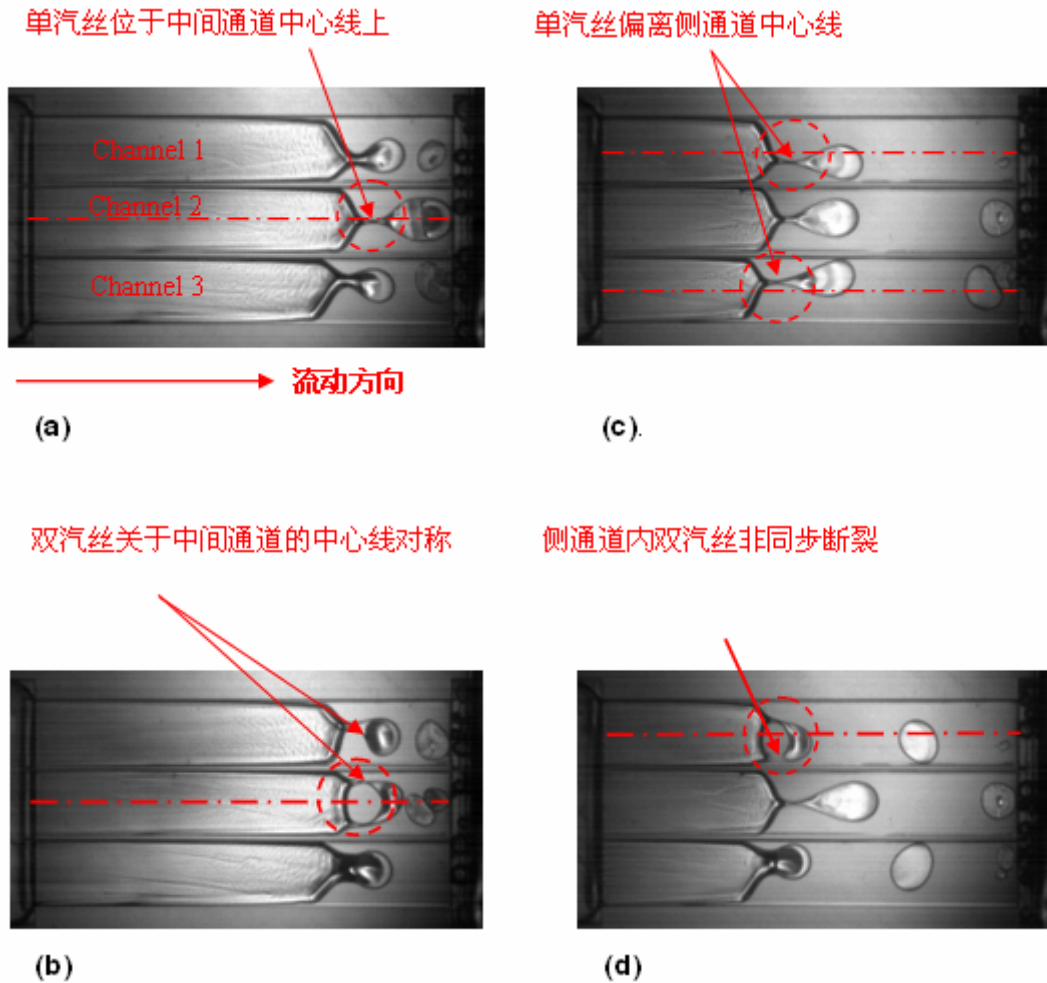


(a)  $p_{in}=123.12$  kPa,  $G=109.14$  kg/m<sup>2</sup>s . (b)  $p_{in}=133.17$  kPa,  $G=123.60$  kg/m<sup>2</sup>s. (c)  $p_{in}=146.14$  kPa,  $G=128.29$  kg/m<sup>2</sup>s. (d)  $p_{in}=168.95$  kPa,  $G=151.75$  kg/m<sup>2</sup>s.

图 4-3 不同饱和蒸汽压下并联微通道中蒸汽凝结的流型

图 4-3a,b 所示), 通道下游为泡状流; 随着入口饱和蒸汽压增大, 汽弹前端逐渐溢出整个微通道(如图 4-3c), 通道中的流型为环状流(如图 4-3d 所示)。





(a) 中间通道中心线处单汽丝断裂；(b) 中间通道关于中心线对称的双汽丝同步断裂；(c) 侧通道中单汽丝偏离中心线；(d) 侧通道中双汽丝非同步断裂

图 4-4 汽弹界面破裂及汽泡脱离的四种模式

在所有实验工况范围内，发现了如图 4-4 所示四种不同的汽弹界面破裂及汽泡脱离模式，其中图 4-4 (a) 表示在中间通道中脱离汽泡与长汽弹之间仅有一条单汽丝相连，并且单汽丝正好位于通道中心线上；图 4-4 (b) 表示在中间通道中脱离汽泡与长汽弹之间有两条汽丝相连，并且双汽丝关于通道中心线对称，并且该双汽丝同步断裂；图 4-4 (c) 表示在侧通道中脱离汽泡与长汽弹之间仅有一条单汽丝相连，并且单汽丝偏离通道的中心线；图 4-4 (d) 表示在侧通道中脱离汽泡与长汽弹之间有两条汽丝相连，该双汽丝并非关于通道中心线对称，当双汽丝发生断裂时也并非同步，而是首先从靠近中间通道的一侧发生断裂；

### 4.3.2 中间通道的流型结构

#### 4.3.2.1 中心线上的单汽丝断裂及汽泡脱离

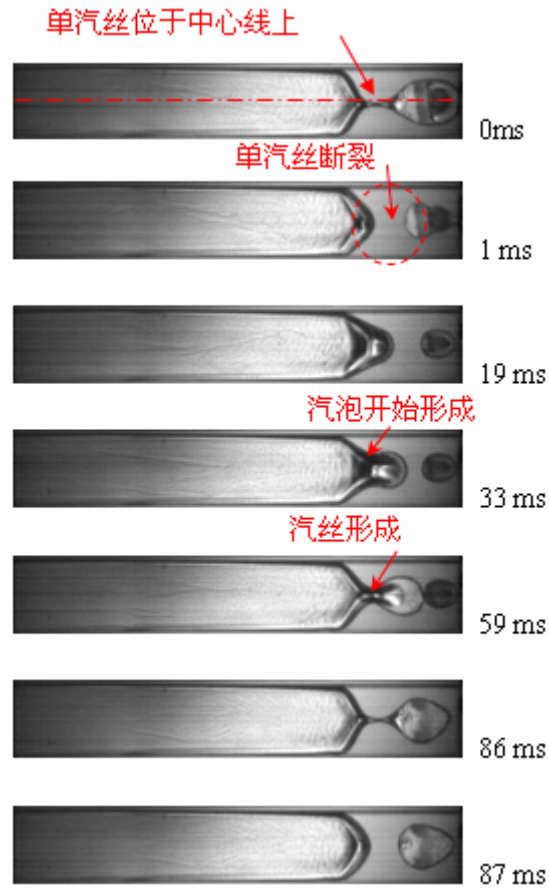


图 4-5 中间通道单汽丝脱离模式的动态过程

$$(p_{in}=133.17 \text{ kPa}, G=123.60 \text{ kg/m}^2\text{s})$$

中间通道单汽丝破裂模式的动态过程如图 4-5 所示，当  $t=0$  时，脱离汽泡与上游长汽弹之间仅有一条纤细的汽丝相连，并且该汽丝正好位于通道的中心线上；当  $t=1 \text{ ms}$  时，汽丝发生断裂，汽泡脱离；当  $t>1 \text{ ms}$  时，汽弹前端界面逐渐凸出；当  $t=33 \text{ ms}$  时，汽弹前端的凸出界面开始形成汽泡；当  $t=59 \text{ ms}$  时，汽丝开始形成；当  $t>59 \text{ ms}$ ，汽丝逐渐变细，当  $t=86 \text{ ms}$ ，汽丝达到与  $t=0 \text{ ms}$  相同的初始状态，当  $t=87 \text{ ms}$  时，汽泡脱离；在该工况中，汽泡的脱离周期为  $86 \text{ ms}$ 。

#### 4.3.2.2 双汽丝同步断裂及汽泡脱离

中间通道单汽丝破裂模式的动态过程如图 4-5 所示，当  $t=0$  时，汽弹前端

正在脱离的汽泡与上游长汽弹之间仅有一条纤细的汽丝相连，并且该汽丝正好位于通道的中心线上；当  $t=1\text{ ms}$  时，汽丝发生断裂，汽泡脱离；当  $t>1\text{ ms}$  时，汽弹前端界面逐渐凸出；当  $t=33\text{ ms}$  时，汽弹前端的凸出界面开始形成汽泡；当  $t=59\text{ ms}$  时，汽丝开始形成；当  $t>59\text{ ms}$ ，汽丝逐渐变细，当  $t=86\text{ ms}$ ，汽丝达到与  $t=0\text{ ms}$  相同的初始状态，当  $t=87\text{ ms}$  时，汽泡脱离；在该工况中，汽泡的脱离周期为  $86\text{ ms}$ 。

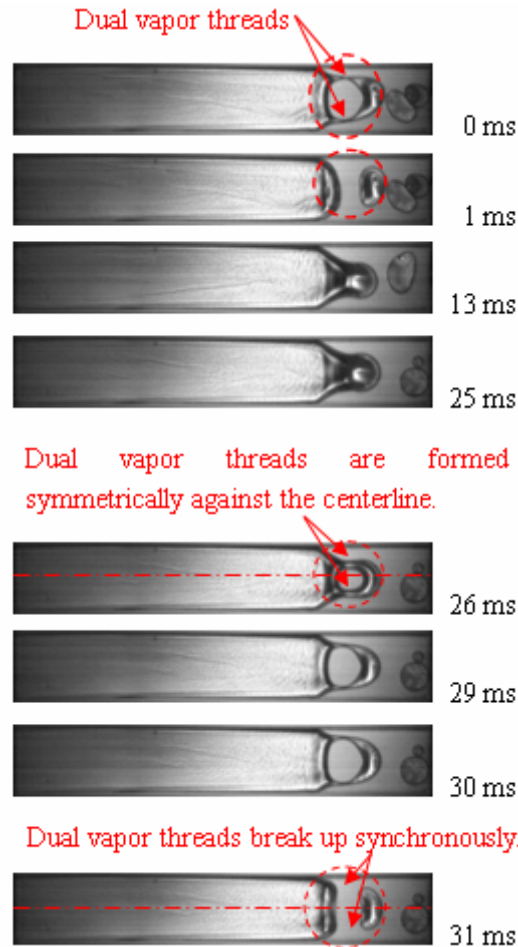


图 4-5 中间通道单汽丝脱离模式的动态过程

( $p_{in}=133.17\text{ kPa}$ ,  $G=123.60\text{ kg/m}^2\text{ s}$ )

### 4.3.3 两侧通道的流型结构

#### 4.3.3.1 单汽丝断裂汽泡脱离模式

在两侧通道中，也存在着单汽丝破裂模式，如图 4-6 所示，当  $t=0\text{ ms}$ ，入口长汽弹与脱离汽泡之间只有一条纤细的汽丝，但是该汽丝的位置并不在通道的中心线上，它向中心通道偏移；当  $t=1\text{ ms}$  时，该单汽丝断裂，汽泡脱离；当  $t>1$

ms 时，长汽弹前端界面逐渐凸出，当  $t=21$  ms 时，凸出界面在汽弹前端形成汽泡；当  $t=27$  ms 时，汽泡与长汽弹之间形成一条汽丝； $t>27$  ms 时，汽

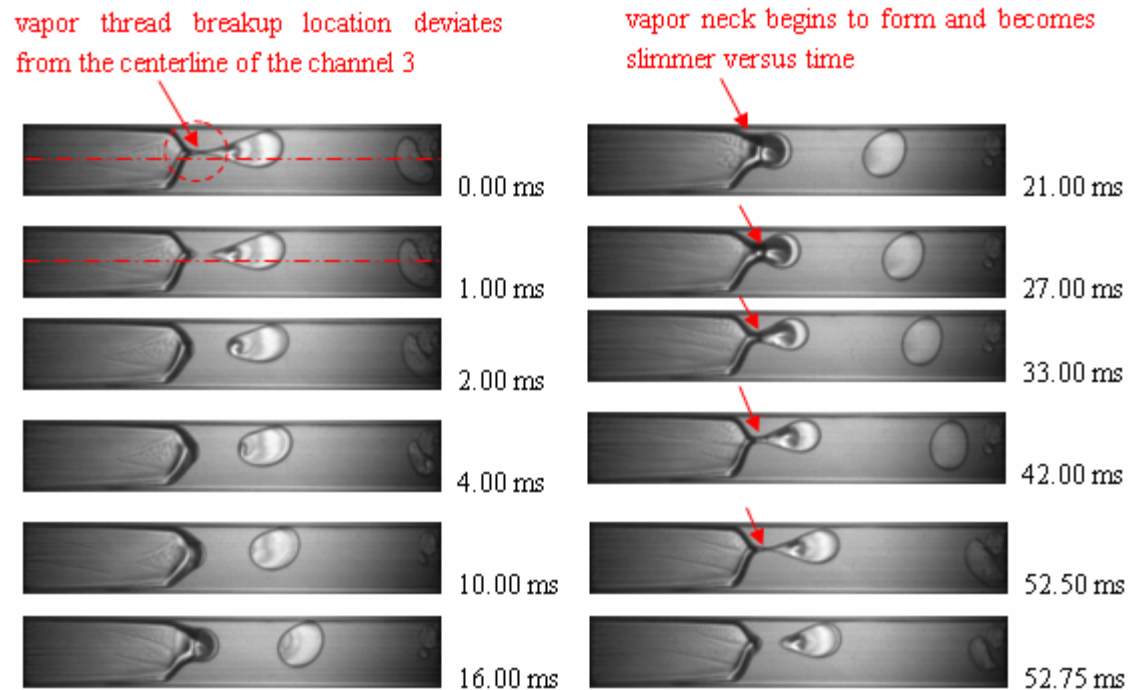


图 4-6 侧通道中的单汽丝断裂模式 ( $p_{in}=123.12$  kPa,  $G=109.1$  kg/m<sup>2</sup>s)

丝逐渐变细；当  $t=52.05$  ms 时，通道内的流型回到与  $t=0$  时刻相同的初始状态；当  $t=52.75$  ms 时，汽丝断裂，第二个汽泡脱离；在该工况中，侧通道的单汽丝断裂及汽泡脱离的周期为 52.50 ms,相应的频率为 19 Hz。侧通道中的单汽丝断裂汽泡脱离模式与中间通道的单汽丝断裂汽泡脱离模式的根本区别在于，中间通道的单汽丝位于其通道的中心线上，而侧通道中的单汽丝明显偏向中间通道。

#### 4.3.3.2 双汽丝非同步断裂汽泡脱离模式

侧通道中双汽丝形成及断裂的周期性动态过程如图 4-7 所示，主要包括三个子过程，即（1）双汽丝形成过程；（2）双汽丝首先从靠近中间通道侧断裂形成单汽丝的过程；（3）单汽丝在通道宽度方向上的迁移过程。

从  $t=0$  到  $t=0.50$  ms 对应于上一周期的单汽丝变细及断裂过程；当  $t>0.50$  ms 时，汽弹前端逐渐向外凸出，当  $t=26$  ms 时，双汽丝形成；随后该双汽丝逐渐变细，直到  $t=28.75$  ms 时，双汽丝首先在靠近中间的一侧发生断裂，脱离汽泡与长汽弹之间仅剩一条汽丝相连；当  $t>28.75$  ms 时，剩余的单汽丝在通

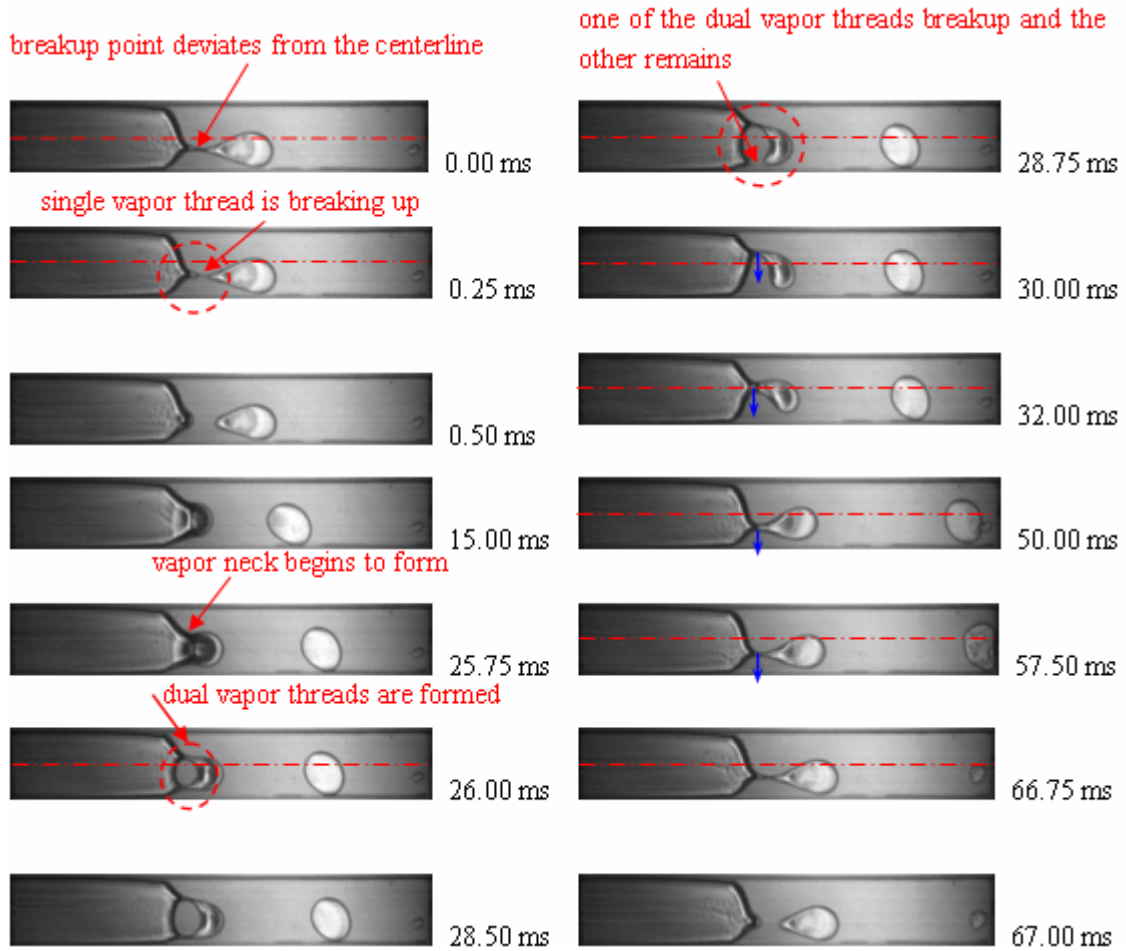


图 4-7 侧通道中的双汽丝非同步断裂模式的动态过程

$$(p_{in}=123.12 \text{ kPa}, G=109.1 \text{ kg/m}^2\text{s})$$

道宽度方向上向中间通道方向迁移，当  $t=57.5 \text{ ms}$  时，单汽丝已经完全从通道中心线上侧迁移到中心线下侧，迁移方向图中的箭头所示；随后单汽丝逐渐变细，当  $t=66.75 \text{ ms}$  时，通道中的流型达到与  $t=0.25 \text{ ms}$  时相对应的状态；在这种情况下，整个双汽丝非同步断裂模式的周期为  $66.5 \text{ ms}$ 。图 4-8 给出了双汽丝断裂后剩余的单汽丝在通道宽度方向上的位移与时间的关系， $y=850 \mu\text{m}$  位置为通道的中心线位置，从图中可见，当  $t=30 \text{ ms}$  时，单汽丝位于中心线上方，当  $t=33.25 \text{ ms}$  时，汽丝恰好迁移到中心线处；当  $t=60 \text{ ms}$  时，单汽丝以迁移到通道中心线下方约  $170 \mu\text{m}$  处。

侧通道中双汽丝断裂模式与中间通道的断裂模式的主要不同之处在于：

- (1) 中间通道中双汽丝在空间位置上关于中心线对称，而侧通道中的双汽丝并非关于其中心线对称；
- (2) 中间通道的双汽丝在时间上，发生完全同步的

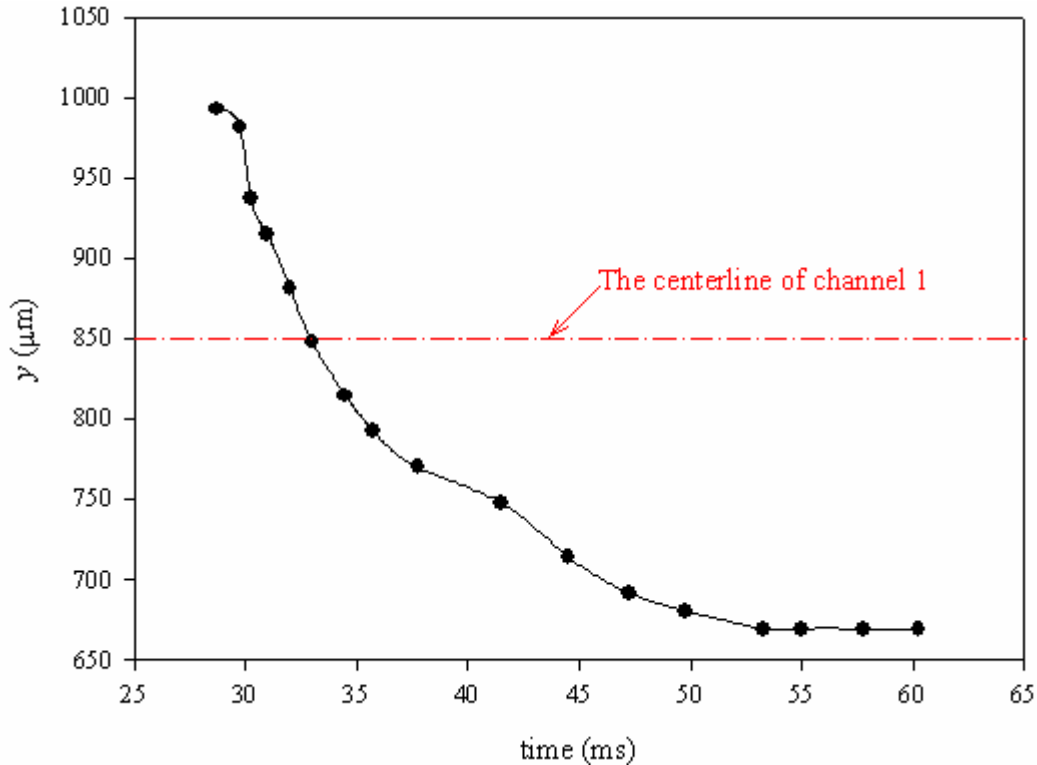


图 4-8 侧通道中单汽丝的迁移过程

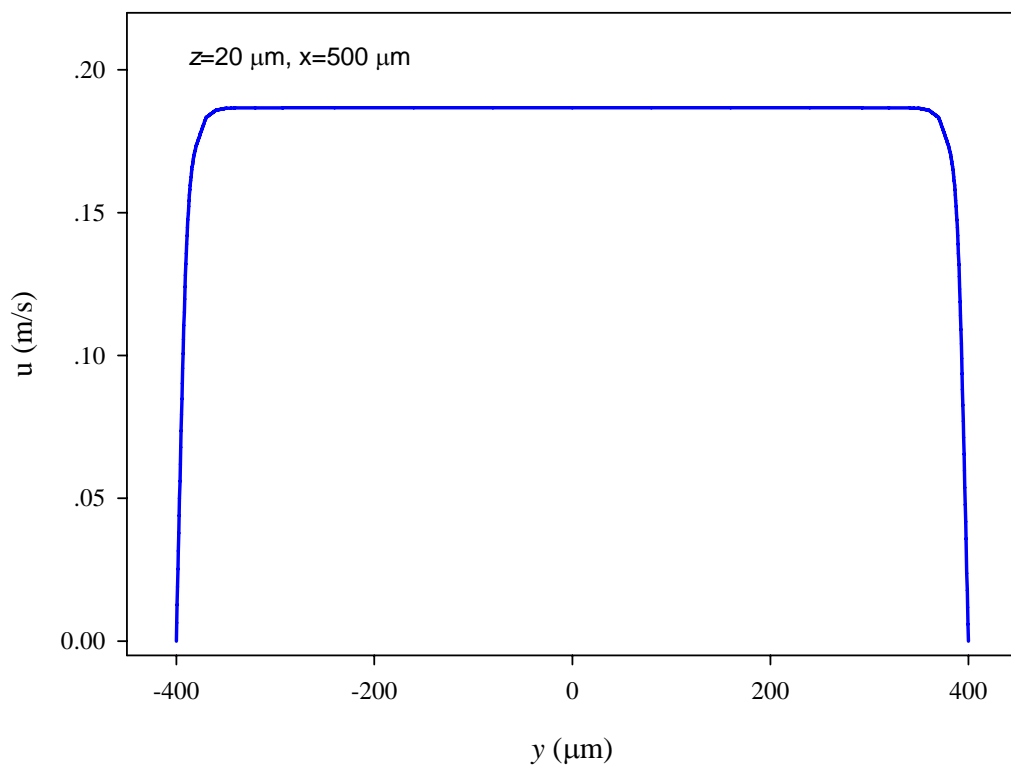
$$(p_{in}=123.12 \text{ kPa}, G=109.1 \text{ kg/m}^2\text{s})$$

断裂，而侧通道中的双汽丝在时间上，发生的是非同步断裂；（3）侧通道中双汽丝从靠近中心通道的一侧首先发生断裂后，剩余的单汽丝在通道宽度方向上向中间通道方向迁移。

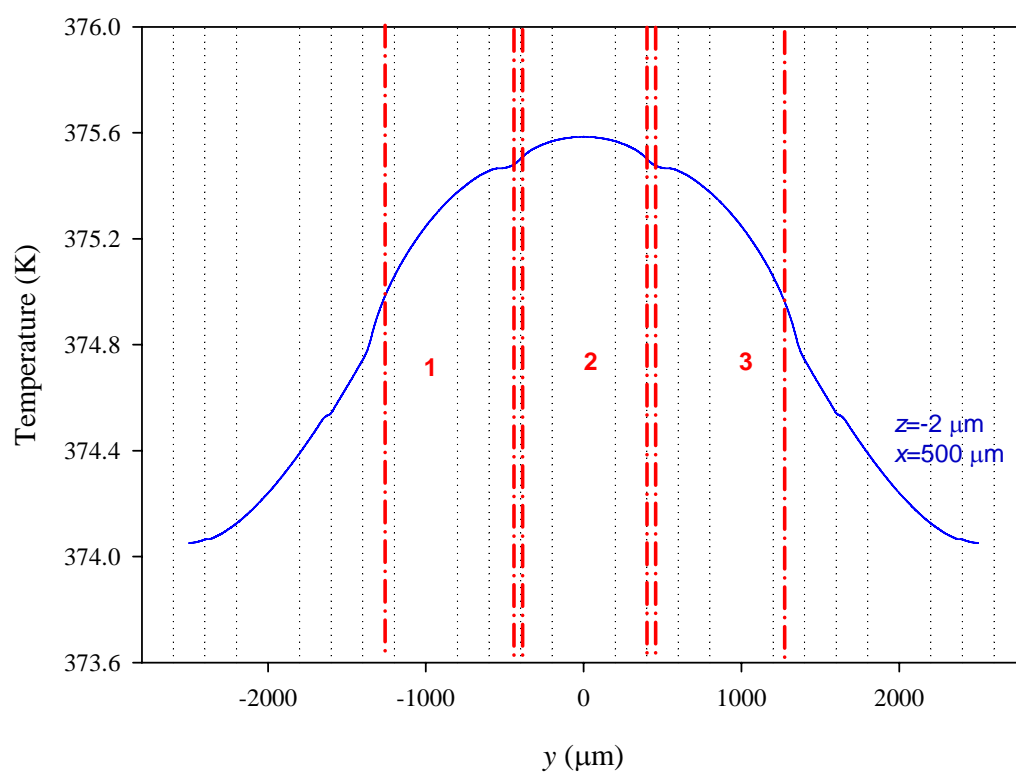
#### 4.3.4 多通道效应的成因分析

常规尺度下，壁面凝结换热主要有两种不同的凝结方式，若壁面为亲水性，凝结液在壁面上形成液膜称之为膜状凝结；当壁面为憎水性时，凝结液在壁面上形成小液珠称之为珠状凝结。对于水平管内凝结，当蒸汽流速低时，凝结液主要集聚在管子底部，蒸汽位于管子上部，当蒸汽流速较高时，则形成环状流。随着尺度的减小，各种表面效应起主导作用，导致微尺度下的相变换热表现出许多与常规尺度不同的特性。在本研究中，当蒸汽流速较低时，通道入口为呈准静止状态的汽弹，汽弹前端周期性脱离汽泡，在下游形成泡状流；当蒸汽流速较高时，通道中的流型为环状流。

在弯曲界面上，表面张力将导致界面两侧的压力不连续，并且在相变换热中汽液界面同时发生着质量、动量和能量的交换。界面上的作用力主要有



(a)



(b)

图 4-9 通道中流体的速度分布以及壁面的温度分布特性

( $p_{in}=123.12 \text{ kPa}$ ,  $G=109.1 \text{ kg/m}^2\text{s}$ )



惯性力和表面张力，引入韦伯数  $We = \rho_v u^2 D / \sigma$  作为汽液界面破裂的无量纲准则，其中  $\rho_v$  为蒸汽密度， $D$  为通道的水力直径， $\sigma$  表面张力。韦伯数表示界面上惯性力与表面张力的相对大小，通常用作液滴破碎或汽泡脱离的判定准则<sup>[86]</sup>，当局部韦伯数大于液滴破碎或者汽泡脱离的临界韦伯数时，便发生液滴破碎或汽泡脱离。汽液界面的破裂将首先发生在界面上具有最大局部韦伯数的位置，该位置是由汽液界面上的速度分布和温度分布决定的。

本研究中，微通道内的流动为压力驱动的粘性流动，通道截面为低高宽比的矩形，考虑充分发展的单相蒸汽流动，每个通道宽度方向上的速度分布可通过 Purday 公式<sup>[83]</sup>求出（见 3.4.4 节），如图 4-9（a）所示，壁面附近具有较大的速度梯度，而通道中心区的速度则相对均匀。因此，除通道壁面附近，整个通道在宽度方向上具有相对均匀的惯性力。

局部表面张力的大小不仅与界面曲率有关，还与界面温度分布有关。由于硅的导热作用，整个微通道换热器在其宽度方向上的温度分布不均匀。采用 FLUENT 商业软件对该并联微通道中的单相液体强制对流换热进行了数值模拟。在计算过程中，假设通道中的流动为充分发展的稳态层流，考虑了对流与导热的耦合作用。数值模拟结果如图 4-9（b）所示，中间通道（通道 2）具有对称的温度分布，其中心处的温度最高，相应的表面张力最小；两侧通道（通道 1 和 3）中温度最高位置均偏向中间通道。虽然此单相液体强制对流换热过程与微通道中实际的凝结换热的相变过程不同，它无法给出精确的温度分布，但仍然可以正确预测通道中的温度分布的大体趋势，即对于中间通道，其中心线处具有最大的局部温度；对于两侧通道，靠近中间通道处具有较大的局部温度。由于液态水的表面张力随着温度的升高而降低，因此对于中间通道，其中心处具有最小的表面张力，对于两侧通道，其最小表面张力位置均偏向中间通道。因此，由图 4-9 所示的速度分布和温度分布可知，对于中心通道，最大局部韦伯数位于通道的中心线处；对于侧通道，最大局部韦伯数位置均偏向中间通道。当汽液界面发生破裂时，中间通道在其中心线处首先发生破裂，两侧通道中界面破裂点的位置均偏向中间通道。一旦汽液界面破裂，蒸汽便从界面的破裂点溢出，并逐渐在汽弹前端形成凸出的小汽泡，该汽泡同时受到剪切力和表面张力，随着汽泡的生长，其表面积越来越



大，导致作用在其表面的剪切力不断增大，当剪切力大于表面张力时，汽丝发生断裂，汽泡脱离。



图 4-10 受热铂丝附近汽泡周围的 Marangoni 效应<sup>[87]</sup>

汽液界面温度的不均匀导致整个汽液界面上存在表面张力梯度，从而引起汽液界面的 Marangoni 对流，使得液体向表面张力大的地方（低温区）迁移。Wang 等<sup>[87]</sup>在铂丝上进行的微汽泡生长实验中，发现了一种微汽泡脱离加热丝后又返回的现象，这种微汽泡返回现象是由于汽泡周围的 Marangoni 对流引起的，如图 4-10 所示，汽泡周围液体在表面张力梯度的驱动下往低温侧迁移，液体运动产生的反作用力将汽泡推向高温侧。在本研究中，分别对中间通道以及侧通道中汽泡脱离后的运动轨迹进行了追踪，对不同时刻的汽泡形态和位置采用 PHOTOSHOP 进行了图像合成，其结果如图 4-11 所示。对于中间通道，汽泡脱离后一直沿通道的中心线向前运动；对于侧通道，汽泡脱离后，便靠向具有较高温度的中间通道一侧。侧通道中汽泡脱离后靠向高温侧也是由于汽泡周围的 Marangoni 对流引起的。

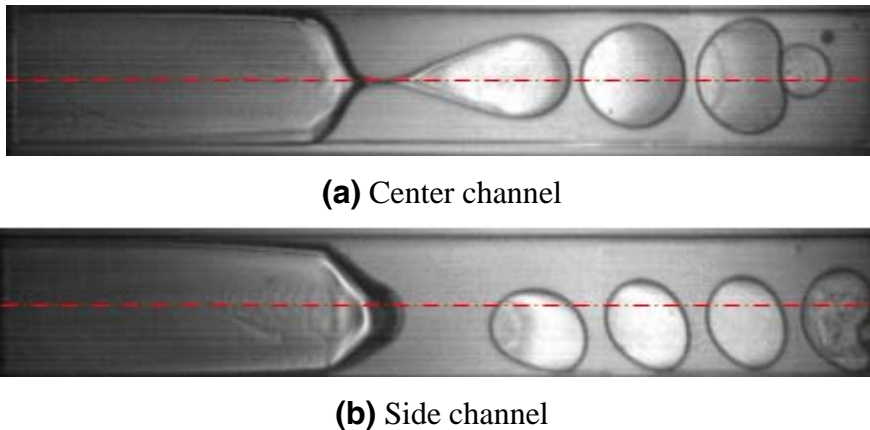


图 4-11 中间通道及侧通道中汽泡脱离后的运动轨迹

#### 4.3.5 入口饱和蒸汽压对汽泡脱离周期的影响

对不同入口饱和蒸汽压下的汽泡脱离现象进行了统计，结果如图 4-12 所示，在同一入口饱和蒸汽压下，中间通道具有较长的汽泡脱离周期，两侧

通道的汽泡脱离周期基本相等，并且均小于中间通道的汽泡脱离周期；在不同入口饱和蒸汽压下，较大的入口饱和蒸汽压将导致较小的汽泡脱离周期。

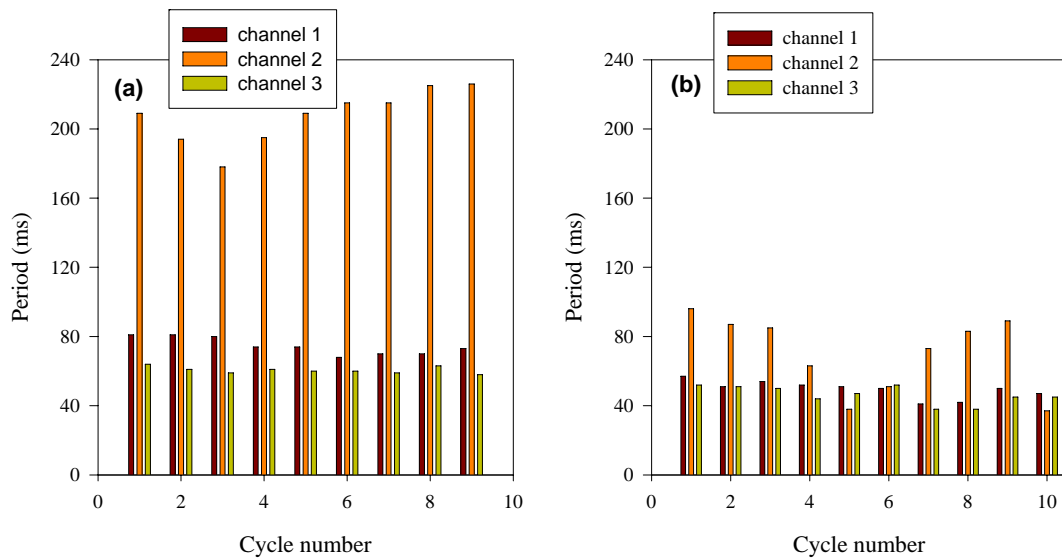


图 4—12 入口饱和蒸汽压对汽泡脱离频率的影响

(a)  $p_{in}=123.12$  kPa,  $G=109.14$  kg/m<sup>2</sup>s; (b)  $p_{in}=133.17$  kPa,  $G=123.60$  kg/m<sup>2</sup>s.

#### 4.4 本章小结

- (1) 对硅基并联微通道换热器内的蒸汽凝结换热进行了研究，发现了汽液界面存在单汽丝断裂汽泡脱离、双汽丝同步断裂汽泡脱离以及双汽丝非同步断裂汽泡脱离三种不同的汽液界面破裂及汽泡脱离模式。
- (2) 对于中间通道，当发生单汽丝破裂及汽泡脱离时，该单汽丝总是在通道中心线上；当发生双汽丝破裂汽泡脱离时，双汽丝关于其中心线对称，并且总是发生同步断裂，汽泡脱离后，总是沿着通道中心线运动。
- (3) 对于两侧通道，当发生单汽丝破裂汽泡脱离时，该单汽丝总是偏向中间通道；当发生双汽丝破裂汽泡脱离时，双汽丝均靠向中间通道，并且汽丝断裂总是首先发生在靠近中间通道侧，汽泡脱离后均靠向中间通道。
- (4) 凝结换热的多通道效应主要表现在三类汽液界面破裂及汽泡脱离模式在中间通道和两侧通道中发生的概率不同，分析表明并联微通道在宽度方向上的温度梯度是多通道效应的成因。
- (5) 汽液界面上的温度梯度导致表面张力梯度，引起界面的 Marangoni 对流

效应，将两侧通道中脱离的汽泡推向高温侧，汽泡脱离后，沿着高温侧壁面向前运动。

- (6) 相同入口饱和蒸汽压下，两侧通道具有基本相同的汽泡脱离周期，但均小于中间通道的脱离频率；增大入口饱和蒸汽压将明显缩小汽泡的脱离周期。
- (7) 在微尺度下，较小的势差如温度差、浓度差等依然可以导致较大的势梯度，从而影响微尺度下的传热传质过程，反之，微弱的势差可以作为微流控系统之中的的驱动源，实现对微量流体的操控。



## 第五章 Pt 薄膜微加热器上的汽泡动力学特性研究

### 5.1 前言

微汽泡执行器研究是涉及到 MEMS 微加工、材料、微电子、控制、热物理等多学科的交叉研究领域。虽然微汽泡执行器在热式喷墨打印机中已经取得了巨大的商业应用成功,但是微汽泡执行器设计和运行过程中涉及到的科学和技术问题尚未得到充分解决,关于热式喷墨打印机的研究仍然是当今微汽泡执行器应用基础研究的热点。

在第二章中已经对微汽泡执行器的研究现状进行了详细综述,已有研究大都关于微汽泡核化、脱离、溃灭现象以及不同尺寸微加热器对微汽泡动力学的影响,而加热功率的脉冲参数对微汽泡动力学影响的研究相对较少,因此,本文采用标准 MEMS 工艺,设计并制作了一种尺寸为 $100\mu\text{m}\times 20\mu\text{m}$ 的 Pt 薄膜微加热器,研究了微加热器上的脉冲功率参数如脉冲频率、脉冲宽度、占空比等对微汽泡动力学的影响。

### 5.2 实验装置

#### 5.2.1 实验件设计及 MEMS 加工工艺

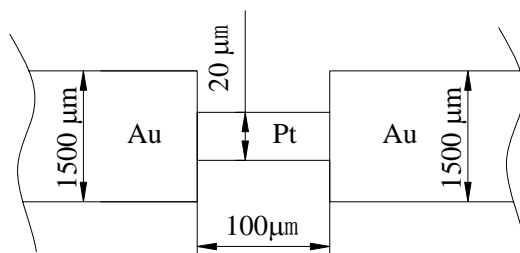


图 5-1 Pt 薄膜微加热器的尺寸结构

实验件采用标准的 MEMS 加工工艺制作,其外形尺寸如图 5-1 所示,Pt 薄膜作为微加热器,其长度和宽度分别为 $100\mu\text{m}$ 和 $20\mu\text{m}$ ,厚度为 $150\text{nm}$ ,Au 薄膜作导线,其宽度为 $1500\mu\text{m}$ ,厚度为 $300\text{nm}$ 。该 Pt 薄膜微加热器的 MEMS 加工工艺流程如图 5-2 所示,主要包括以下步骤:

- (1) 准备四英寸的 7740 耐热玻璃,清洗;
- (2) 在玻璃上旋转涂布光刻胶;

- (3) 光刻，定义 Pt 薄膜微加热器的外形尺寸。
- (4) 溅射，依次溅射钛、铂和金，其厚度分别为 40nm，150nm，300nm；
- (5) 剥离，露出金属图形；
- (6) 光刻，定义 Pt 薄膜微加热器位置；
- (7) 腐蚀外表面的金 (Au)，露出 Pt 薄膜微加热器；

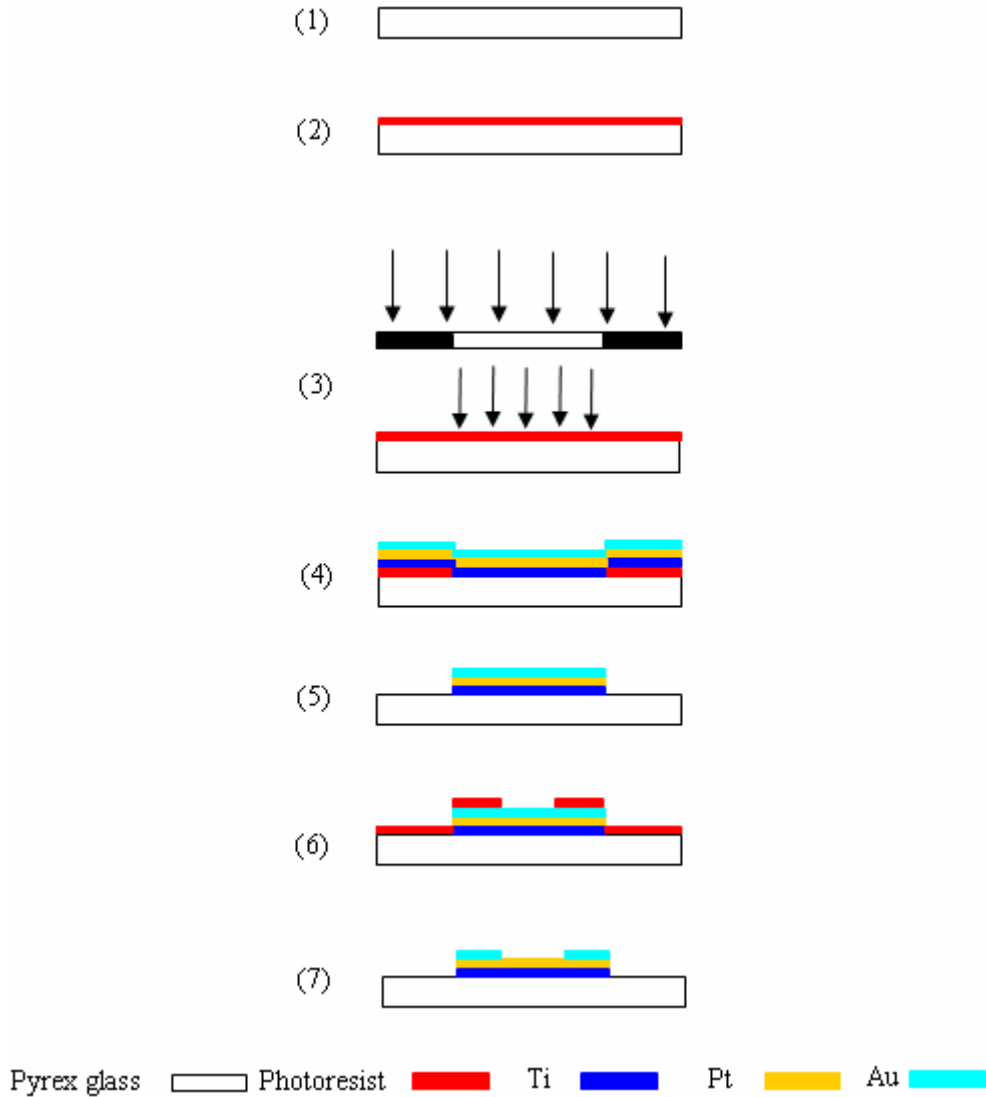
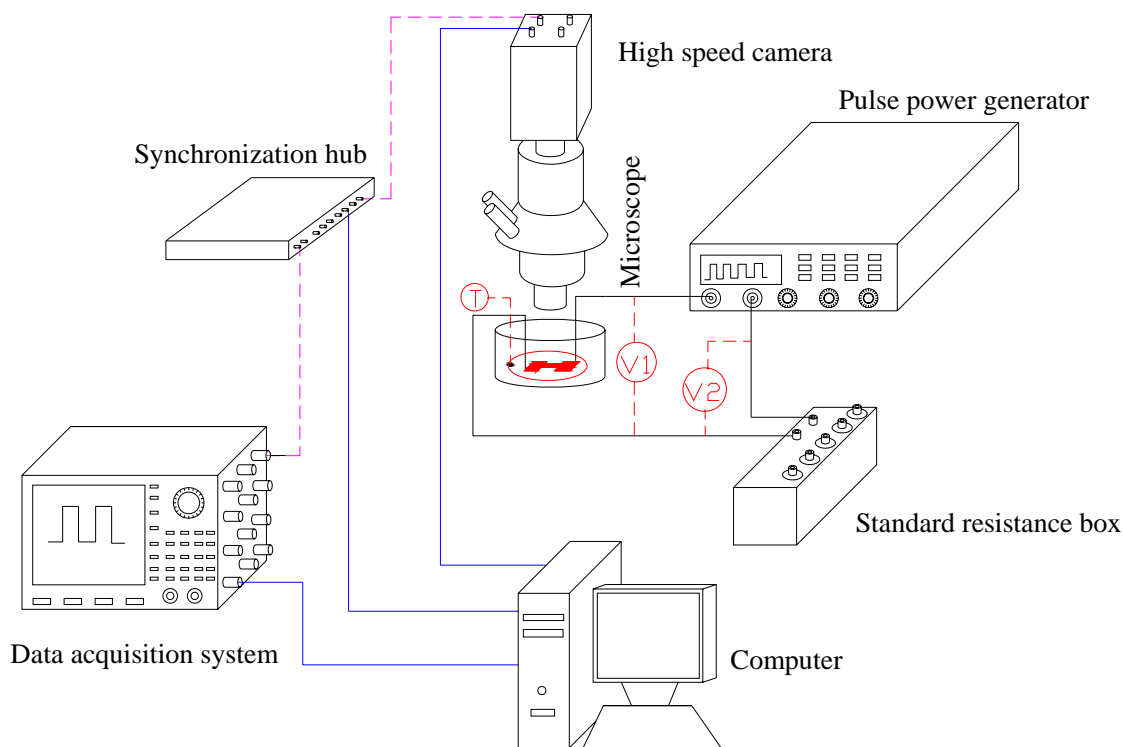


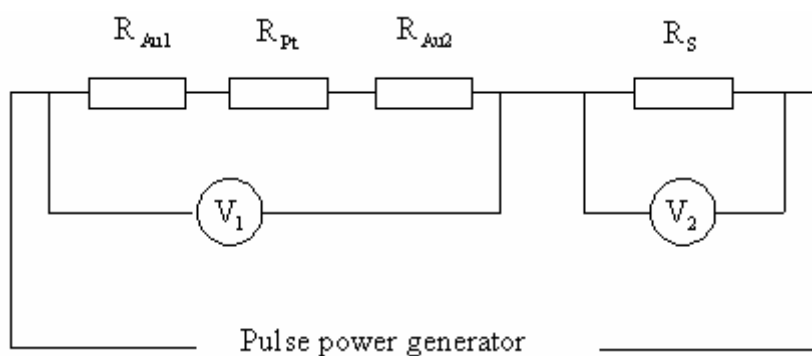
图 5-2 Pt 薄膜微加热器的 MEMS 加工工艺流程

### 5.2.2 实验系统

本研究所采用的实验系统如图 5-3 所示，整个实验系统主要包括脉冲发生器、精密标准电阻箱、高速数据采集系统、同步器、光学可视化系统系统、Pt 薄膜微加热器实验件。



(a)



(b)

图 5-3 实验装置

- 脉冲发生器：实验中脉冲发生器提供微加热器及标准电阻上的脉冲电压，其输出频率范围为 0.2 Hz~20 MHz，电压（峰峰值）幅度范围为 0~20V，占空比范围为 10%~80%。
- 标准电阻箱：标准电阻箱的阻值范围为 0.01~1 kΩ。由于标准电阻的阻值稳定，通过测量标准电阻上的电压便可知通过的电流，从而根据图 5-3 (b) 所示电路可以确定 Pt 薄膜微加热器的电阻。
- 高速数据采集系统：实验中采用的数据采集仪可高速采集温度和电压信号，

其最高采集频率可达 10 MS/s,能够满足本实验对系统超高速动态响应的要求。

- 光学可视化系统：体式显微镜（Leica MZ16, German）通过“C”型接口与高速摄影仪（XS-4, IDT Inc, USA）连接，共同组成了本实验中的光学可视化系统。本实验中高速摄影仪采用的拍摄频率为 20000 fps，即时间分辨率为 0.05 ms，在所获取的图像中，实际距离  $100\mu\text{m}$  对应于图像上的 100 个像素，因此光学可视化系统的空间分辨率为  $1\mu\text{m} / \text{pixel}$ 。
- 同步器：本实验中，同步器用于同步高速数据采集的电压信号与光学可视化系统采集的图像数据，其同步的时间误差为 20 ns。

### 5.3 实验数据处理及不确定度分析

#### 5.3.1 Pt 薄膜微加热器的温度校准

本研究中的微加热器材料为 Pt 薄膜，其温度和电阻之间具有线性关系，因此可以利用其电阻的变化来获得温度的变化。在利用其热敏特性测温以前，首先要对其电阻和温度的变化关系进行标定，标定电路如图 5-3(b)所示， $R_{Pt}$ ， $R_{Au1}$ ， $R_{Au2}$  分别为 Pt 薄膜以及两个 Au 电极的电阻。标定过程中，将整个玻璃基片放入恒温箱中，在保证电压测量精度的前提下，在测试电路两端施加微小的电压以尽量减小 Pt 薄膜微加热器上的温升，不断调整恒温箱中的温度，测定不同温度下的  $V_1$ ， $V_2$  值。由于 Au 的电阻随温度基本不变， $R_{Au1}$ ， $R_{Au2}$  可取常温下的阻值。

在  $R_{Au1}$ ， $R_{Au2}$  以及  $R_s$  已知的条件下，Pt 薄膜的电阻可通过下式求得：

$$R_{Pt} = \frac{V_1}{V_2} R_s - R_{Au1} - R_{Au2} \quad (5-1)$$

通过标定，获得如下温度与电阻的关系式：

$$T_{Pt} = 56.728R_{Pt} - 314.8 \quad (5-2)$$

上式的适用范围为  $20\sim 200^\circ\text{C}$ ，误差为  $\pm 3^\circ\text{C}$ 。



### 5.3.2 数据处理

实验过程中,由高速数据采集获得薄膜上的瞬态电压值,Pt 的瞬态电阻值可由下式求得:

$$R_{Pt}(t) = \frac{V_1(t)}{V_2(t)} R_s - R_{Au1} - R_{Au2} \quad (5-3)$$

薄膜上的瞬态温度可由式(5-2)求出。

通过薄膜的电流:

$$I(t) = V_2(t) / R_s \quad (5-4)$$

因此,Pt 薄膜上的电压和功率分别为:

$$V_{Pt} = V_1(t) - \frac{V_2(t)}{R_s} (R_{Au1} + R_{Au2}) \quad (5-5)$$

$$Q(t) = I(t)^2 R_{Pt} = \left( \frac{V_2(t)}{R_s} \right)^2 \left( \frac{V_1(t)}{V_2(t)} R_s - R_{Au1} - R_{Au2} \right) \quad (5-6)$$

Pt 薄膜上的功率密度为:

$$q(t) = Q(t) / LW \quad (5-6)$$

其中  $L$  和  $W$  分别为 Pt 薄膜的长度和宽度。

### 5.3.3 不确定度分析

实验中,整个玻璃基片浸入在液面以下 8mm 位置,液池温度通过直径为 0.2mm 的热电偶测量,其不确定度为  $0.2^\circ C$ 。电压的测量精度为 1 mV,温度和热流密度在本研究中属于间接测量,其不确定度可用以下方法获得:

假设间接测量的物理量  $R$  是直接测量物理量  $x_1, x_2, \dots, x_n$  的函数,即

$R = R(x_1, x_2, \dots, x_n)$ ;  $\Delta x_1, \Delta x_2, \Delta x_3, \dots, \Delta x_n$  为直接测量物理量的不确定度,那么函数  $R$  的不确定度可由下式求得

$$\Delta R = \sqrt{\left( \frac{\partial R}{\partial x_1} \Delta x_1 \right)^2 + \left( \frac{\partial R}{\partial x_2} \Delta x_2 \right)^2 + \dots + \left( \frac{\partial R}{\partial x_n} \Delta x_n \right)^2} \quad (5-7)$$

由上述方法求得的 Pt 薄膜上的温度测量不确定度为  $8^\circ C$ , 功率不确定度为 2%。

## 5.4 实验过程

在实验过程中，总共有三个脉冲控制参数，分别为：脉冲电压幅度  $V_1 + V_2$ ，脉冲频率  $f$  以及脉冲宽度  $\tau_1$ 。脉冲的周期可表示为：

$$T_{cycle} = \frac{1}{f} = \tau_1 + \tau_2 \quad (5-8)$$

其中  $\tau_2$  为零电平所占时间。根据国际上已有的研究结果<sup>[73]</sup>，汽泡冷凝与核化相比，需要较长的冷凝时间，因此实验中选择了脉冲发生器所能提供的较低占空比，即  $\tau_1/T_{cycle}$  值约在 11% 左右。

表 5-1 甲醇在温度为 300K 下的物性参数

$T_{sat} (^{\circ}C)$	$\rho_f$ ( $kg/m^3$ )	$\rho_g$ ( $kg/m^3$ )	$C_{pf}$ ( $kJ/kgK$ )	$H_{fg}$ ( $kJ/kg$ )	$\sigma$ ( $N/m$ )	$T_c$ ( $^{\circ}C$ )
64.7	790	0.3	2.50	1150	0.0221	239.4

实验中采用甲醇为工质，其物性参数通过物性手册<sup>[88]</sup>查处，如表 5-1 所示。整个实验过程按照以下步骤进行：

- (1) 标定 Pt 薄膜的温度与电阻之间的关系。
- (2) 将实验中所需甲醇放入烧杯中煮沸 30 分钟，去除其中的不凝性气体，然后冷却至室温。
- (3) 设定脉冲电源的频率、占空比，逐步增加脉冲电压幅度，同时利用光学可视化系统系统监控 Pt 薄膜微加热器上是否有汽泡核化，直到产生汽泡核化时，停止增加电压幅度；利用同步器控制高速数据采集仪采集电压以及温度信号、光学可视化系统系统获取 Pt 薄膜上的微汽泡动力学特性。
- (4) 继续增加脉冲电压幅度，重复步骤 (3) 以研究脉冲电压幅度对微汽泡动力学的影响。
- (5) 改变脉冲频率，重复步骤 (3) - (4)，研究脉冲频率的影响。

## 5.5 结果分析与讨论

本研究中，脉冲频率范围为 25 ~ 500Hz（相应的脉冲周期参数为 2 ~ 40ms），功率密度范围为 10 ~ 37MW/m<sup>2</sup>，脉冲宽度约为脉冲周期的 11%，即脉宽  $\tau_1$  范围

为  $0.22 \sim 4.40\text{ms}$ 。液池温度保持在室温  $20^\circ\text{C}$ 。实验中发现了三类不同的汽泡动力学特性。

### 5.5.1 第一类汽泡动力学特性

此类汽泡动力学特性发生在较低的功率密度下,对应于可以在 Pt 薄膜上恰好能产生汽泡核化的热流密度。

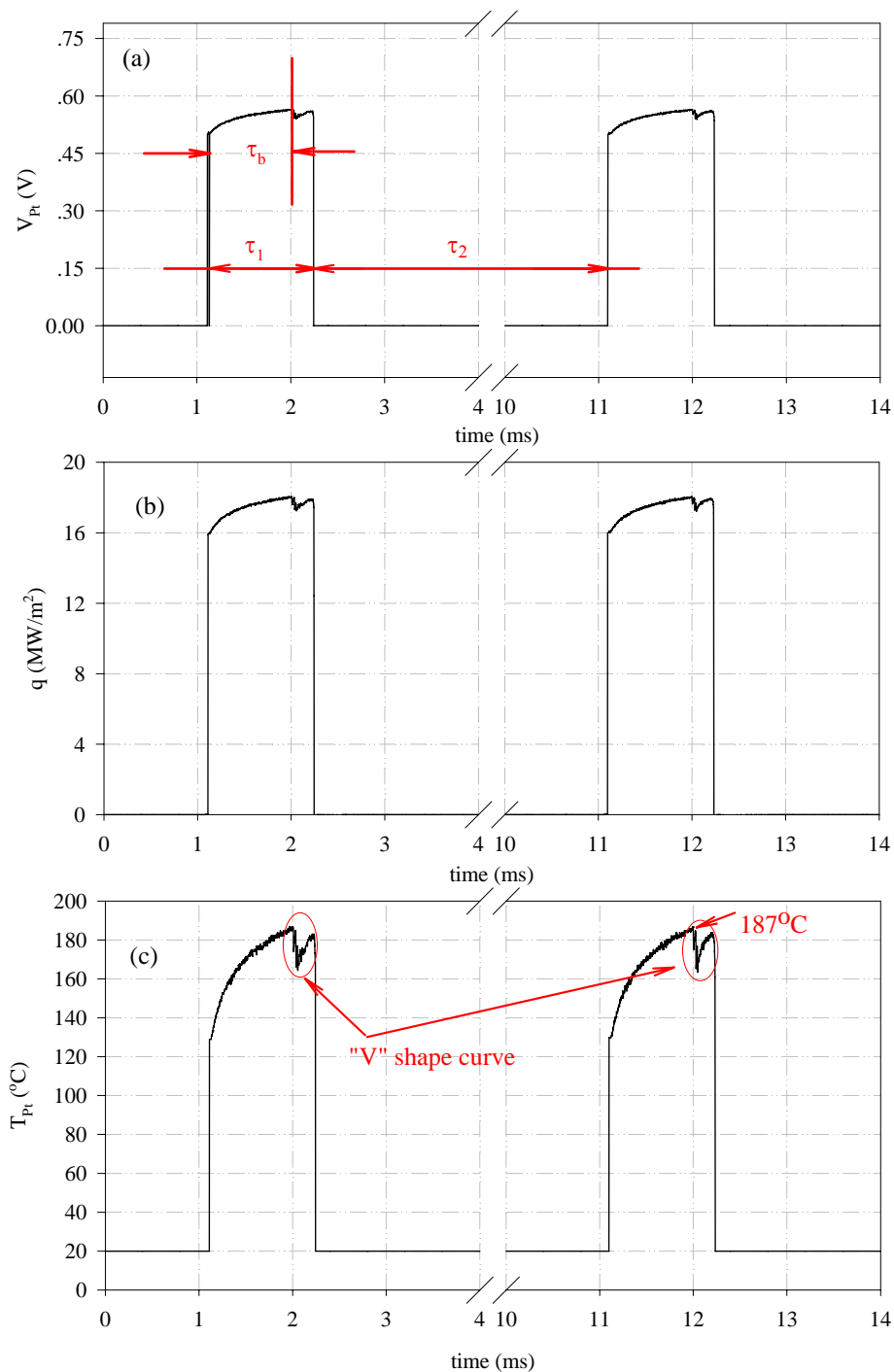


图 5-4 第一类汽泡动力学特性的动态响

(  $f = 100\text{Hz}$ ,  $\tau_1 = 1.13\text{ms}$ ,  $\tau_2 = 8.86\text{ms}$ ,  $\tau_b = 0.898\text{ms}$ ,  $\tau_1 / T_{\text{cycle}} = 11.3\%$ ,  $\tau_b / \tau_1 = 79.5\%$  )

### 5.5.1.1 汽泡核化温度

图 5-4 给出了在周期性脉冲功率作用下 Pt 加热薄膜上的电压  $V_{pt}$ ，功率密度  $q$  以及温度  $T_{pt}$  的瞬态响应特性。由于在加热过程中，Pt 薄膜上的温度总体呈升高趋势，电阻增大，因此  $V_{pt}$  在加热过程中也会呈现总体增大趋势。图 5-4 (b) 中脉冲功率的范围为  $16 \sim 18 MW/m^2$ ，比较高速摄影获取的图像及高速采集获取的电压信号可知曲线上“V”型拐点对应于汽泡核化点，汽泡核化时间  $\tau_b$  约占脉冲宽度  $\tau_1$  的 79.5%，汽泡核化温度为  $187^\circ C (460 K)$ ，此温度已接近液体的甲醇的过热极限  $0.9T_c (461.3 K)$ ，即发生均质核化的临界温度<sup>[89]</sup>。一旦核化过程开始，薄膜上的温度便快速下降，下降幅度为  $20^\circ C$  左右。

本实验所测得的核化起始点温度为  $460 K$ ，与 Asia<sup>[90]</sup> 的测试结果相比要低  $10 \sim 15 K$ ，但是他们曾指出他们测试结果的误差在  $5 \sim 15 K$  的范围。Glod 等<sup>[91]</sup> 的研究发现当温升速率超过  $10^6 K/s$  时，浸入水中的细铂丝上的核化温度为  $303^\circ C (576.2 K)$ ，也接近水的过热极限  $0.9T_c = 582.6 K$ ，并指出此时均质核化为主要核化机理。为排除温升速率的影响，Chen 等<sup>[74]</sup> 采用恒定加热的方式研究了具有光滑表面的微加热器上的汽泡核化现象，也指出均质核化为主要核化机理。基于以上研究结果，当下列条件满足时，微加热器上将发生均质核化：(1) 微加热器表面光滑，其粗糙度与临界核化半径相当；(2) 液体要纯净，充分去除其中的不凝性气体；(3) 温升速率较高，其量级应在大于  $10^6 K/s$ 。

此类汽泡动力学特性中的汽泡行为如图 5-5 所示，可分为两个不同阶段，第一阶段为泡爆炸性生长及快速收缩，第二阶段为汽泡的二次生长和收缩。

### 5.5.1.2 爆炸性生长及快速收缩

在图 5-5 中，所有图像与图 5-4 中的第二个脉冲同步。当  $t=12 ms$  时，Pt 薄膜上有一个小汽泡，它是上一个汽泡核化周期中的汽泡未完全冷凝而形成的。当  $t=12.05 ms$  时，Pt 薄膜上部形成一个蒸汽云，该蒸汽云的直径约为 Pt 薄膜长度的两倍，这是由于汽泡核化过程中，汽泡在高过热度下爆炸性生长产生的。

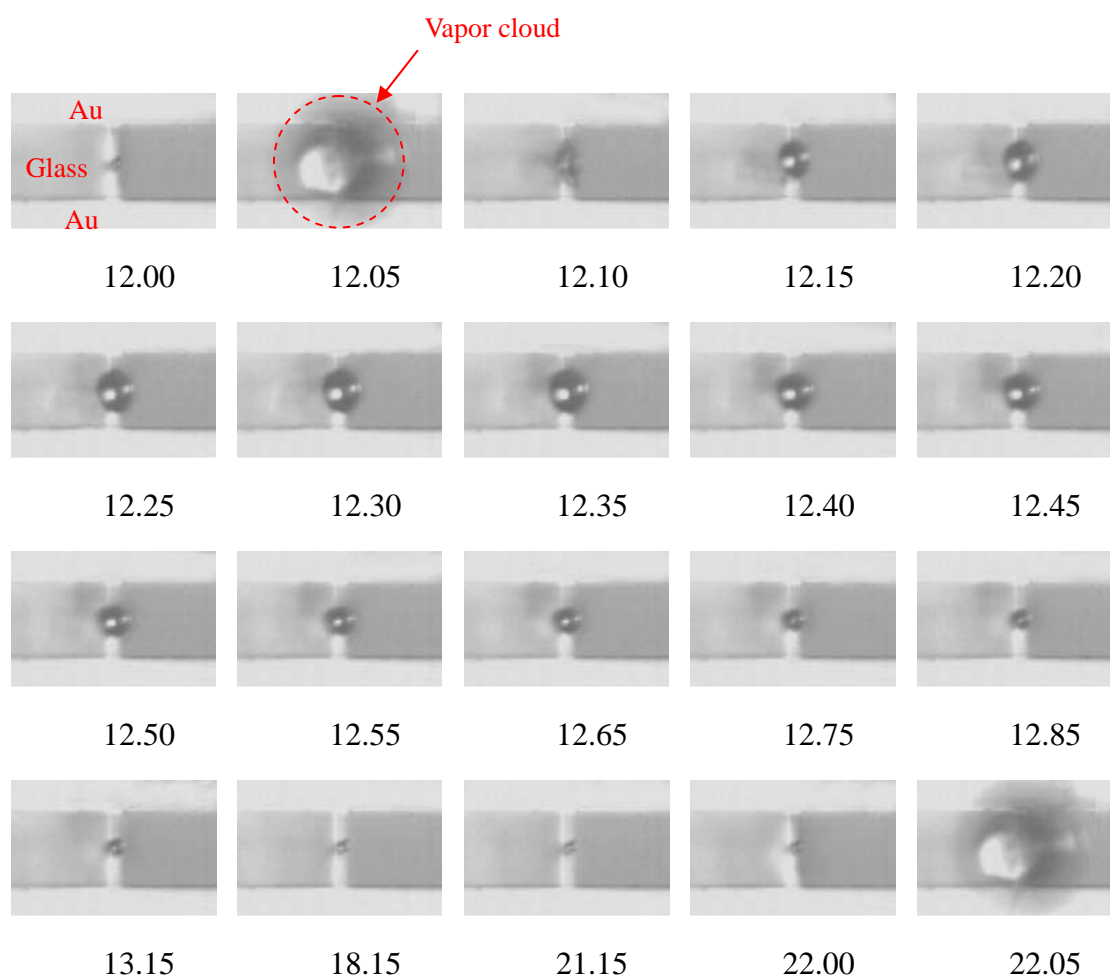


图 5-5 第一类汽泡动力学特性(图中单位为 ms) , 当  $t=12.05\text{ms}$ ,汽泡爆炸性生长;  $t=12.10\text{ms}$  时, 汽泡快速冷凝; 当  $12.10\text{ms} < t < 12.35\text{ms}$ ,汽泡二次生长; 当  $12.40\text{ms} < T < 22.00\text{ms}$  时, 汽泡二次冷凝; 当  $t=22.05\text{ms}$ ,下一个周期开始。

( $f = 100\text{Hz}$ ,  $\tau_1 = 1.13\text{ms}$ ,  $\tau_2 = 8.86\text{ms}$ ,  $\tau_b = 0.898\text{ms}$ ,  $\tau_1 / T_{\text{cycle}} = 11.3\%$ ,  $\tau_b / \tau_1 = 79.5\%$ )

由于蒸汽云周围是过冷液体, 汽泡在第一次生长过程中是惯性控制下的非平衡过程, 当蒸汽云的直径较大时, 与周围过冷液体具有较大的换热表面积, 蒸汽云受到过冷液体的快速冷却而迅速收缩成  $t=12.10\text{ms}$  时刻的小汽泡。

### 5.5.1.3 汽泡的二次生长和收缩

当  $12.10\text{ms} < t < 12.35\text{ms}$  时, 汽泡发生第二次生长过程, 此过程中汽泡的生长速度与第一次生长过程相比明显缓慢。汽泡的二次生长是因为当汽泡在  $t=12.10\text{ms}$  被冷却成小气泡后, 脉冲功率仍然处于持续打开状态, 直到  $t=12.23$

ms 时刻脉冲高电平结束。汽泡在  $t > 12.23\text{ms}$  时继续生长是由于脉冲加热过程中在玻璃基片上储存了热量。当玻璃基片及周围液体的热量完全散去，汽泡开始第二次冷凝过程，相比第一次汽泡冷凝过程，第二次冷凝过程也明显缓慢。

对整个脉冲周期过程中的汽泡直径进行了追踪，结果如图 5-6 所示（图 5-4 中的第二个脉冲同步）。整个汽泡直径变化曲线上有两个尖峰，分别代表了汽泡的两次生长过程。第一个尖峰较陡，说明汽泡直径的变化速率较快，第二个尖峰较平缓，说明汽泡的直径变化也较为平缓。汽泡最后的直径趋近于 Pt 薄膜微加热器的宽度。

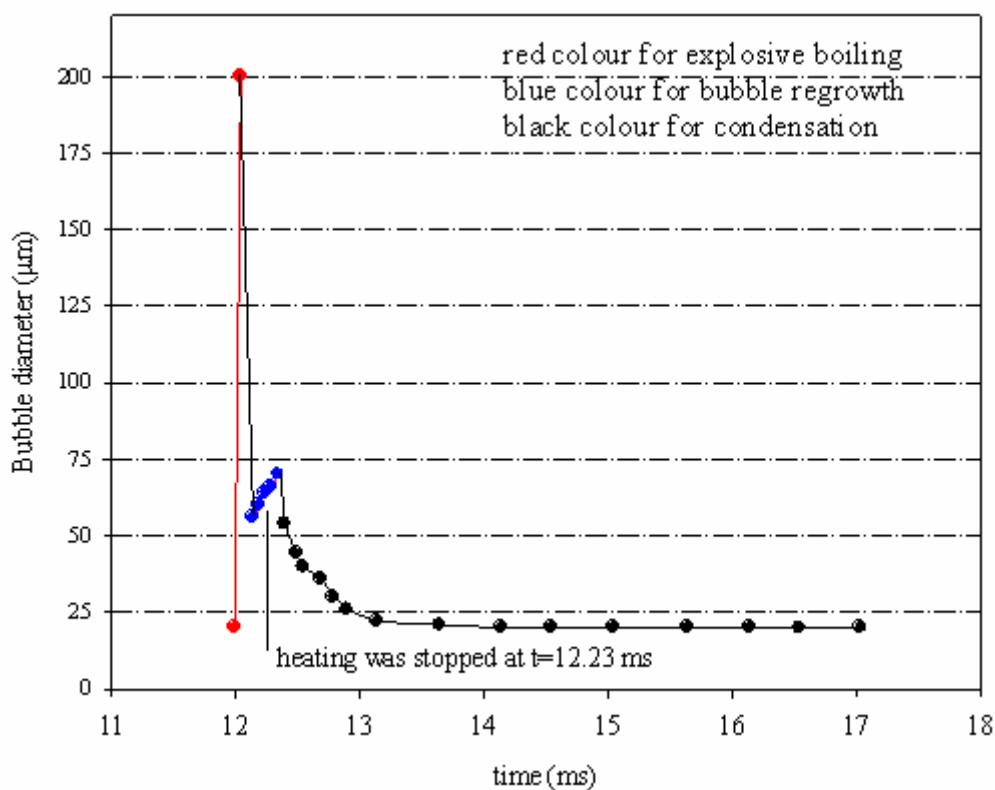


图 5-6 第一类汽泡动力学特性中气泡直径随时间的变化关系

### 5.5.2 第二类汽泡动力学特性

在第一类汽泡动力学特性对应的脉冲参数基础上，仅增加加热脉冲的电压幅度  $V_1 + V_2$  便会发生第二类汽泡动力学特性。此类汽泡动力学特性对应的脉冲功率范围为  $28 \sim 37\text{MW}/\text{m}^2$ ，约为第一类汽泡动力学特性中脉冲功率的两倍。Pt 薄膜温度曲线上仍然存在一个表示汽泡核化起始点的“V”型拐点，但是此拐点出现

的时间较早,如图 5-7 所示,  $\tau_b/\tau_1$  约为 12.7%, 远小于第一类中的 79.5%。核化起始点对应的温度为  $183^\circ\text{C}$  (456 K), 仍然达到甲醇的过热极限, 说明此时 Pt 薄膜上的核化过程仍然是均质核化。

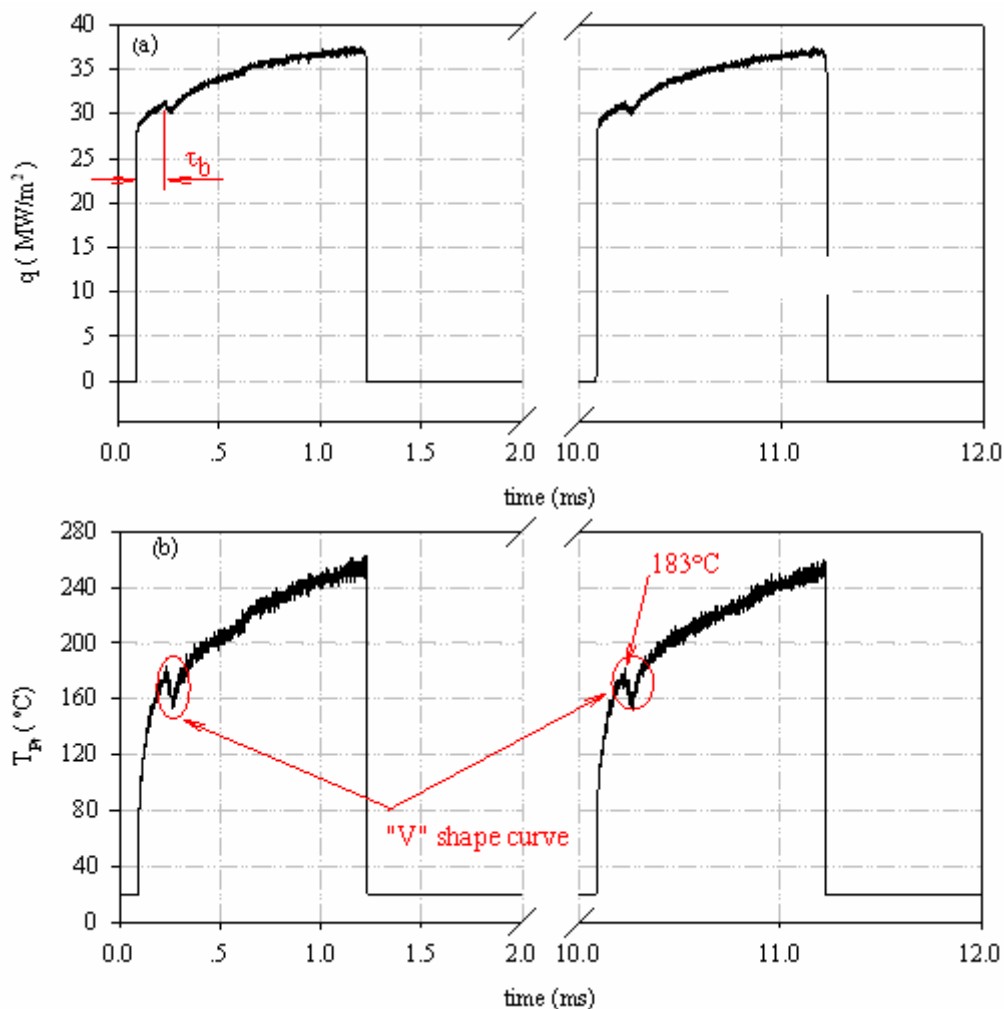


图 5-7 Pt 薄膜上的脉冲功率及温度变化特性

( $f = 100\text{Hz}$ ,  $\tau_1 = 1.139\text{ms}$ ,  $\tau_2 = 8.853\text{ms}$ ,  $\tau_b = 0.145\text{ms}$ ,  $\tau_1/T_{\text{cycle}} = 11.4\%$ ,  $\tau_b/\tau_1 = 12.7\%$ )

### 5.5.2.1 汽泡的爆炸性生长

汽泡的爆炸性生长与第一类汽泡动力学过程中的汽泡行为类似,如图 5-8 所示,当  $t=0.2$  ms 时, Pt 薄膜上有一个滞留汽泡;当  $t=0.25$  ms 时,汽泡爆炸性生长形成一个蒸汽云。与第一类汽泡动力学特性相比,此类中 Pt 薄膜上滞留的汽泡直径明显增大,而汽泡爆炸性生长过程中产生的蒸汽云则明显减小。

### 5.5.2.2 汽泡分裂

当  $0.30\text{ms} < t < 0.55\text{ms}$  时, 汽泡发生分裂。汽泡爆炸性生长过程中会释放出压力波, 在次压力波的冲击下, 滞留在 Pt 薄膜上的汽泡以及核化产生的汽泡总共被炸成五个小汽泡, 包括一个大汽泡“*A*”和四个小汽泡“*a*”, “*b*”, “*c*”, “*d*”。大汽泡和小汽泡的运动符合动量守恒定律。由于大汽泡 *A* 具有较大的质量, 因

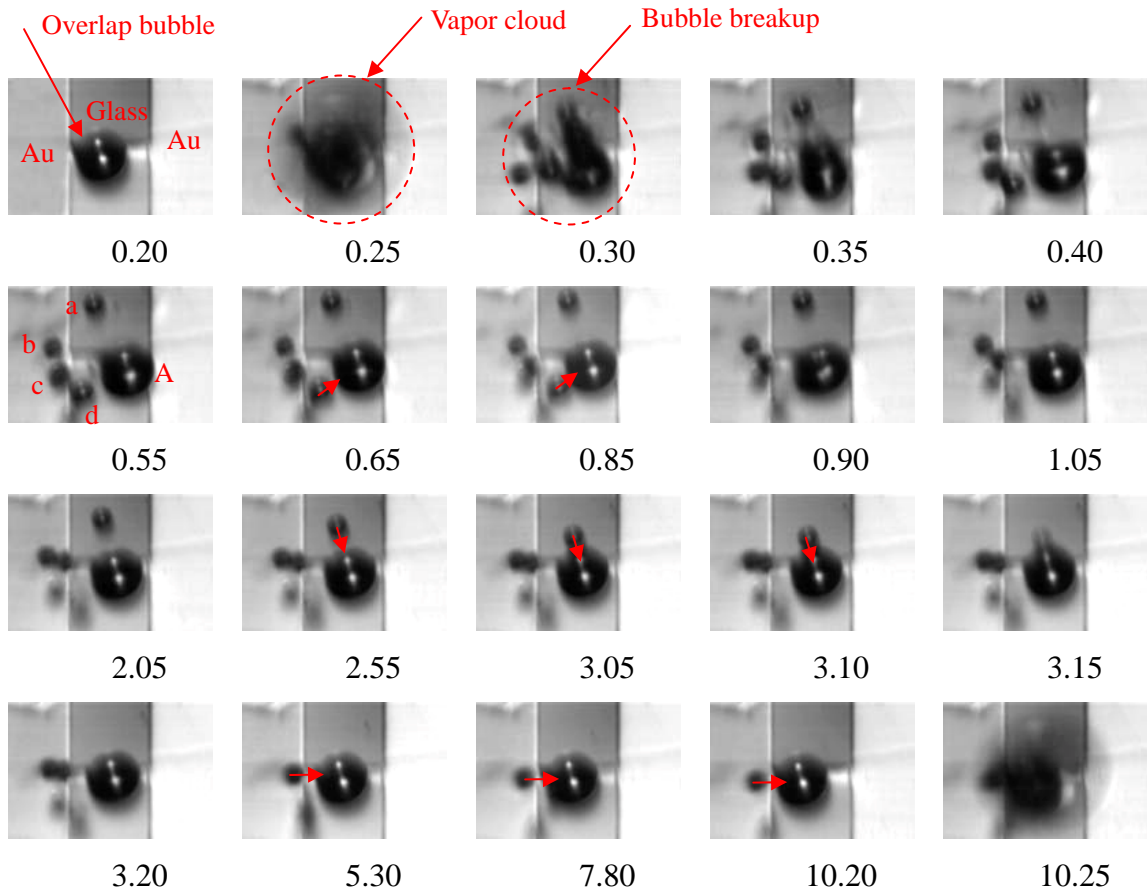


图 5-8 汽泡爆炸性生长、汽泡分裂以及聚合过程(与图 5-7 中的数据同步)

此其惯性较大, 它一直在 Pt 薄膜上的小范围内运动; 而小汽泡质量较小, 被发射到加热膜较远的区域。

### 5.5.2.3 汽泡互相吸引并聚合

当  $t > 0.55\text{ms}$  时, 发生汽泡的吸引和聚合现象。彼此之间距离较近的两个微汽泡将首先发生在吸引和聚合现象。当  $t = 0.55\text{ms}$  时, 小汽泡“*d*”与大汽泡“*A*”距离最近, 它们彼此互相吸引, 并在  $t = 0.90\text{ms}$  时发生聚合。小汽泡“*b*”和“*c*”



距离较近，他们在  $t=3.20\text{ ms}$  发生聚合。

在第二类汽泡动力学过程中，均包括汽泡爆炸性生长过程中、汽泡分裂、汽泡吸引和聚合现象，在多个连续的脉冲过程中，汽泡分裂后产生的小汽泡的数量并不相同。如图 5-9 所示（对应于图 5-7 的第二个脉冲周期），汽泡分裂后仅产生两个汽泡。当  $10.30\text{ms} < t < 10.65\text{ms}$  时，汽泡分裂后，由于动量守恒，两个汽泡向相反的方向运动。当  $t > 10.65\text{ms}$  时，两汽泡开始吸引，距离逐渐缩短。当

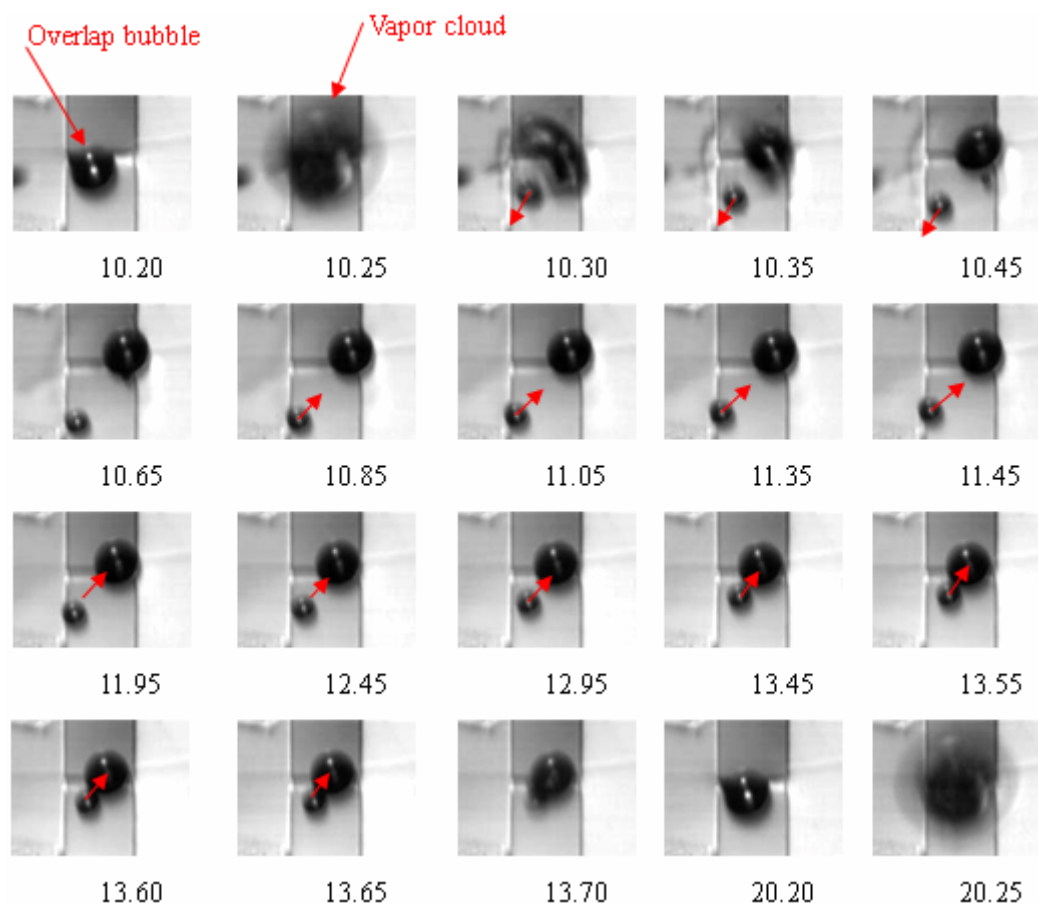


图 5-9 汽泡爆炸性生长、汽泡分裂以及聚合过程(与图 5-7 中的数据同步)

$t=12.95\text{ ms}$  时，两汽泡完全聚合。对汽泡爆炸性生长产生的小汽泡的运动轨迹进行了追踪，取 Pt 薄膜的中心为坐标原点， $x$  和  $y$  分别为薄膜长度和宽度方向，汽泡的运动轨迹和速度如图 5-10 所示，其中图 5-10 (a) 为汽泡在  $x$  方向上的运动速度；图 5-10 (b) 为汽泡在  $y$  方向上的运动速度；图 5-10 (c) 为汽泡的绝对运动速度。在速度曲线上，速度有两个峰值，第一个峰值对应于汽泡爆炸后初始分裂时刻；第二个峰值对应于两汽泡互相吸引，彼此距离接近于聚合的时刻，峰值速度约为  $0.2 \sim 0.3\text{ m/s}$ 。除速度峰值时刻外，其他时刻汽泡的运动速度

相对较小。

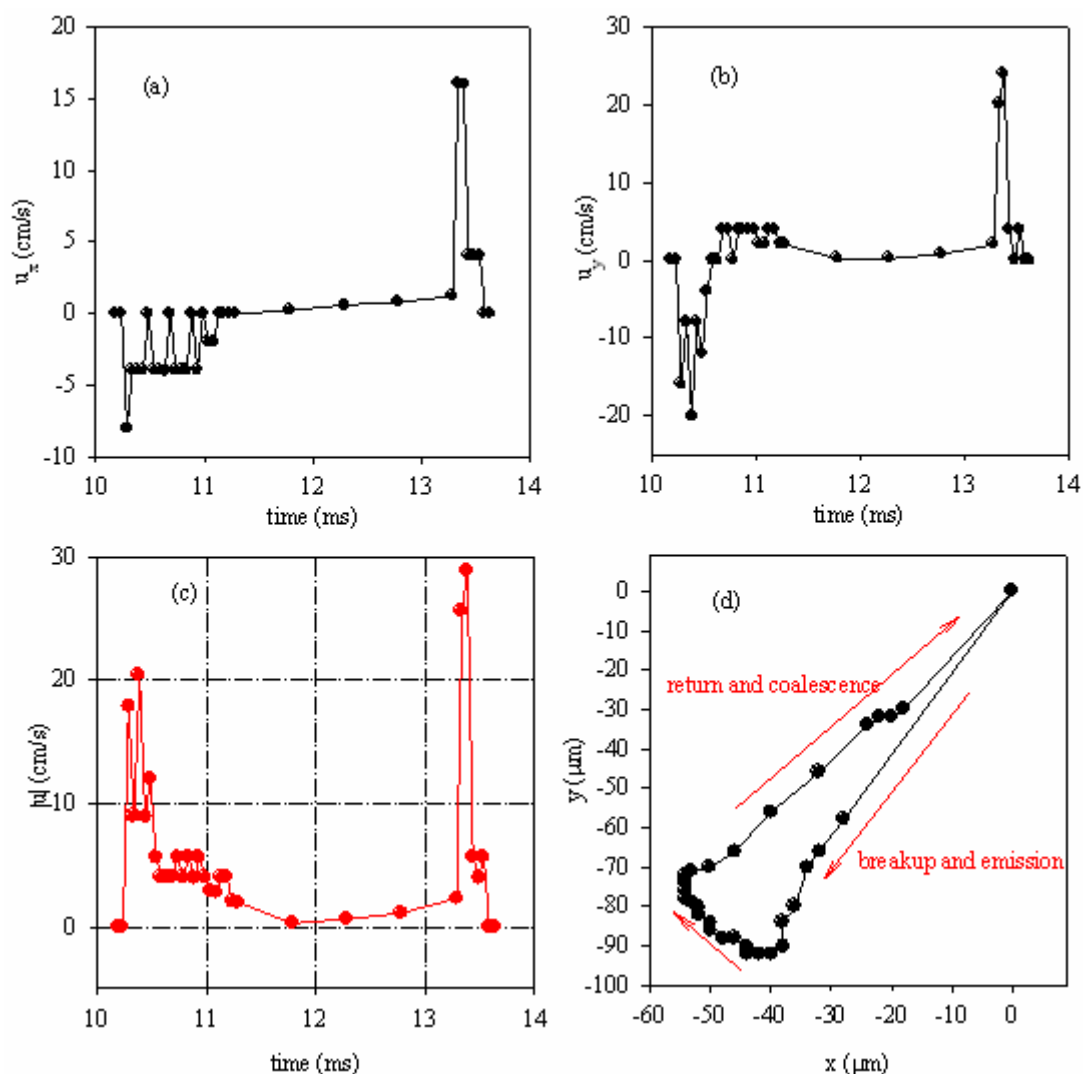


图 5-10 气泡运动的轨迹和速度(与图 5-7 中的数据同步)

### 5.5.2.4 气泡互相吸引并聚合的机理分析

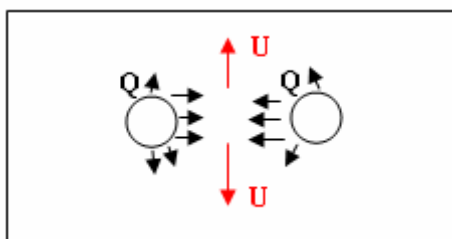


图 5-11 两相邻气泡之间彼此吸引的机理

如图 5-11 所示，由于气泡周围是过冷液体，气泡将发生冷凝，在冷凝过程中，气泡不断从汽液界面释放热量  $Q$ ，导致气泡周围的液体温度升高。在微尺度下，较小的温升依然可以导致较大的温度梯度，从而引起较大的表面张力梯度，

使得汽泡周围发生 Marangoni 对流效应。两汽泡之间的液体在 Marangoni 对流效应的作用下，向低温区发生迁移，液体的迁移在汽泡表面产生一个反作用力，使得汽泡向相反方向运动，两汽泡之间的液体向外迁移导致两汽泡彼此吸引。

### 5.5.3 第三类汽泡动力学特性

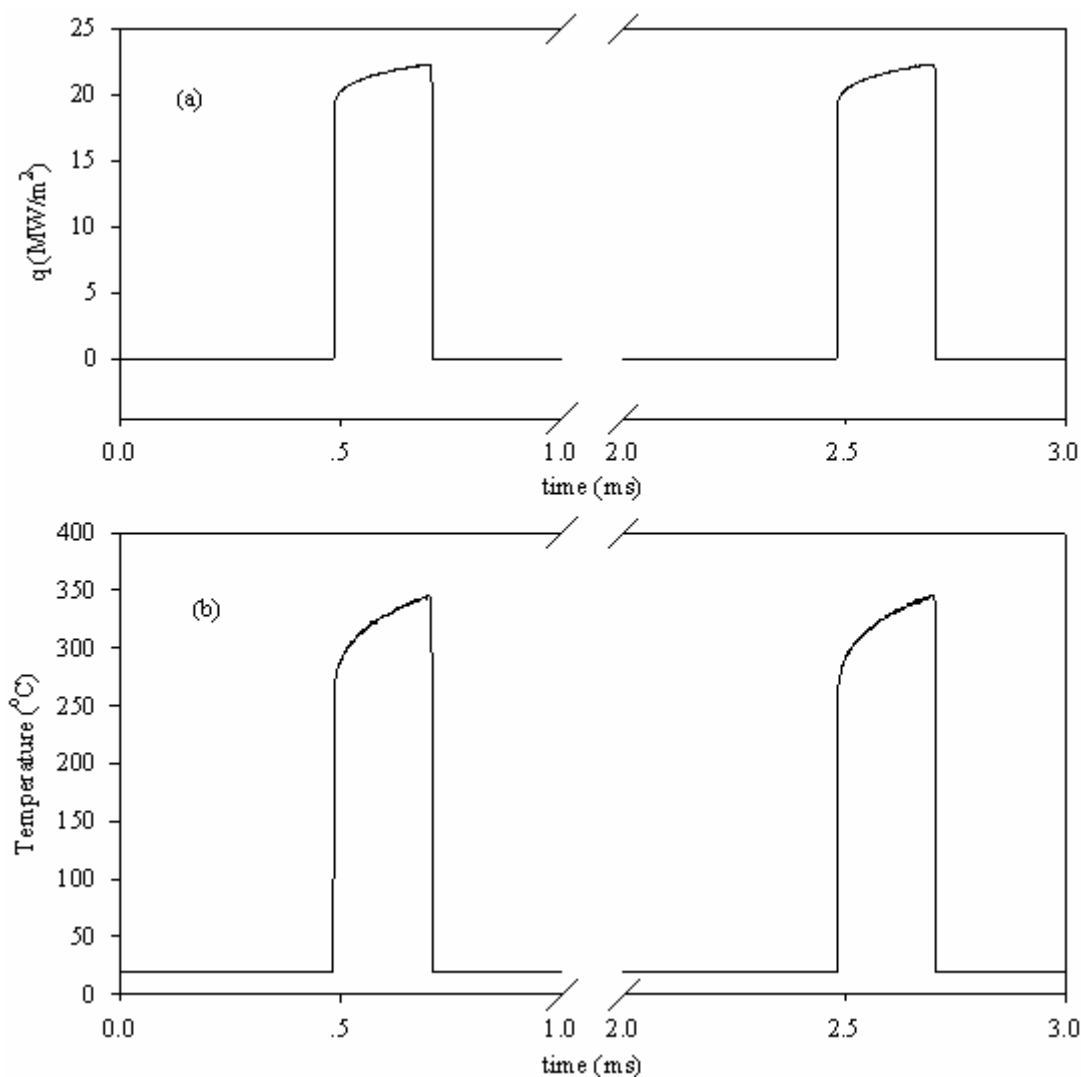
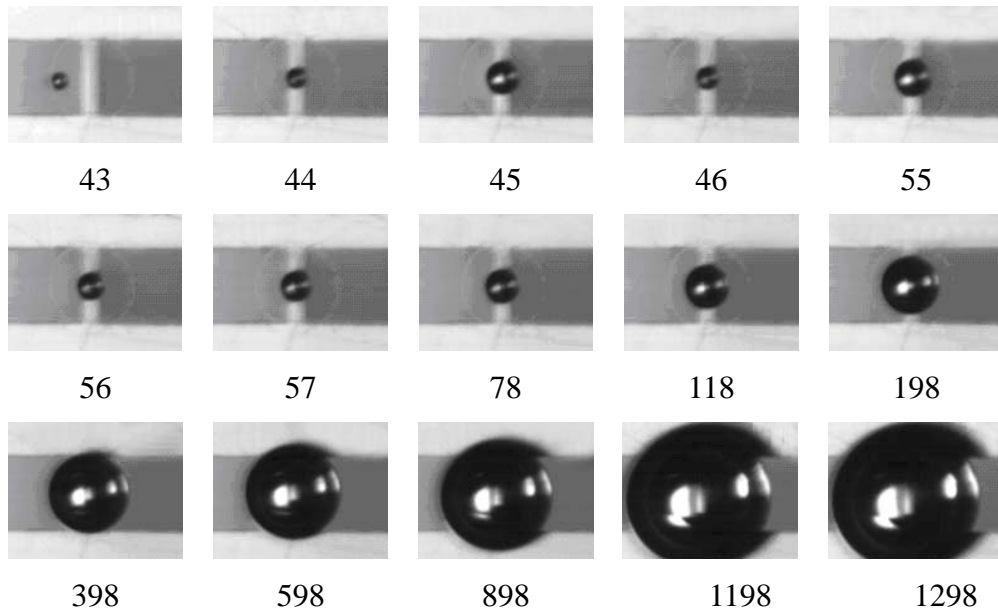


图 5-12 Pt 薄膜上的功率和温度的动态特性 ( $f=500\text{ Hz}$ )

第三类汽泡动力学特性在脉冲频率较高或脉冲功率较大时发生。图 5-12 给出了脉冲频率为  $500\text{ Hz}$ ，脉冲功率为  $20\sim 23\text{ MW}/\text{m}^2$  时，Pt 薄膜上的温度和功率动态变化规律。在此类汽泡动力学特性中，温升曲线上不存在“V”型的拐点。一旦在 Pt 薄膜上施加脉冲功率，便立即产生汽泡爆炸性生长，随后汽泡的动力学特性可分为三个阶段：（1）首先，汽泡直径呈现周期性振荡增长趋势；（2）汽泡直径持续增大；（3）汽泡直径达到稳定，不再变化。其中第（2）、（3）阶段汽泡直径的变化已经不受脉冲加热方式的控制。

图 5-13 Pt 薄膜上的动态气泡特性 ( $f=500\text{ Hz}$ )

### 5.5.3.1 气泡周期性振荡生长

如图 5-13 所示, 当  $t=43\text{ ms}$  时, 图像中的气泡是由气泡核化后产生的。当  $44\text{ms} < t < 57\text{ms}$  时, 气泡时大时小, 但总体成增大趋势。在此阶段, 气泡的生长依然受脉冲管内功率参数的影响。

### 5.5.3.2 气泡持续生长

当  $t > 57\text{ms}$  时, 存在一个临界气泡半径, 当气泡的半径大于临界半径时, 气泡便发生持续生长, 不再受脉冲功率参数的影响。此时, 气泡的生长类似于恒定功率加热条件下气泡的生长过程, 其当量加热功率可表示为:

$$\int_0^{\tau_1} q dt / (\tau_1 + \tau_2) \quad (5-8)$$

此时, 气泡持续生长是由于气泡内的蒸汽发生量大于汽液界面上蒸汽冷凝量。

### 5.5.3.3 气泡尺寸稳定

随着气泡的生长, 汽液界面逐渐增大, 界面上的蒸汽冷凝量也相应的增大, 当气泡内的蒸汽发生量等于汽液界面上的蒸汽冷凝量相等时, 气泡直径便达到稳定状态, 不再随时间改变。如图 5-13 所示, 当  $t > 1200\text{ms}$  时, 气泡尺寸不再增大。

对此类气泡动力学特性中气泡直径随时间的变化进行了统计, 结果如图 5-14 所示, 从图中明显可以看出, 气泡直径的变化分为三个阶段。

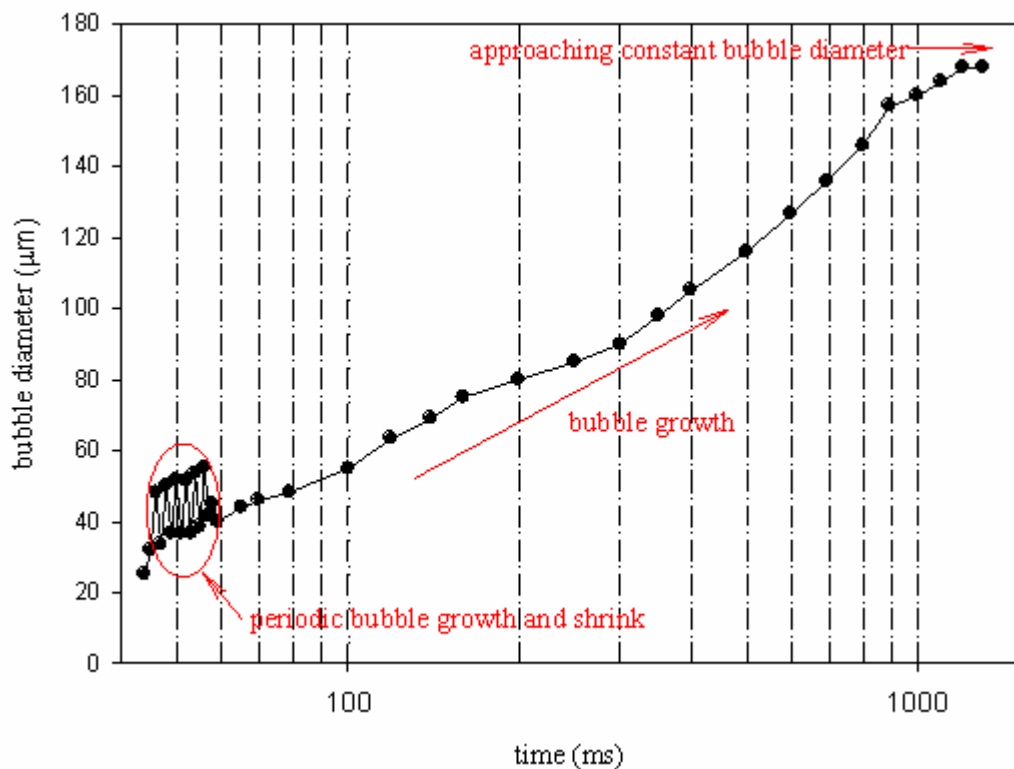


图 5-14 第三类汽泡动力学特性中汽泡直径随时间的变化

5.6 三类汽泡动力学特性的分布规律

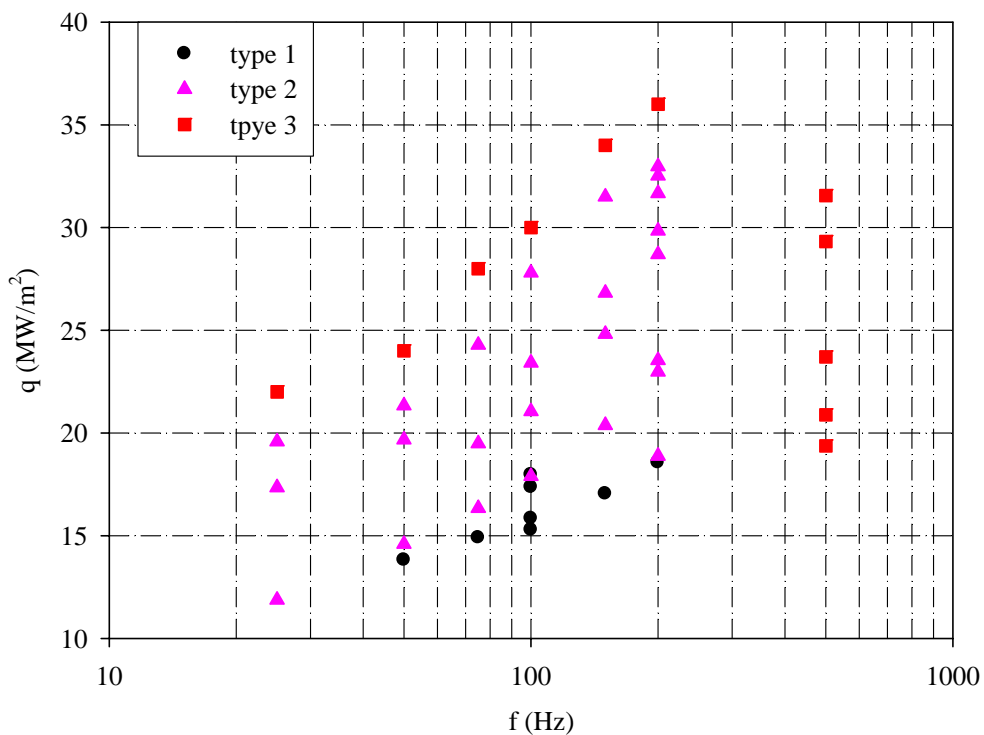


图 5-15 三类汽泡动力学过程中特性的分布规律

图 5-15 给出了三类汽泡动力学特性的参数分界图。图中圆形、三角形和方形数据点分别表示第一、二、三类汽泡动力学特性。由于在加热过程中，Pt 薄膜上的电压总是变化的，图 5-15 中的功率密度取每个工况中脉冲功率的最低值。从图中可见，第一类汽泡动力学特性所占区域最小，第二类所占区域最大。应当指出，由于影响微加热元上的汽泡动力学特性的因素较多，不同的微加热器尺寸及工质都将导致不同的汽泡动力学特性，因此图 5-15 仅适用于此种材料、尺寸和工质的微加热器上的汽泡动力学过程。

### 5.7 本章小结

在本章中，采用标准 MEMS 工艺设计并在 7740 耐热玻璃基片上制作了 Pt 薄膜微加热器，微加热器尺寸为  $100\mu\text{m}\times 20\mu\text{m}$ 。利用高速光学可视化系统和高速数据采集系统对该微加热器上的汽泡动力学特性进行了详细研究，发现在该微加热器上发生的汽泡核化为均质核化过程，温升曲线上的“V”型拐点对应于汽泡核化起始点；在不同的脉冲控制参数下，Pt 薄膜上存在三类典型微汽泡动力学特性。

在第一类汽泡动力学特性中，主要包含两种汽泡动态行为，即汽泡核化过程中的爆炸性生长和冷凝以及汽泡的二次生长和冷凝过程，汽泡的二次生长是由于在脉冲功率加热时，玻璃基片上储存了较多的热量，使得脉冲电压关闭后汽泡仍然生长；汽泡的首次爆炸性生长和冷凝是非平衡热力学过程，在此过程中，汽泡的生长和冷凝均由惯性作用控制；汽泡的二次生长和冷凝过程相对平缓，是热力学平衡过程，受热平衡控制。

在第二类汽泡动力学特性中，汽泡爆炸性生长过程中分裂为两个或多个微汽泡，分裂后的小汽泡在 Marangoni 对流效应的作用下互相吸引并发生聚合。

在第三类汽泡动力学特性中，汽泡的动态特性可分为三个阶段，即汽泡周期性振荡生长、汽泡持续生长以及汽泡尺寸达到稳定不变，其中第二、三阶段的汽泡生长过程不再受脉冲参数的控制，汽泡直径最终达到稳定是因为通过蒸发加入到汽泡内的蒸汽量与汽液界面上蒸汽的凝结量相等。

## 第六章 结论与展望

### 6.1 本文的主要结论

本文对热学微流控系统中存在的三类典型微尺度相变问题，即微尺度流动沸腾、微尺度流动凝结以及微加热器上的汽泡动力学特性进行了深入细致的研究，发现由于尺度的减小，微尺度相变过程表现出与宏观尺度众多不同的流动和传热特性，主要结论有：

1. 在微尺度流动沸腾的研究中，采用光学可视化技术，发现了在交错结构微流控芯片中存在的周期为毫秒量级微时间尺度的周期性流型，揭示了空间尺度与时间尺度的关联性。
2. 发现了微尺度流动沸腾中存在的分层流流型，指出液相弗劳德数 (*Froude number*) 较低是微通道中分层流存在的原因。
3. 在交错结构微流控芯片的单个微通道区域内，发现了液膜沿流动方向呈逐渐增厚的非均匀分布并且蒸干首先在其上游发生，揭示了汽液界面上较大的蒸发量力、切应力以及通道出口的表面张力是液膜呈非均匀分布的成因。
4. 利用高精度红外热像仪，鉴别出了微流控芯片内由于流型周期性转换引起的芯片温度的脉动。
5. 在低高宽比单微通道内的凝结换热研究中，发现了通道入口呈准静止状态的长汽弹、汽弹前端周期性脱离汽泡以及汽泡脱离后在通道下游形成微汽泡序列的新现象。
6. 分析了通道上游入口处长汽弹呈准静止状态以及汽弹前端周期性脱离微汽泡的成因，指出通道入口腔截面积远大于微通道截面积是长汽弹呈准静止状态的成因，汽液界面的惯性力远大于表面张力导致汽弹前端周期性脱离微汽泡。
7. 研究了冷却强度以及入口压力对通道内蒸汽凝结换热的影响，发现增加冷却强度使入口长汽弹的长度缩短、汽弹前端汽泡的脱离频率增大、汽泡脱离直

径减小；而增大入口压力则使入口汽弹的长度变大、汽弹前端的汽泡脱离频率和直径均增大。

8. 从能量守恒出发，推导了汽泡凝结过程中直径随时间变化的关系式，指出微汽泡在通道中直径基本保持不变是由于微汽泡在通道内的滞留时间远小于其完全冷凝所需时间。
9. 提出了利用微冷凝产生数字化微汽泡序列的新方法，汽泡序列的频率、直径等参数可通过调节入口压力或冷却强度来控制，这在汽液两相微反应器中有潜在的应用。
10. 在并联微通道内的蒸汽凝结换热研究中，发现了汽液界面存在单汽丝断裂汽泡脱离、双汽丝同步断裂汽泡脱离以及双汽丝非同步断裂汽泡脱离三种不同的汽液界面破裂及汽泡脱离模式。
11. 对于中间通道，当发生单汽丝破裂及汽泡脱离时，该单汽丝总是在通道中心线上；当发生双汽丝破裂汽泡脱离时，双汽丝关于其中心线对称，并且总是发生同步断裂，汽泡脱离后，总是沿着通道中心线运动。
12. 对于两侧通道，当发生单汽丝破裂汽泡脱离时，该单汽丝总是偏向中间通道；当发生双汽丝破裂汽泡脱离时，双汽丝均靠向中间通道，并且汽丝断裂总是首先发生在靠近中间通道侧，汽泡脱离后亦均靠向中间通道。
13. 凝结换热的多通道效应主要表现在三类汽液界面破裂及汽泡脱离模式在中间通道和两侧通道中发生的概率不同，分析表明并联微通道在宽度方向上的温度梯度是多通道效应的成因。
14. 提出了在微尺度下，较小的势差如温度差、浓度差等依然可以导致较大的势梯度，从而影响微尺度下的传热传质过程，并指出在微尺度下可以利用较小的势差实现对流体的操控。
15. 在不同的脉冲功率控制参数下，研究了 Pt 薄膜微加热器上的微汽泡动力学特性，发现了该 Pt 薄膜微加热器上的汽泡核化为均质核化过程，鉴别出了三类不同的汽泡动力学特性。
16. 在第一类汽泡动力学特性中发现了两种汽泡动态行为，即（1）汽泡核化过



程中的爆炸性生长和冷凝以及 (2) 汽泡的二次生长和冷凝过程, 并指出汽泡的二次生长是由于在脉冲功率加热时, 玻璃基片上储存了较多的热量。

17. 在第二类汽泡动力学特性中, 发现了汽泡爆炸性生长会分裂为两个或多个微汽泡, 分裂后的微汽泡在脉冲功率关闭后会互相吸引并最终聚合; 并指出, 汽泡周围的温度不均引起 Marangoni 对流效应是汽泡彼此吸引并聚合的原因。
18. 在第三类汽泡动力学特性中, 发现汽泡的动态特性可分为三个阶段, 即 (1) 汽泡周期性振荡生长; (2) 汽泡持续生长以及 (3) 汽泡尺寸达到稳定不变; 并指出汽泡直径最终达到稳定是由于通过蒸发加入到汽泡内的蒸汽量与汽液界面上蒸汽的凝结量相等。

## 6.2 本文的研究意义及创新之处

本文对热学微流控系统中存在的三类典型微尺度相变过程, 即微尺度沸腾换热过程、微尺度凝结换热过程以及微加热器上的汽泡动力学过程进行了详细的研究, 极大的拓展了对热学微流控系统中相变问题的认识, 本文的研究将为各种相变微流控器件如微反应器、微蒸发器、微冷凝器、微汽泡执行器等的设计和运行提供科学指导。

本文的创新之处在于:

- 在交错结构微尺度流动沸腾的研究中, 发现了微通道中的分层流流型以及梯形液膜, 并利用红外热像仪鉴别出了由于流型转换引起的壁面温度脉动;
- 在低高宽比微通道凝结换热的研究中, 发现了一种周期性汽泡脱离现象, 提出微冷凝可以作为微流控系统中产生数字化汽泡流的新方法;
- 发现了并联通道的多通道效应对凝结换热的影响, 澄清了通道宽度方向上的温度梯度是微通道效应的成因;
- 发现了由脉冲参数控制的微加热器上的三类不同的汽泡动力学特性。
- 提出了在微尺度下, 微小势差如温度差、浓度差的存在将会导致较大

的势梯度，从而影响传热传质过程，并指出在微尺度下，可以利用微弱势差来实现流体的操控。

- 与宏观尺度相变过程表现出的混沌特性相比，发现了微尺度下的相变过程具有更好的可控性，如在微尺度流动沸腾研究中，增加热功率可以减小流型的周期；在微冷凝的研究中，增加入口饱和蒸汽压则可以增大汽泡的脱离频率；在微加热器上的汽泡动力学特性研究中，通过调整脉冲控制参数，可以控制三类不同的汽泡动力学特性。

### 6.3 展望与建议

微流控系统中的相变研究是涉及到材料、微加工、物理、化学、生物等多学科的交叉性研究领域，是目前国际研究的热点。人们对微尺度相变过程的认识远未成熟。结合前人和作者本人的研究结果，认为有必要继续开展以下几个方面的工作：

- 材料与工质的润湿性会影响到汽泡核化过程以及汽液两相在通道内的分布，因此采用不同加工材料或者表面改性技术研究润湿性对微尺度相变的影响非常有必要。
- 由于采用了 MEMS 微加工工艺，表面变得非常光滑，表面缺少汽核核心或者凝结核，会使微尺度相变表现出与宏观尺度不同的特性。
- 纳米汽泡的存在会影响通道内的汽泡核化过程，需要作进一步深入研究。
- 微尺度相变过程中的换热系数、压降等尚缺乏相对统一的理论或经验关联式进行预测。
- 相变微流控芯片的封装、测试和实验技术尚需进一步完善。

参考文献

1. Feynman, R. P., There is Plenty of Room at the bottom, *Journal of MEMS*, 1992, 1(1), 60-66.
2. Petersen, K. E., Silicon as Mechanical Material, *Proceedings of the IEEE*, 1982, 70(5), 420-457.
3. 徐泰然, MEMS 和微系统—设计与制造, 北京, 机械工业出版社, 2004。
4. 方肇伦, 微流控分析芯片的制作及应用, 北京, 化学工业出版社, 2005。
5. Manz, A., Graber, N., Widmer, H.M., Miniaturized total chemical analysis system: a novel concept for chemical sensing, *Sensors and Actuators B*, 1990, 1, 244-248.
6. Shoji, S., Esashi, M., Microflow devices and systems, *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 1994, 4(4), 157-171
7. Harrison, D.J., Manz, A., Glavina, P.G., Electroosmotic pumping within a chemical sensor system integrated on silicon, *Proceedings of Transducers'91, the 6<sup>th</sup> international conference on solid-state Sensors and Actuators*, San Francisco, 1991, June 23-27, 792-795.
8. Patrick, L. M., David, J., Quiram and James F. R., Microreactor technology and process miniaturization for catalytic reactions—A perspective on recent developments and emerging technologies, *Chemical Engineering Science*, 2007, 62(24), 6992-7010.
9. Nguyen, N. T., Huang, X.Y., Toh, K.C., Thermal flow sensor for ultra-low velocities based on printed circuit board technology, *Measurement Science and Technology*, 2001, 12(12), 2131-2136.
10. 章春笋, 徐进良, 时域式 PCR 生物芯片中温度动力学研究进展, *现代科学仪器*, 2005, 3, 13-15.
11. Norton, D. G., Wetzel, E. D., Vlachos, D. G., Thermal Management in Catalytic Microreactors, *Ind. Eng. Chem. Res.*, 2006, 45 (1), 76 -84.
12. Tsai, Jr. H., Lin, L.W., A Thermal-Bubble-Actuated Micronozzle-Diffuser Pump, *IEEE/ASME Journal of Microelectromechanical Systems*, 2002, 11, 665-671.
13. Kandlikar, S.G., Fundamental issues related to flow boiling in minichannels and

- microchannels, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2002, 26,389-407
14. Mehendal, S. S., Jacobi, A.M., Shah, R.K., Fluid flow and heat transfer at micro- and meso-scales with application to heat exchanger design. *Appl. Mech. Rev*, 2000, 53(7),175-193.
  15. 过增元, 国际传热研究前言——微细尺度传热, *力学进展*, 2000, 30(1), 1-6.
  16. Kew, P., Cornwell, K., Correlations for prediction of boiling heat transfer in small diameter channels. *Appl. Thermal Eng.*, 1997, 17(8-10),705-715.
  17. Ferziger, J., Peric, M., *Computational Methods for Fluid Dynamics*, 2002, 3<sup>rd</sup> ed. Berlin, Springer.
  18. 张健, 方杰, 范波芹, VOF 方法理论与应用综述, *水利水电科技进展*, 2005, 25(2), 67-70.
  19. Osher, S., Sethian, J.A., Fronts propagating with curvature-dependent speed: algorithms based on Hamilton-Jacobi formulations, *J. of Computational Physics*, 1998, 79(1), 12-49.
  20. 李会雄, 杨冬, 陈昕宽, 罗毓珊, 汤敏, Level set 方法及其在两相流数值模拟研究中的应用, *工程热物理学报*, 2001, 22(1), 233-236.
  21. Yang, X. F., James, A.J., Lowengrub, J., Zheng, X.M., Cristini, V., An adaptive coupled level-set/volume-of-fluid interface capturing method fro unstructured triangular grids, *J. of Computational Physics*, 2006, 217, 364-394.
  22. Sussman, M., Puckett, E.G., A coupled level set and volume of fluid method for computing 3D and axisymmetric incompressible two-phase flows, *J. of Computational Physics*, 2000, 162, 301-337.
  23. 甘云华, 徐进良, 周继军, 陈勇, 微尺度相变传热的关键问题., *力学进展*, 2004,34(3), 399-407.
  24. 林瑞泰, 沸腾换热, 北京, 科学出版社, 1988.
  25. Ghiaasiaan, S.M., Chedester, R.C., Boiling incipience in microchannels, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2002, 45, 4599-4606.
  26. Qu, W. L., Mudawar, I., Prediction and measurement of incipience boiling heat flux in micro-channel heat sink, 2002, 45, 3933-3945.
  27. Zhang, J.T., Peng, X.F., Peterson, G. P., Analysis of phase-change mechanism in

- microchannels using cluster nucleation theory, *Microscale Thermophys. Eng.* 2000, 4, 177-187.
28. Lin, L., Microscale thermal bubble formation: thermophysical phenomena and applications, *Microscale Thermophys. Eng.* 1998, 2, 71-85.
29. Li, J., Cheng, P., Bubble cavitation in a microchannel, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2004, 47, 2689-2698.
30. Mitrovic, J., Survival conditions of a vapor bubble in saturated liquid flowing inside a micro-channel, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2001, 44(11), 2177-2181
31. Wu, H.Y., Cheng, P., Visualization and measurements of periodic boiling in silicon microchannels, *Int. J. Heat Mass Transfer.*, 2003, 46, 2603-2614.
32. Xu, J.L., Gan, Y.H., Zhang, D.C., Li, X., Microscale boiling heat transfer in a micro-timescale at high heat fluxes, *J. Micromech. Microeng.*, 2005, 15, 362-376.
33. Serizawa, A., Feng, Z.P., Two-phase flow in microchannels, International Conference of Multiphase Flows, 2001, Keynote Lecture, New Orleans, Louisiana.
34. Thome, J.R., Boiling in microchannels: a review of experiment and theory, *Int. J. Heat Fluid Flow*, 2004, 25, 128-139.
35. Bao, Z.Y., Fletcher, D.F., Haynes, B.S., Flow boiling heat transfer of Freon R11 and HFC123 in narrow passages, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2000, 43, 3347-3358.
36. Lin, S., Kew, P.A., Cornwell, K., Two-phase heat transfer to a refrigerant in a 1mm diameter tube, *Int. J. Refrig.* 2001, 24, 51-56.
37. Kandlikar, S.G., Heat transfer mechanism during flow boiling in microchannels, *ASME J. Heat Transfer*, 2004, 126, 8-16.
38. Qu, W., Mudawar I., Flow boiling heat transfer in two phase microchannel heat sinks-1. Experimental investigation and assessment of correlation methods, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2003, 46, 2755-2751.
39. Xu, J.L., Sheng, S., Gan, Y.H., et al., Transient flow pattern based microscale boiling heat transfer mechanisms, *J. Micromech. Microeng.* 2005, 15, 1344-1361.
40. Thome, J.R., Dupont, V., Jacobi, A.M., Heat transfer model for evaporation in

- microchannels: Part I : Presentation of the model, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2004, 47, 3375-3385.
41. Gan, Y.H., Xu, J.L., Wang, S.F., Are the available boiling heat transfer coefficients suitable for silicon microchannel heat sinks?, *Microfluidics and Nanofluidics*, 10.1007/s10404-007-0215-y
  42. Chen, J.C., Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow, *I&EC Process Des. Dev.*, 1966, 5, 322-329.
  43. 郭烈锦, 两相与多相流动力学, 西安, 西安交通大学出版社, 2002.
  44. Stenning, A.H., Veziroglu, T.N., Callahan, G.H., Pressure drop oscillation in forced convection flow with boiling[A], *Drinkenburg A A Pro Symp on Two-phase Flow Dynamics[C]*, Eindhoven: Netherlands University Press, 1967.
  45. Boure, J.A., Bergles, A.E., Tong, L.S., Review of two-phase flow instability, *J. Nucl. Eng. Des.*, 1972, 25,165-192.
  46. Xu J.L., Zhou, J.L., Gan, Y.H., Static and dynamic flow instability of a parallel microchannel heat sink at high heat fluxes, *Energy Conversion and Management*, 2005, 46, 313-334.
  47. Huh, C., Kim, J., Kim, M.H., Flow pattern transition instability during flow boiling in a single microchannel, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2007,50, 1049-1-60.
  48. Chang, K.H., Pan, C., Two phase flow instability for boiling in a microchannel heat sink, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2007,50, 2078-2088.
  49. Hetsroni, G, Mosyak, A., Pogrebnyak, E., Segal, Z., Explosive boiling of water in parallel micro-channels, *Int. J. Multiphase Flow*, 2005,31, 371-392.
  50. Wu, H.Y., Cheng, P., Boiling instability in parallel silicon microchannels at different heat flux, *Int. J. heat Mass Transfer*, 2004,47,3631-3641.
  51. Wang, G.D., Cheng, P., Wu, H.Y., Unstable and stable flow boiling in parallel microchannels and in a single mrochannel, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2007,50, 4297-4310.
  52. 张炳雷, 徐进良, 肖泽军, 低高宽比微通道中的流动沸腾研究, *化工学报*, 2007,58(7), 1632-1639.
  53. Wang, G.D., Cheng, P., Bergles, A.E., Effects of inlet/outlet configurations on

- flow boiling instability in parallel microchannels, 2008, 51, 2267-2281.
54. 王补宣, 杜小泽., 细竖管内流动凝结的换热特性, 上海交通大学学报, 1999, 33(8), 970-973.
  55. 安刚, 李俊明, 王补宣., 微圆管内流动凝结换热的实验研究, 工程热物理学报, 2003, 24(1), 79-81.
  56. 王补宣, 杜小泽., 细圆管内流动凝结换热的流型研究, 自然科学进展, 2000, 10(12), 1119-1124.
  57. Baird, J.R., Fletcher, D.F., Haynes, B.S., Local condensation heat transfer in fine passage. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2003, 46, 4453-4466
  58. Shin, J.S., Kim, M.H., An experimental study of condensation heat transfer inside a mini-channel with a new measurement technique, *Int. J. Multiphase Flow*, 2004, 30, 311-325.
  59. Coleman, J.W., Garimella, S., Two-phase flow regimes I round, square and rectangular tubes during condensation of refrigerant R134a, *Int. J. Refrig.*, 2003, 26, 117-128.
  60. Médéric, B., Miscevic, M., Platel, V., Lavieille, P., Joly, J.L., Experimental study of flow characteristics during condensation in narrow channels: the influence of the diameter channel on structure patterns, *Superlattices and Microstructures*, 2004, 35(3-6), 573-586
  61. Médéric, B., Lavieille, P., Miscevic, M., Void fraction invariance properties of condensation flow inside a capillary glass tube, *Int. J. Multiphase Flow*, 2005, 31, 1049-1058
  62. Wang, H.S., Rose, J.W., Honda, H., A theoretical model of film condensation in square section horizontal microchannels, *Chemical Engineering Research and Design*, 2004, 82 (A4), 430-434.
  63. Wang, H.S., Rose, J.W., Film condensation in horizontal microchannels: effect of channel shape, *Int. J. Thermal Science*, 2006, 45, 1205-1212.
  64. Chen, Y.P., Cheng, P., Condensation of steam in silicon microchannels, *International Communication in Heat and Mass Transfer*, 2005, 32, 175-183.
  65. Wu, H.Y., Cheng, P., Condensation flow patterns in silicon microchannels, *Int. J.*

- of Heat and Mass Transfer, 2005, 48, 2186-2197
66. Hu, S.J., Chao, C.H.Y., A experimental study of the fluid flow and heat transfer characteristics in micro-condensers with slug-bubbly flow, *Int. J. Refrigeration*, 2007, 30, 1309-1318.
  67. Quan, X.J., Cheng, P., Wu, H.Y., transition from annular flow to plug/slug flow in condensation of steam in microchannels, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2008, 51, 707-716.
  68. Zhang, K.L., Chou, S.K., Ang, S.S., Fabrication, modeling and testing of a thin film Au/Ti microheater, *International Journal of Thermal Sciences*, 2007, 46(6), 580-588.
  69. Avedisian, C.T., Osborne, W.S., Mcleod, F.D., Curley, C.M., Measuring bubble nucleation temperature on the surface of a rapid heated thermal ink-jet heater immersed in a pool of water, *Proc. R. Soc. Lond. A*, 1999, 455, 3875-3899.
  70. Li, J., Peterson, G.P., Microscale heterogeneous boiling on smooth surfaces-from bubble nucleation to bubble dynamics, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2005, 48, 4316-4332.
  71. Deng, P.G., Lee, Y.K., Cheng, P., Measurement of micro bubble nucleature temperature in DNA solutions, *J. Micromech. Microeng*, 2005, 15, 564-574.
  72. Yin, Z., Prosperetti, A., Kim, J., Bubble growth on an impulsively powered microhearer, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2004, 47, 1053-1067.
  73. Deng, P.G., Lee, Y.K., Cheng, P., An experimental study of heater size on microbubble generation, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2006, 49, 2535-2544.
  74. Chen, T.L., Klausner, J.F., Garimella, S.V., Chung, J.N., Subcooled boiling incipience on a highly smooth microheater, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2006, 49, 4399-4406.
  75. Cavicchi, R.E., Avedisian, C.T., Bubble nucleation and growth anomaly for a hydrophilic microheater attributed to metastable nanobubels, *Phys. Rev. Lett*, 2007, 98, 124501
  76. Zhao, Z., Glod, S., Poulikakos, D., Pressure and power generation during explosive vaporization on a thin-film micro-heater, *Int. J. Heat Mass Transfer*,



- 2000, 43,281-296.
77. Brennen, C.E., *Cavitation and Bubble Dynamics*, Oxford University Press, New York, 1995.
  78. Tai, J.H., Lin, L.W., Active microfluidic mixer and gas bubble filter driven by thermal bubble micropump, *Sensors and Actuators A*, 2002, 97-98, 665-671.
  79. Olsson, A., Stemme, G., Stemme, E., A valve-less planar fluid pump with two pump chambers, *Sensors and Actuators A*, 1995, 45-47, 549-556.
  80. Takahashi, K., Weng, J.G., Tien, C.L., Marangoni effect in microbubble system, *Microscale Thermophysical Engineering*, 1999, 3, 169-182.
  81. Takahashi, K., Yoshino, K., Hatano, S., Nagayama, K., Asano, T., Novel application of thermally controlled microbubble driving system, *The 14th IEEE International Conference on Micro Electro Mechanical Systems*, 2001, 286-289.
  82. Xu, J.L., Gan, Y.H., Zhang, D.C., Li, X.H., Microscale heat transfer using thermal boundary layer redeveloping concept, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2005, 1662-1674.
  83. Purday, H. F. P., *An Introduction to the Mechanics of Viscous Flow. (Streamline Flow)*, Dover Publications, Inc., New York, 1949.
  84. Vasil'ev, A. P., Dynamics and heat transfer in collapse of a bubble containing wet vapor in hydrophobic liquid, *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 2003,76(4), 838-846.
  85. Kalman, H., Mori, Y. H., Experimental analysis of a single vapor bubble condensing in subcooled liquid, *Chemical Engineering Journal*, 2002, 85, 197-206.
  86. Stone, H.A., Stroock, A.D., Ajdari, A., Engineering flows in small devices: microfluidics toward a lab-on-a-chip, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 2004,36, 381-411
  87. Wang H, Peng XF, Garimella SV, et al., Microbubble return phenomena during subcooled boiling on small wires, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2007,50(1-2),163-172.
  88. C.L. Yaws, *Chemical Properties Handbook*, New York, McGraw-Hill, 1999.
  89. Delhaye, J.M., Mclaughlin, J.B., Appendix 4: Report of study group on

- microphysics, *Int. J. of Multiphase Flow*, 2003, 29, 1101-1116.
90. Asai, A., Bubble dynamics in boiling under high heat flux pulse heating, *ASME, J. of Heat Transfer*, 1991, 113, 973-979.
91. Glod, S., Poulikakos, D., Zhao, Z., Yadigaroglu, G., An investigation of microscale explosive vaporation of water on an ultrathin Pt wire, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, 2002, 45, 367-379

## 攻读博士学位期间发表的论文目录

### 期刊论文:

1. **Zhang Wei** , Xu Jinliang, Thome John R, Periodic Bubble Emission and appearance of an ordered bubble sequence (train) during condensation in a single microchannel, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, In Press, Available online 8 January 2008, doi:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2007.11.025.
2. **Zhang Wei**, Xu Jinliang, Liu Guohua, Multi-channel effect of condensation flow in a micro triple-channel condensers (submitted to the *Int. J. Multiphase Flow*)
3. **Zhang Wei**, Xu Jinliang, Transient flow patterns in a microfluidic chip with the complicated microstructures, *Heat Transfer-Asian Research*, In press
4. Xu Jinliang, **Zhang Wei**, Effect of heating parameters on the microscale bubble dynamics at a microheater surface, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, 2008,51,389-396
5. Xu Jinliang, **Zhang Wei**, Wang Qiuwang, Su Qiucheng, Flow instability and transient flow patterns inside intercrossed silicon microchannel array in a micro-timescale, *Int. J. of Multiphase Flow*, 2006, 32, 568-592
6. Ribatski Gherhardt, **Zhang Wei**, Consolini Lorenzo, Xu Jinliang, Thome John R, On the prediction of heat transfer in micro-scale flow boiling, *Heat Transfer Engineering*, 2007,28(10),842-851
7. Xu Jinliang, **Zhang Wei**, Zhao Chuangxin, Fundamental issues of bubble dynamics and boiling heat transfer in microchannel, *IASME TRANSACTIONS*, Issue7,Volume 2, September 2005,p1328
8. Xu Jinliang, Song Yanxi, **Zhang Wei**, Zhang Hua, Gan Yunhua, Numerical simulations of interrupted and conventional microchannel heat sinks, *Int. J. Heat Mass Transfer*, In press
9. Xu Jinliang, Ji Xianbing, **Zhang Wei**, Liu Guohua, Pool boiling heat transfer of ultra-light copper foam with open cells, *Int. J. Multiphase Flow*, In press

10. Xu Jinliang, Shen Sheng, Gan Yunhua, Li Yuxiu, **Zhang Wei**, Su Qiucheng, Transient flow pattern based microscale boiling heat transfer mechanism, *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 2005, 15(6), 1344-1361
11. Consolini Lorenzo, Ribatski Gherhardt, Thome John R, **Zhang Wei**, Xu Jinliang, Heat transfer in confined forced-flow boiling , *Heat Transfer Engineering*, 2007, 28(10), 826-833
12. **张伟**, 徐进良, 复杂结构微流体芯片中的瞬态流型研究, *工程热物理学报*, 2007, 28(2), 247-250
13. **张伟**, 徐进良, 微通道中凝结换热的流型及多通道效应, *工程热物理学报*, 2008, 29(4), 605-608.
14. 刘国华, 徐进良, **张伟**, 高热流作用下微通道内周期性射流研究, *工程热物理学报*, 刊印中
15. 宋延熙, 徐进良, **张伟**, 三角形并联微通道换热特性研究, *中国科学技术大学学报*, 2007, 3(37), 268-275.
16. 刘志鹏, 徐进良, **张伟**, T型微通道内液滴流型分布及不稳定分析, *微纳电子技术*, 刊印中.
17. 李倩, 唐琼辉, **张伟**, 脉冲加热下强制对流沸腾的汽泡动力学研究, *清华大学学报*, 已投稿

#### 会议论文:

1. **Zhang Wei**, Xu Jinliang, Multichannel effect of condensation flow and heat transfer in horizontally positioned silicon microchannels with the channel depth down to thirty microns, Proceedings of Micro/Nano Heat Transfer International Conference, January 6-9, 2008, Tainan, Taiwan
2. **Zhang Wei**, Xu Jinliang, Transient flow patterns inside intercrossed silicon microchannel array in a micro-timescale, Proceedings of the International Conference On Micro Energy Systems, September 11-14, 2005, 157-167, Sanya, China .
3. Xu Jinliang, **Zhang Wei**, Li Yuxiu, et al., Bubble dynamics and boiling heat

- transfer in Microsystems, Proceedings of the Sixth International ASME Conference on Nanochannels, Microchannels and Minichannels, ICNMM2008, June 23-25, 2008, Darmstadt, Germany (keynote)
4. Xu Jinliang, **Zhang Wei**, Zhao Chuangxin, Bubble Dynamics and Boiling Heat Transfer in Microscale, 3rd IASME/WSEAS International Conference on HEAT TRANSFER, THERMAL ENGINEERING and ENVIRONMENT, August 20-22 2005, Corfu, Greece.
  5. Xu Jinliang, Li Yuxiu, **Zhang Wei**, Molecular dynamics and its hybrid simulation for microfluidics, Proceedings of 1st Asian Symposium on Computational Heat Transfer and Fluid Flow, October 18-21, 2007, Xi' an, China (keynote)
  6. Gan Yunhua, Xu Jinliang, **Zhang Wei**, Forced convective boiling heat transfer of acetone in parallel silicon microchannels, Proceeding of the 3rd IASME/WSEAS International Conference on HEAT TRANSFER, THERMAL ENGINEERING AND ENVIRONMENT, August 20-22, 2005, Corfu, Greece.



## 致 谢

本文是在我的导师徐进良研究员的精心指导下完成的。从论文选题、试验台搭建到论文写作的整个过程，都得到了导师的悉心指导和亲切关怀。导师渊博的学识、丰富的科研经验、锐意创新的科研作风和勤奋的科研工作精神使我深受教诲，在此向我的导师徐进良研究员表示崇高的敬意。

感谢微能源实验室的全朝春、钟文卿技工，是他们娴熟的技术帮助我顺利完成试验台搭建；微能源实验室的秘书李春在仪器购买和财务报销方面给我提供了很大的帮助，在此表示感谢。上海金桥精亿高科技有限公司的卜敏辰工程师在光学系统应用方面提供的技术指导和咨询极大的丰富了我的光学仪器知识，使我能够利用光学系统顺利完成实验。

感谢北京大学国家微纳米加工技术重点实验室的杨芳老师、中国电子科技集团公司第十三研究所的徐永青老师和许超工程师，是他们在 MEMS 工艺版图绘制和 MEMS 加工方面给予了我很大帮助，并协助完成本文所有芯片的加工。

微能源实验室的刘国华博士协助我完成了部分实验内容，唐琼辉博士和李倩硕士在实验数据处理方面也给了我很大帮助；微能源实验室的全体同学包括已毕业的博士甘云华、章春笋、曹海亮，硕士赵创新、冯毅、李银惠、张炳雷等，在生活上和学习上都曾给予了我很多帮助，在此表示诚挚的谢意。

最后，衷心感谢我的家人多年来对我的培养和支持，他们的亲情永远是我努力奋斗的精神支柱，亲人的默默支持和关怀我会时刻铭记于心。

本文的研究工作得到国家自然科学基金（No.50476088）、广州能源研究所研究生团队创新项目（No.0707g11001）的支持，在此表示感谢。

张 伟

二零零八年五月