

分类号 \_\_\_\_\_

密级 \_\_\_\_\_

UDC<sup>注 1</sup> \_\_\_\_\_



南京理工大学  
NANJING UNIVERSITY OF SCIENCE & TECHNOLOGY

# 博士 学 位 论 文

激光致空泡在多种特殊流场环境中

动力学研究

(题名和副题名)

包恒竹

(作者姓名)

指导教师姓名 \_\_\_\_\_ 陆健 教授

张宏超 副教授

学 位 类 别 \_\_\_\_\_ 工学博士

学 科 名 称 \_\_\_\_\_ 光学工程

研 究 方 向 \_\_\_\_\_ 激光与物质相互作用

论文提交日期 \_\_\_\_\_ 2023.6

注 1: 注明《国际十进分类法 UDC》的类号

激  
光  
致  
空  
泡  
在  
多  
种  
特  
殊  
流  
场  
环  
境  
中  
的  
动  
力  
学  
研  
究

南  
京  
理  
工  
大  
学

博士 学位 论文

**激光致空泡在多种特殊流场环境中动力学研究**

作 者：包恒竹

指导教师：陆健 教授

张宏超 副教授

南京理工大学

2023 年 6 月



Ph.D. Dissertation

# Laser-induced bubble dynamics in several specific mechanical environments

*By*

***Hengzhu Bao***

*Supervised by Prof. **Jian Lu***

*Claus-Dieter Ohl*

*Asso.Prof. **Hongchao Zhang***

Nanjing University of Science & Technology

June, 2023



## 声 明

本学位论文是我在导师的指导下取得的研究成果, 尽我所知, 在本学位论文中, 除了加以标注和致谢的部分外, 不包含其他人已经发表或公布过的研究成果, 也不包含我为获得任何教育机构的学位或学历而使用过的材料。与我一同工作的同事对本学位论文做出的贡献均已在论文中作了明确的说明。

研究生签名: 包恒竹 年      月      日

## 学位论文使用授权说明

南京理工大学有权保存本学位论文的电子和纸质文档, 可以借阅或上网公布本学位论文的部分或全部内容, 可以向有关部门或机构送交并授权其保存、借阅或上网公布本学位论文的部分或全部内容。对于保密论文, 按保密的有关规定和程序处理。

研究生签名: 包恒竹 年      月      日



## 摘要

空化气泡在海洋、先进制造、环境与化工、医学和生命科学等领域具有重要的应用价值, 空泡与周围环境的相互作用规律是这些领域研究的重点之一。本文利用激光产生空泡的方式研究了面向人工可控的空泡动力学, 其中以实验研究和数值计算为主要手段, 重点研究了在不同环境中单空泡和空泡阵列的脉动特性, 以及其与环境相互作用的规律。

基于泰特状态方程和流体控制方程建立了三维空泡多相流模型, 通过综合考虑界面两边物质的粘性、表面张力、可压缩性等特性和处于绝热过程的空泡内容气体, 研究了空泡与不同距离处界面作用的动力学特性, 有效解释了在空泡与各种界面距离过近时开尔文冲量理论解释不准确的情况。结果发现空泡的脉动在不同距离情况下呈现不同形式, 且得到了不同界面的情景下最强射流-界面距离之间关系。特别在空泡与界面距离小于约 0.3 倍空泡半径的情况下, 水-油界面和水-固界面将使流域内产生粘滞层, 导致空泡在溃灭时形成横向收缩撞击, 进而形成特殊射流; 在自由界面附近则会形成向自由气体域的爆破。

构建了激光诱导三空泡阵列及瞬态过程检测系统, 对多组空泡间相互作用的运动学机理展开了研究, 进而利用三维空泡多相流模型辅助分析了同相位、等大小线性排列的三个空泡阵列中内外空泡的动力学特性。结果表明, 阵列中外围空泡与中心空泡表现出明显不同的动力学行为。外围空泡与固壁面附近的空泡运动行为相近, 但阵列中心空泡因受相邻空泡间的相互作用, 出现了拉伸、断裂和压缩等现象。同时, 外围空泡溃灭产生的射流在中间空泡内部相撞产生正交于排列方向的面射流, 在空泡间距在约 0.6-1.2 倍空泡半径时, 这种面射流会在空泡溃灭前截断中间空泡。

基于 Keller-Miksis 理论模型, 提出了可以通过施加外源压力波实现空泡的可控脉动, 研制了一套利用撞击产生面向空泡与压力波相互作用的压力波发生装置, 对通过压力波增强和减弱空泡的脉动半径和辐射声压进行了研究。结果显示, 通过控制压力波与空泡的相对作用时间差和时间长度, 能够对空泡最大泡半径和溃灭速度进行改变, 当空泡处于较大半径时被强制溃灭则会形成辐射声压增强, 在压力波相位转换节点附近溃灭会形成辐射声压的减弱。进而针对振幅处于 0-100 bar、周期在 0.5-5 倍于空泡第一脉动周期的正弦压力波与空泡的相互作用过程进行了理论研究。结果表明, 相对低频或者相对高振幅的正弦压力波将导致空泡最大泡半径超量膨胀到原最大泡半径 10 倍以上; 空泡辐射声压的加强和减弱取决于其脉动和溃灭阶段所处的压力波相位, 最高形成 3 个数量级的辐射声压加强或者 2 个数量级的减弱。

本文得到的结果对研究空泡与环境的相互作用机理具有参考价值; 对理解复杂流场环境中水相变后的动力学提供了理论和实验依据; 同时对人工控制空化现象的增强和减

弱具有参考价值。

**关键词：**气泡动力学, 多空泡, 压力波, 自由界面, 固壁面, 水-油界面, OpenFOAM

## Abstract

Cavitation bubble has application value in many fields such as underwater explosions, gas gun bubbles, hydraulics, drag reduction, ultrasonic cleaning, ultrasonic imaging, lithotripsy, precision machining microfluidics, et. al. The interaction between bubbles and the surrounding environment is the core of the former engineering fields. This article mainly focuses on the research of bubble dynamics that can be artificially controlled. Numerical simulations and experiments are the main tools. The oscillation characteristics of bubbles in different environments and their interactions with the environment are mainly studied.

A three-dimensional bubble multiphase flow model is established to study the dynamics of bubbles at different distances from interfaces. By considering the viscosity, surface tension and compressibility of materials on both sides of the interface, this model simulates the dynamics process of bubbles near free interface, water-oil interface and liquid-solid interface in adiabatic process. The results show that the oscillations of bubbles presents different styles under different distance conditions. In particular, when the distance between bubbles and interfaces is within 0.3 times of bubble radius, oil boundary and solid boundary generate viscous layer in flow field, which leads to transverse contraction impact when bubbles collapse, thus forming special jets; while free interface will burst towards free gas domain.

In view of the unclear movement mechanism of bubbles simultaneously affected by multiple bubbles from different directions, a laser-induced three-bubble array and transient detection system were built. The dynamics of inner and outer bubbles in three linearly arranged bubble arrays with the same phase and size was analyzed using the three-dimensional bubble multiphase flow model and the system. The results show that the outer bubbles in the array behave similarly to the bubbles near the solid wall, but the central bubble in the array exhibits stretching, breaking, compression and other phenomena due to interaction between two bubbles in different directions. The collapse jet of the outer bubble produces a circular jet orthogonal to the arrangement direction inside the center bubble through collision under certain conditions, which may cut off the middle bubble.

In order to artificially control the enhancement or weakness of bubble collapse, a pressure wave generating device for dynamic interaction between bubble and pressure wave was developed. Based on Keller-Miksis model theory, we analyzed the dynamics

process. Results show that maximum bubble radius and collapse speed can be changed by controlling relative time difference and length between pressure wave and bubble. A special phenomenon that radiation sound pressure enhancement will be formed when a certain large radius bubble is forced to collapse was also found in experiment. Then theoretical study was carried out on interaction between sine pressure wave with amplitude 0-100 bar and period 0.5-5 times first oscillation period of bubble. Results show that relative low frequency or high amplitude sine pressure wave will cause maximum radius expansion beyond limit for bubble which can reach 10 times bubble original maximum radius; radiation sound pressure enhancement or weakness which can reach maximum 1000 times or minimum 0.01 times depends on phase position during oscillation and collapse stage.

The research results of this article have reference value for clarifying the interaction mechanism between bubbles and the environment; provide theoretical and experimental basis for in-depth understanding of the dynamics of water phase change in complex flow field environment; and have application value for enhancing and weakening artificially controlled cavitation phenomena.

**Keywords:** cavitation bubble dynamics, multiple bubbles, shock wave, free surface, solid boundary, liquid-liquid interface, OpenFOAM

# 目录

<b>摘要</b> .....	I
<b>Abstract</b> .....	III
<b>目录</b> .....	VI
<b>图表目录</b> .....	X
<b>1 绪论</b> .....	1
1.1 研究背景和意义 .....	1
1.2 国内外研究进展及现状 .....	3
1.2.1 激光击穿 .....	3
1.2.2 激光致空泡动力学研究 .....	6
1.2.3 空泡与环境相互作用的研究 .....	7
1.3 主要内容及章节安排 .....	19
<b>2 实验基础、理论模型和数值方法</b> .....	21
2.1 空泡动力学瞬态捕捉方法 .....	21
2.2 激光致球形空泡的引入 .....	22
2.3 撞击致压力波的引入 .....	24
2.4 空泡动力学的理论模型 .....	25
2.4.1 Rayleigh-Plesset 模型 .....	25
2.4.2 考虑压缩性的 Keller-Miksis 模型 .....	27
2.4.3 空泡与环境相互作用的理论基础 .....	28
2.5 计算流体力学模型 .....	29
2.5.1 计算方法 .....	29
2.5.2 计算设置 .....	31
2.5.3 计算实施 .....	31
2.6 本章小结 .....	32
<b>3 激光单空泡在软、固界面附近的脉动</b> .....	33
3.1 单空泡在自由域内的脉动 .....	33
3.2 单空泡在水与软物质界面附近的脉动 .....	34
3.2.1 单空泡在水气界面附近的脉动 .....	34

3.2.2 单空泡在水油界面附近的脉动 . . . . .	41
3.3 单空泡在固体界面附近的脉动 . . . . .	49
3.4 本章总结 . . . . .	56
<b>4 激光致自由域内同相线性三空泡的动力学 . . . . .</b>	<b>57</b>
4.1 单帧瞬态曝光照相系统和多激光空泡的实现 . . . . .	57
4.2 三空泡阵列的形变及溃灭 . . . . .	59
4.3 空泡间相互作用 . . . . .	71
4.3.1 流体现象的声学理解 . . . . .	71
4.3.2 空泡各向脉动的相位差异产生空泡形变 . . . . .	72
4.3.3 空泡泡能的转移 . . . . .	73
4.3.4 相互作用量化形式的不足 . . . . .	73
4.4 CFD 模拟 . . . . .	74
4.4.1 CFD 具体设置 . . . . .	74
4.4.2 线性对称排列的三空泡的仿真 . . . . .	76
4.5 本章总结 . . . . .	81
<b>5 激光致空泡与压力波相互作用动力学 . . . . .</b>	<b>83</b>
5.1 撞击驱动的空泡运动 . . . . .	84
5.1.1 撞击压力波与激光空泡相互作用的高速摄像系统 . . . . .	84
5.1.2 静止和自由落体中空泡脉动的对比 . . . . .	89
5.1.3 瞬态压强驱动的空泡及空泡团簇的运动 . . . . .	90
5.1.4 空泡对压力波的相位响应 . . . . .	94
5.1.5 空泡团簇的脉动行为 . . . . .	95
5.1.6 空泡溃灭致辐射冲击波 . . . . .	98
5.2 空泡对压力波特性的响应 . . . . .	101
5.2.1 压力波相对周期对空泡脉动的影响 . . . . .	102
5.2.2 压力波振幅对空泡脉动的影响 . . . . .	108
5.3 本章总结 . . . . .	112
<b>6 总结与展望 . . . . .</b>	<b>113</b>
6.1 本文工作总结 . . . . .	113
6.2 下一步工作展望 . . . . .	114
<b>致谢 . . . . .</b>	<b>137</b>
<b>附录 . . . . .</b>	<b>139</b>

## 图表目录

1.1 空泡基础研究间的链接 . . . . .	2
1.2 激光致等离子 . . . . .	2
1.3 Rayleigh 空泡的溃灭 . . . . .	7
1.4 双空泡形成独特的动力学 . . . . .	9
1.5 空泡在水气界面脉动形成的长射流 . . . . .	10
1.6 空泡在水固接触面上存在一个加速度奇点 . . . . .	11
1.7 空泡在固体界面附近形成的溃灭冲击波再强化溃灭 . . . . .	12
1.8 冲击波对空泡强制溃灭 . . . . .	17
1.9 冲击波对空泡强制溃灭 . . . . .	18
1.10 撞击产生压力波经自由面反射后形成的强负压能产生空泡 . . . . .	19
2.1 单帧瞬态曝光照相系统时序图 . . . . .	22
2.2 高速摄像机曝光时序图 . . . . .	22
2.3 激光击穿致等离子体闪光 . . . . .	23
2.4 多点击穿/超长聚焦击穿形成的空泡及溃灭 . . . . .	23
2.5 DOE 衍射分波片示意图 . . . . .	24
2.6 DOE 分束光反射聚焦击穿示意图 . . . . .	24
2.7 试管撞击产生压力波 . . . . .	25
2.8 计算域 . . . . .	32
3.1 自由域内单空泡的相-压力-速度云图 . . . . .	33
3.2 激光致空泡在软物质界面附近的脉动计算域设置 . . . . .	35
3.3 空泡距水气界面不同相对距离情形下的泡半径对比图 . . . . .	35
3.4 水气界面 $\gamma = 2.0$ 情形下的相-速度-压力云图 . . . . .	36
3.5 空泡距水气界面 $\gamma = 0.7$ 情形下的相-速度-压力云图 . . . . .	38
3.6 空泡距水气界面 $\gamma = 0.2$ 情形下的相-速度-压力云图 . . . . .	39
3.7 水气界面附近情景下射流击穿时间和上射流到达一倍半径的归一化时间 . . . . .	41
3.8 空泡距水气界面不同相对距离情形下的归一化射流深度 . . . . .	42
3.9 水-硅油界面不同距离下的泡半径对比图 . . . . .	42
3.10 水-油界面附近空泡的归一化溃灭时间 . . . . .	43
3.11 水-硅油界面 $\gamma = 2.0$ 情形下的相-速度-压力云图 . . . . .	44
3.12 水-硅油界面 $\gamma = 0.5$ 情形下的相-速度-压力云图 . . . . .	45

3.13 水-硅油界面 $\gamma = 0.1$ 情形下的相-速度-压力云图 . . . . .	46
3.14 空泡距水-硅油界面相对距离不同情形下的射流击穿时间 . . . . .	48
3.15 水-硅油界面相对距离不同情形下的射流深度/高度（双向） . . . . .	48
3.16 激光致空泡在固体界面附近的脉动计算域设置 . . . . .	49
3.17 空泡距固体界面不同相对距离情形下泡半径的对比图 . . . . .	50
3.18 固体壁面附近空泡的归一化溃灭时间 . . . . .	50
3.19 固体界面 $\gamma = 2.0$ 情形下的相-速度-压力云图 . . . . .	51
3.20 固体界面 $\gamma = 0.7$ 情形下的相-速度-压力云图 . . . . .	53
3.21 固体界面 $\gamma = 0.1$ 情形下的相-速度-压力云图 . . . . .	54
3.22 实验发现的内嵌式结构和针状射流 . . . . .	55
3.23 实验发现的内嵌式结构和射流的分野 . . . . .	55
3.24 空泡距固体界面不同相对距离情形下的射流击穿空泡时间和射流到达固体壁面的时间 . . . . .	56
4.1 多空泡单帧瞬态曝光阴影法照相的实验设置 . . . . .	58
4.2 空泡设置及参数定义示意图 . . . . .	59
4.3 大 $\gamma_{b-b}$ ( $\gamma_{b-b} = 1.93$ )，最弱相互作用，激光自右侧入射 . . . . .	61
4.4 $\gamma_{b-b} = 1.93$ 时的轴参数曲线图 . . . . .	62
4.5 大 $\gamma_{b-b}$ ( $\gamma_{b-b} = 1.47$ )，次弱相互作用，激光自右侧入射 . . . . .	63
4.6 $\gamma_{b-b} = 1.47$ 的轴参数曲线图 . . . . .	63
4.7 中等 $\gamma_{b-b}$ ( $\gamma_{b-b} = 1.0$ )，中等相互作用，激光自右侧入射 . . . . .	64
4.8 $\gamma_{b-b} = 1.0$ 时的轴参数曲线图 . . . . .	65
4.9 小 $\gamma_{b-b}$ ( $\gamma_{b-b} = 0.80$ )，次强相互作用，激光自右侧入射 . . . . .	66
4.10 $\gamma_{b-b} = 0.80$ 时的轴参数曲线图 . . . . .	67
4.11 小 $\gamma_{b-b}$ ( $\gamma_{b-b} = 0.45$ )，强相互作用，激光自右侧入射 . . . . .	68
4.12 $\gamma_{b-b} = 0.45$ 时的轴参数曲线图 . . . . .	69
4.13 归一化的空泡间距 $\tilde{D}$ . . . . .	70
4.14 楔形对称计算域 . . . . .	75
4.15 二维网格划分正面图 . . . . .	76
4.17 模拟的线性对称排列的三空泡气相云图 . . . . .	77
4.18 三种空泡溃灭机制的压强-相态-速度云图 . . . . .	78
4.19 不同间距条件下内外空泡被射流击穿的时间对比 . . . . .	79
4.20 空泡溃灭时的长短轴 . . . . .	80
5.1 空泡产生和生存时间和压力波引入和持续时间对比图 . . . . .	83
5.2 实验设置 . . . . .	85
5.3 压力波在试管内产生和传播的时序图 . . . . .	85

5.4	冲击压力波	86
5.5	激光击穿冲击波压力	87
5.6	comsol 模拟获得压力重建乘数 k	87
5.7	利用 2mm 处测得的压力重建空泡处压力	88
5.8	利用重建的压力代入 Keller-Miksis 模型计算获得的空泡半径与使用其他 压力的对比	88
5.9	静态和自由落体环境下的空泡动力学过程的照片	90
5.10	两种方法测得的空泡半径对比	90
5.11	压力波形与照片对应图	91
5.12	四个典型情形的空泡半径-时间曲线图	92
5.13	四种不同的压力波相位下空泡和空泡团簇的动力学过程照片	93
5.14	空泡生成时间与冲击波射入时间差 ( $\Delta T$ ) 对应的空泡半径 $R(t)$ 演化	94
5.15	实验和 Keller-Miksis 模型计算结果比较	96
5.16	使用 Keller-Miksis 模型与测量获得的压力波耦合计算的不同空泡诞生和 压力波时延 $\Delta T$ , 情景下的空泡团簇脉动。	98
5.17	10mm 处测得的压力云图	99
5.18	第一个溃灭冲击波的峰值压力 (蓝色) 和空泡生存时间 (红色) 关于 $\Delta T$ 的演化曲线	100
5.19	压力波传播示意图	101
5.20	$T_{\text{sine}} = 50\mu\text{s}$ 时空泡受迫脉动的半径云图和空泡第一次溃灭产生的溃灭波 压强 (CWP) 的对数级图	104
5.21	$T_{\text{sine}} = 100\mu\text{s}$ 时空泡受迫脉动的半径云图和空泡第一次溃灭产生的溃灭 波压强 (CWP) 的对数级图	105
5.22	$T_{\text{sine}} = 200\mu\text{s}$ 情景下, 空泡受迫脉动的半径云图和空泡第一次溃灭产生 的溃灭波压强 (CWP) 的对数级图	106
5.23	$T_{\text{sine}} = 500\mu\text{s}$ 时空泡受迫脉动的半径云图和空泡第一次溃灭产生的溃灭 波压强 (CWP) 的对数级图	107
5.24	在振幅为 10bar 情况下的, 压力波周期和 $\Delta T$ 影响下的空泡第一次溃灭 压力波压强云图	108
5.25	压力波振幅和压力波周期影响下, 受迫脉动空泡第一周期自小空泡向大 空泡转换的相对时间位置 ( $\Delta T/T_{\text{sine}}$ ) 云图	109
5.26	驱动压力波振幅对空泡脉动的影响曲线图	110
5.27	100bar 时的正压相与周期相等情况的溃灭波压力对数图	111
5.28	$\Delta T = 0$ 时, 不同振幅和周期的压力波导致的空泡第二次溃灭时间云图	111
2.1	模拟中用到的参量	30

---

2.2 初始空泡半径和最大半径的经验值对 . . . . .	31
3.1 水, 气, 硅油 ( $C_2H_6OSi$ ) 的液体参量 . . . . .	34
4.1 归一化泡能 . . . . .	73

# 1 绪论

## 1.1 研究背景和意义

气泡 (bubble) 在自然界广泛存在，具有力量强大，形态变幻多样等奇妙特点。在海洋、先进制造、环境与化工、医学和生命科学等许多领域有重要价值<sup>[1-6]</sup>。空化气泡是跨介质动力学的关键难题，可控的小尺度气泡是前沿生命科学领域的重要载体，因此气泡动力学是许多领域的关键基础科学问题之一<sup>[7,8]</sup>。

因液体相变产生且剧烈运动的气泡通常被称为空泡 (cavitation bubble)。在常规条件下，液体相变通常受两个因素主导，即压力和温度。而水由液相向气相转化的过程，一般由压力降低和温度上升形成。压力降低形成气泡，也可以理解为水体受拉力而产生断裂的现象，通常称之为“空化”。其在诸如声学、声化学、水动力学、医学等不同学科均有涉及。受温度升高影响形成液气相变的过程称为“沸腾”。因相变发生后，其形成的空泡动力学及对外界的影响几乎完全一致，在实际的研究中，将各种形式形成的相变气泡统称为空泡 (cavitation bubble)<sup>[9]</sup>。这些形式包括声致空化、射流致空化、拉断空化、热致空化、电火花或激光击穿致空化甚至包括通气空化。

空泡力学是一个具有物理和工程意义的主题，见图1.1<sup>[10]</sup>。在空泡生成的瞬间，空泡所在位置的液体发生相变并产生具有极大压强的气体（通常在  $10^9 \sim 10^{14}$  Pa，取决于开始瞬间的定义），而外界液体环境仍保持较低的压强（通常为  $\sim 10^5$  Pa），形成瞬时的巨大压强差，驱动气体急剧膨胀。在这个瞬间，压力向外传导，形成一种压力间断，即空泡在诞生瞬间向外辐射一个冲击波。这个冲击波在液体环境中传播时逐渐衰减，并形成对外的力学作用，这个过程在军事、探测和医学上具有重要研究价值<sup>[7,11,12]</sup>。空泡受初始内部高压驱动而膨胀，后续在水体惯性驱动下膨胀直至空泡达到最大泡半径，此时空泡内部气压为气体分压加水蒸气的饱和蒸汽压；随后空泡在外内压差驱动下而收缩。这个膨胀收缩的过程中，也会对周边形成功力的作用，比如在固体壁面内部会产生应力。在空泡收缩时，其终末速度极高，空泡壁形成撞击时空泡内部压力和温度可以达到非常惊人的程度，并会向外辐射声压甚至电磁波。在这一过程中，若空泡的球性极高，撞击的体积及体积的表面积更小，会形成特殊的声光效果——声致发光 (sonoluminescence)，甚至曾有猜测此时空泡内部可以达到核聚变温度<sup>[13-16]</sup>。在研究空泡力学时，空泡的产生方式通常采用电火花，激光，微炸药等方式激发，或者产生静态张力泡。

高压电火花通过在放电电极之间击穿产生高温高压等离子体的方式来产生球状空泡，但通常其放电时间较长，涉及到等离子体能量的补充，与理想的初始高压驱动的空泡理论具有一定的差距<sup>[17]</sup>。低压电火花则通过燃烧电导线的方式形成水的局部相变，这种方法产生的空泡内容气体复杂，并且受电极影响较大，不能简单的应用球形空泡动力

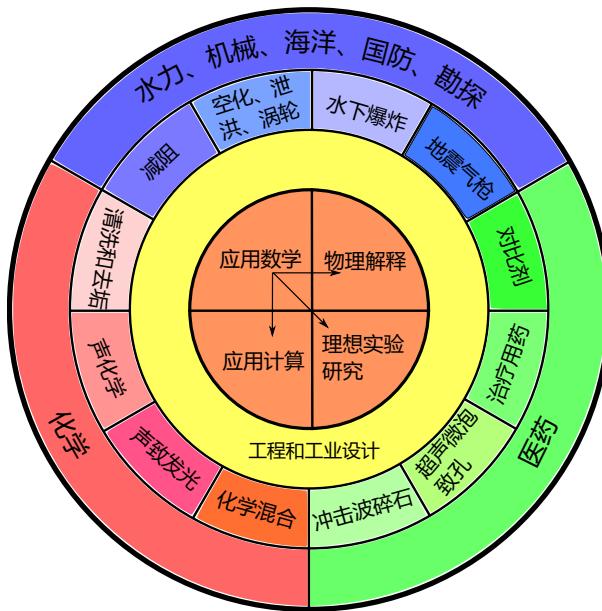


图 1.1 空泡基础研究间的链接。从理论到设计到应用的三层关系<sup>[10]</sup>

学理论来解释<sup>[18]</sup>。采用微炸药的方法也较为普遍，但通常用于在更大尺度上研究浮力对空泡的影响<sup>[19]</sup>。

激光作为一种直接、高效的能量传输方式，其频率高、方向性强、能量集中，在上个世纪 60 年代被发明后便受到来自学术界、军事和工业界的普遍而迅速的关注。随着时代的进步，高能激光与原子分子的相互作用机理逐渐清晰，激光作为能量传输载体的功能逐渐得到广泛的应用，如材料的切割、损伤、光刻，熔融成型等。激光导致的能量沉积型相变也在物理和实践中广泛应用，特别是利用激光致电离的方式产生空泡，因其非接触性和极好地可控性已经成为产生空化气泡最为普遍的方法。特别是等离子体时间短的特点，使其成为创建理想球形空泡的自然选择。短脉冲激光聚焦位置形成极高的电场强度，达到水的击穿阈值后，当地水分子发生逆韧致吸收，并形成等离子团<sup>[20-22]</sup>，见图1.2。这个光致电离过程涉及到多光子电离、碰撞电离、雪崩电离和隧穿电离等多个过程<sup>[23,24]</sup>。在研究激光诱导空泡动力学时，通常因为空泡动力学过程和激光击穿过程的时间尺度差距较大，只将激光击穿形成的等离子团在复合后的高温高压气体团作为空泡的初始阶段而不考虑其具体的击穿过程，这样就可以获得较为理想条件下的空泡动力学。

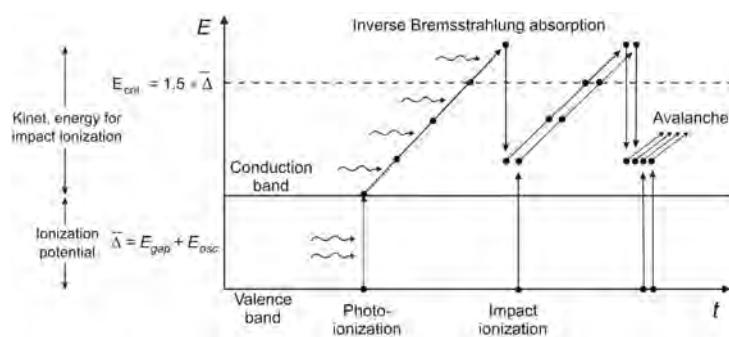


图 1.2 激光致等离子体过程示意图<sup>[22]</sup>

同时激光强度在没有达到击穿阈值时也可以形成空泡，即利用激光的热效应，使水在当地气化即沸腾，从而形成一个高温高压的初始气泡团。通常这样的空泡多发生在界面附近，或使用长脉宽激光作为热源的情景中<sup>[25]</sup>。

在实际应用场景中，空泡往往不是孤立自由地出现，而是伴随着各种约束条件，比如界面和力的作用、比如多空泡相互作用。理解空泡在复杂力学环境内的运动是一项兼具科学和工程意义的课题。

## 1.2 国内外研究进展及现状

在本节中，将简单介绍激光击穿形成等离子体的机理并讨论激光击穿实验中可能出现的问题；随后总体地介绍激光致空泡的动力学模型和空泡脉动过程中涉及到的理论模型；最后针对空泡在特殊环境中与环境的相互作用按照一定的分类给出一个梳理。

### 1.2.1 激光击穿

#### 1.2.1.1 激光诱导击穿等离子体

激光本质上是一种电磁波，一般通过其电场与物质的分子原子结构进行相互作用。激光击穿时，就是击穿区域的电场强度达到能够将分子结构中的外围电子加速并逃逸出分子内部电磁平衡的程度。对于击穿中涉及的液态水的电离机制，大致可以分为强场电离与级联（雪崩）电离。而其中强场电离也可以分为两类：一类是束缚态电子连续吸收离散数目的光子跃迁至电离自由态的多光子电离；一类是电子隧穿通过原子库伦势与瞬态光电场的叠加势垒的隧穿电离。

1966 年，G. S. Voronov<sup>[26]</sup> 利用红宝石激光器辐射强电场中氩原子对气体中多光子电离展开研究，实验中发现对于在  $10^7 \text{ V/cm}$  的强光场中，电离的有效性与光子束强度成正比，并且使用微扰理论的数值计算给出了电离概率的数值解。1968 年，P Agostini<sup>[27]</sup> 等人利用 400MW 的钕激光聚焦在一个充满惰性气体的真空室中，通过绘制离子数量与通过焦点的光束功率对比图，给出了一个原子同时吸收的光子数的数量，并且阐明了实验上光子数量的值与理论上值的差异，为后面的多光子电离研究提供了重要的理论依据。随后，在 1972 年 Michael<sup>[28]</sup> 等人通过研究不同的材料表面损伤概率与功率密度的关系，并对这一现象进行了说明，首次提出了雪崩电离也可能是激光诱导击穿的重要原因。1981 年，M. Sparks<sup>[29]</sup> 对固体中的电子雪崩击穿进行了理论解释，并且通过实验证明了理论的合理性，同时还获得了雪崩击穿与温度、激光脉宽、波长以及不同材料之间的依赖性，但是该理论未考虑多光子吸收，无法在波长长于  $1 \mu\text{m}$  时正确地描述材料间的击穿现象。

多光子电离可以分为共振跃迁和非共振跃迁两种。共振跃迁多光子电离是指原子依次吸收能量不同的数个光子，并且每个光子的能量和跃迁能级差相等，也就是原子发生跃迁时都能进入其能量本征态（即电离过程中实际的中间能级）。在实验上可以通过可调谐染料激光器激发原子实现共振跃迁多光子电离。另一种情况是原子吸收的光子能

量后并未进入原子的中间能级，反而进入激光诱导的虚能级。这种跃迁不需要任何中间本征态，这通常是强激光与原子相互作用过程。由于虚能级的寿命通常很短（亚皮秒或以下），所以要求激光在超短时间内产生足够的光子数才能充分激发非共振跃迁多光子电离，因此多光子电离通常需要较强的光场才能显现出来。多光子电离速率可以表示为  $W_{mpi} = \sigma_K I^k$ ，其中， $\sigma_K$  为 K 个光子的电离截面，I 为激光光强。

隧穿电离是指当原子或分子在强光场辐射时，电子被激发并获得足够的能量以跨越库伦势垒，从而从原子或分子中逃逸产生的电离。本文中使用的纳秒脉冲激光主要涉及到的是多光子电离以及雪崩电离，此处对隧穿电离不再赘述。

当一个价带电子连续吸收离散数目的光子跃迁至边缘导带，随后通过多次逆韧致吸收机制吸收光子，从而进一步获得能量跃迁至临界导带，成为自由电子并与其它中性分子碰撞发生次级电离，额外产生一个低能的自由电子。之后，两个低能自由电子重复上述吸收光子的过程，生成四个自由电子，重复上述过程将会最终引发雪崩过程（即级联电离），造成激光汇聚区域电子数密度迅速增加，形成击穿。相应的级联电离速率为<sup>[30]</sup>：

$$\eta_{casc} = \frac{1}{1 + (\omega\tau_c)^2} \left( \frac{e^2\tau_c I}{cn\epsilon_0\Delta Em} - \frac{m\omega^2\tau_c}{M} \right),$$

其中，M 为中性分子的质量， $\tau_c$  为自由电子和分子碰撞平均所需要的时间间隔 ( $\tau_c = 1fs$ )， $\epsilon_0$  为真空中介电常数。在光学击穿产生等离子体的过程中，影响电子密度变化率的主要因素有：多光子电离，雪崩电离，电子的衍射扩散以及电子复合。前两个是增加电子密度的因素，后两项是减少电子密度的因素。

1995 年，Kennedy<sup>[31]</sup> 将 Shen<sup>[32]</sup> 推导的简单速率方程和 Keldysh<sup>[33]</sup> 推导的多光子电离率相结合，率先提出了在纳秒及以上脉宽层面广泛认同的，考虑了自由电子密度的全局演化的电子密度变化公式：

$$\frac{d\rho}{dt} = (\frac{d\rho}{dt})_{mpi} + \eta_{casc}\rho - g\rho - \eta_{rec}\rho^2,$$

其中第一项，第二项分别为多光子电离速率以及级联电离速率，已在上文中给出，对于上式中的 g 和  $\eta_{rec}$  分别表示的是：电子扩散出聚焦点体积的速率以及电子的复合系数。对于脉宽  $\tau \leq 10\text{ ns}$  时，通常会忽略扩散项  $-g\rho$ <sup>[34,35]</sup> 且，当  $\tau \leq 10\text{ ps}$  时，会将电子扩散以及复合项都忽略<sup>[36,37]</sup>。对于扩散项 g：设光束束腰为  $\omega_0$ ，瑞利长度为  $Z_R$ ： $Z_R = \frac{n\pi\omega_0^2}{\lambda}$ ，

$$g = \frac{\tau_c\Delta E}{3m} \left[ \left( \frac{2.4}{\omega_0} \right)^2 + \left( \frac{1}{Z_R} \right)^2 \right],$$

Docchio<sup>[21,38,39]</sup> 等人通过光谱分辨测量等离子体的光衰减，获得等离子体中的复合系数的一般值： $\eta_{rec} = 2 \times 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$ 。另一种多层的电子密度演化速率方程主要用于解释皮秒以下的击穿过程，此处不述。由于本文的重点在于空泡的动力学，故对激光致水击穿的更多详细研究过程不再赘述。

### 1.2.1.2 激光特性对诱导空泡机制的影响

通过激光致电离的方法生成空泡，激光系统和水体环境的多样性，形成了空泡初始状态和后续动力学的多样性。

激光在形成多点击穿的情况时，其等离子体动力学和后续的空泡动力学明显区别于单点击穿和球形单空泡的情况。Evans 等人<sup>[40]</sup>发现当多个等离子体形成时，会产生多个空化气泡和冲击波。由于低密度等离子体会诱导的额外的空泡形成，初始空泡和冲击波的数量有时超过等离子体的数量<sup>[41]</sup>。JING WANG 等<sup>[42]</sup>发现，空泡生存周期、初始冲击波远场峰值压力和相应的等离子体体积之间存在线性依赖关系。空泡聚合对主空泡的生存周期影响很小，但对溃灭冲击波的强度和随后空泡的反弹产生很大影响，即多点击穿会抑制空泡能量转化为溃灭冲击波能量，但会增强转化为反弹空泡能量。影响多点击穿的因素较多，比如：激光脉冲能量进一步提升时多点击穿的概率也随之提升<sup>[20]</sup>；液体存在的杂质<sup>[43]</sup>使激光能量很小时就形成局部击穿；聚焦时的像差使激光击穿点形成沿着光轴的线段<sup>[44,45]</sup>；激光等离子体的逆生长特性会使等离子体形成特殊形状<sup>[38]</sup>；激光的自聚焦会形成在传播路径上的多个击穿点<sup>[40,46]</sup>；以及击穿过程本身的概率发生特质<sup>[20]</sup>。多点击穿发生时，每个等离子体并不是同时发生的，而是以与焦点距离增加而变慢的<sup>[38,47]</sup>。F.V.Potemkin 等<sup>[48]</sup>研究了透镜像差形成的液体长击穿和多点击穿现象，结果发现大数值孔径的透镜会导致击穿长度变长，进而形成更长的空泡。他们还利用这种长空泡产生了圆柱形冲击波前<sup>[49]</sup>。Ye Tian<sup>[50]</sup>和 Tagawa 等<sup>[51,52]</sup>发现大聚焦角度的激光能极大地减小多点击穿的概率，特别是在适当的能量范围内在聚焦角度大于 29.8° 时多点击穿很少发生。在多点击穿产生的多空泡机制有可能在多个领域中发挥作用<sup>[53]</sup>。

改变激光条件和水环境条件会影响激光致空泡的等离子形态和空泡的动力学过程。比如 A. Young 等<sup>[54]</sup>研究了重频脉冲激光击穿水形成空泡的过程，发现激光击穿后形成的影响在水中可以遗留达到一秒钟以上。受上一次击穿影响使水中包含微泡和粒子，会造成后续击穿冲击波的加强，等离子体产生位置会发生前后变动，等离子体形态也会发生改变。Ye Tian 等<sup>[55]</sup>研究深海高压环境中激光击穿产生等离子体，发现外界高压急剧减小了空泡生存周期，这使等离子体从空泡溃灭中获得能量，提高其辐射强度，但在空泡溃灭后等离子体会立即溃灭。激光能量极小时击穿，可以形成纳米级别的空泡。Linglong Wang 等<sup>[56]</sup>用高速全息显微术对激光在充满纳米颗粒的流场中诱导的空泡进行了成像研究。他们发现不同尺寸的纳米空泡的脉动进程具有细微的差别。这种差别在生存时间归一化并平方后显示出与空泡半径的相关性。其结果表明，空泡的半径越大，脉动的进程越快。这是因空泡尺寸原因形成的张力不同和空泡传热过程不同引起的。

激光击穿后形成的空泡的早期脉动情况作为等离子体动力学和空泡动力学两个阶段的衔接，也值得关注。Jiangyou Long 等<sup>[57]</sup>使用高分辨率的频闪式阴影成像系统观察并研究了在不同液体环境中脉冲激光烧蚀钛靶材产生的空化气泡的早期演变过程。提出了一种流体动力学模型来计算气泡内和周围流体中的早期压力变化。结果表明，空泡在早期阶段的演变主要受液体密度的影响。同时在初始阶段的固定时间点内，高粘度液体

中的气泡的压力显著更高。

当激光入射到特殊的靶材上，比如金、铂、铝等表面材料或颗粒，激光光强不足以击穿水或者靶材时，这些靶材吸收光能，并转化成其内能，形成局部的过热点，从而形成沸腾机制的空泡<sup>[58-62]</sup>。这种空泡的运动机制与击穿空泡在空泡生命周期尺度上没有差别，学界通常将他们的动力学过程混一而谈。

### 1.2.2 激光致空泡动力学研究

激光致空泡在很多领域都有诸多研究，特别是水环境下的材料处理<sup>[63]</sup>，和生物光学<sup>[64-67]</sup>。实验中，高球性的空泡产生可以通过激光的紧聚焦获得<sup>[68,69]</sup>。在激光能量沉积后，形成的高能量密度高温高压的等离子体，会继而演变成具有高振幅的脉动空泡<sup>[70]</sup>，并伴随一个演化成为冲击波的压力瞬态。空泡随后膨胀收缩，至溃灭形成溃灭冲击波<sup>[71]</sup>。等离子体的大小通常可以通过其闪光来采集<sup>[72]</sup>，而自由域内空泡的生存周期可以通过光偏转法测量，这种方法可以探测精确到 nm 的空泡溃灭半径振幅。此外，也可以间接的通过两次冲击波的时间间隔获得空泡的生存周期，甚至可以通过高速摄影技术大体地获得其生存周期。这几种测量空泡生存周期的方法的精确度逐次递减<sup>[73,74]</sup>。

#### 1.2.2.1 自由域内球形单空泡模型

在以往的研究中，对理想的高球形的空泡进行物理建模，在不同精准度和不同模型考量情况下有过很多尝试。例如 Rayleigh 爵士提出的解释水中的真空气泡致水运动的模型，可以一定程度上解释空泡的溃灭过程<sup>[75]</sup>。特别是通过这个模型而获得的 Rayleigh 时间，也就是半程空泡生存周期，为学界所通用。其表示为

$$T_C^{Rayleigh} = 0.91468 R_{max} \sqrt{\rho/p_{am}},$$

其中  $R_{max}$  指初始空泡也就是空泡最大泡半径， $\rho$  和  $p_{am}$  分别指水环境的密度和压强，见图1.3。Plesset 在 Rayleigh 的工作基础上引入了速度势形式的伯努利方程，得到不可压缩流体中理想球形气泡运动方程（Rayleigh-Plesset 方程）<sup>[76]</sup>；Gilmore 基于声学 K-B 假设简化控制空泡流场的偏微分方程得到 Gilmore 修正的 Rayleigh-Plesset 模型<sup>[77]</sup>，将气泡边界速度的适用范围扩展到了 2.2 倍音速；Keller 等学者采用线性波动方程代替了拉普拉斯方程，获得了 Keller-Miksis 模型<sup>[78-80]</sup>。同时也存在着基于 Rayleigh-Plesset 的半经验工程模型，用添加拟合常数的方式以获得较好地拟合效果<sup>[1,57,58,81-86]</sup>。近期国内的张阿漫团队提出了一种统一的理论公式，其大体做法是将 Rayleigh-Plesset 模型中的声压驱动项升级为具体环境影响的力项后推导出的<sup>[8]</sup>，这个模型可以用来讨论空泡非均匀受力情况下的脉动。

#### 1.2.2.2 空泡受局限影响的运动模型

空泡处在局限域中而不是自由域时，通常会采用基于势流理论推导的开尔文冲量理论来解释空泡间及与各种边界相互作用<sup>[10,87,88]</sup>。而为了简化对开尔文冲量得理解，人们同时也使用一个演化自开尔文冲量的无量纲常量  $\zeta$  用于判断各种空泡所处环境流场情

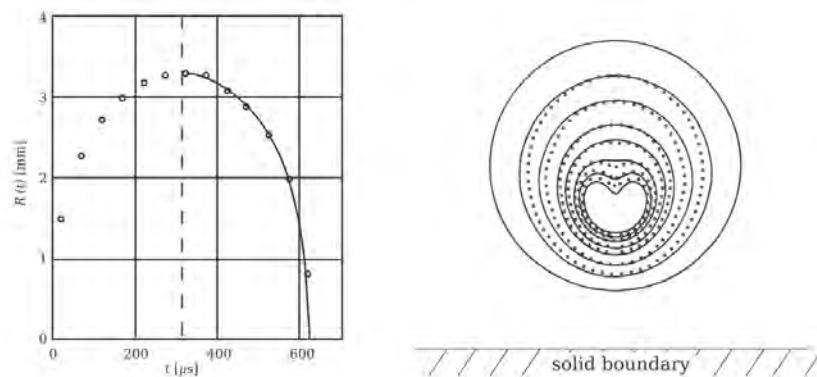


图 1.3 Rayleigh 空泡的溃灭。圆圈是实验结果，实线是 Rayleigh 模型计算结果

况下空泡和射流的运动<sup>[89]</sup>。局限域还包含空泡群中的空泡所处的环境，一般用两个空泡间的相互作用来辅助理解整个空泡群，而用来解释空泡间相互作用的理论是通过势流理论和 Rayleigh-Plesset 模型推导出的 Bjercknes 力<sup>[90,91]</sup>。同时，上文中提到张阿漫等提出的统一理论也能用于计算空泡在多种局限环境下的半径<sup>[8]</sup>。

更复杂的用于解释多维度情况下空泡运动的方法是建立全场模型，并求解流场控制方程组，以获得更好更细节的多维相互作用。当前对空泡运动的数值模拟方法主要有以下几种：基于有限体积法的 VOF 法<sup>[92,93]</sup>；边界元法（BIM/BEM）<sup>[94,95]</sup>；格子玻尔兹曼方法（LBM）<sup>[96–98]</sup>；光滑粒子流法（SPH）<sup>[99–101]</sup>；以及分子动力学（MD）<sup>[102]</sup>；等<sup>[103]</sup>。

但数值模拟存在一个多物理场耦合的问题，即激光诱导空泡过程中涉及到击穿、冲击波、和空泡过程，物理问题复杂，衔接困难，暂时没有一种能够全过程模拟的研究。激光击穿的时间尺度通常在纳秒甚至飞秒，已有的研究能够很好的获得该尺度下等离子体过程<sup>[30]</sup>。在之后空泡脉动的过程与等离子体过程在空间和时间尺度差距都较大，冲击波分离前后和等离子体熄灭前后的初始空泡状态相差也很大，所以通常关于空泡动力学过程的模拟研究初值设置是忽略掉前序过程的经验性设置。而且一般用于计算激光击穿过程的有限元方法对流体的模拟仍存在无法准确捕捉流体变形、计算量大和守恒难等问题。一个很有意义的尝试是赵旭宁和 Kelvin Wang<sup>[104]</sup> 利用水平集和相变规则结合，将未达到击穿阈值的激光辐射用能量转化方程处理成一个脉宽热源，求解全过程的 Navier-Stokes 方程。他们的研究能够同时且准确地描述毫秒激光辐射、气化、和后续的空泡/流体动力学过程，其计算精度达到二阶。

最近基于物理辅助的机器学习的模拟方法也正在成为新的关注热点<sup>[105–108]</sup>。

### 1.2.3 空泡与环境相互作用的研究

空泡在自然和工程应用中，往往不是孤立存在的，而是倾向于以丝、条、团簇、和云等形式存在于不同的液体环境中。下文中将以空泡与特殊环境得相互作用为主题梳理空泡研究的现状。根据空泡受到的作用尺度和作用方式，将空泡与环境相互的情形简单地区分为：多空泡间相互作用、空泡与多种界面相互作用、空泡与压力波相互作用、和空泡云及空泡成核等。

### 1.2.3.1 多空泡间相互作用

通常在空泡群的研究中，假设所有空泡都独立的遵从 Rayleigh-Plesset 模型，以研究空泡群体的整体性质。但实际上，空泡往往不是独立的，而是相互影响的<sup>[14,109–119]</sup>。多空泡系统中，空泡的形状、大小、生命、脉动、平移会产生不同于孤立空泡的变化。多空泡的研究可以大体分为有序排列和随机分布的两种情况。随机分布的研究，往往通过时空平均或压力、相平均等平均方法来获得多空泡间的能量集聚，空泡的侵蚀作用，空泡的噪声等。有序排列的多空泡则实现简单且能具体到单个泡的动力学。泡间相互作用可以简单理解为空泡在另一个空泡的辐射声场中的运动，即 Bjerkness 理论。这种相互作用使同相的空泡相互吸引并减速溃灭，异相的相互排斥并加速溃灭。同时泡间相互作用也会改变空泡的形状，并且使空泡不均匀收缩而产生射流，不同距离不同相位产生的射流方向和动量也不同。多空泡场景下，空泡的最大泡半径和生存周期与孤立单空泡发生较大改变，外围和内部泡的表现也存在明显的差异。在多空泡阵列中，相近的空泡相互改变了环境压并能够起到屏蔽同方向上其他空泡的作用。多空泡生存周期比孤立单空泡的生存周期更长。通常，相比于内部空泡，边缘空泡能达到更大的尺寸，并且更快的溃灭，并且在收缩过程中形成从边缘指向内部的射流。而内部空泡在空泡阵列平面这个维度上受到相邻空泡的限制。它们的动力学演化被相邻空泡和另外的自由维度控制。

要阐明多空泡间的相互作用必然要针对一对空泡的相互作用进行研究，也就是研究双空泡系统。早在 1971 年，Shima 等人<sup>[120]</sup> 便基于球形假设研究了双空泡系统的共振频率（自然频率），他们发现双空泡系统自然的有两个受距离和空泡大小的影响的自然频率。后来 Shima<sup>[121]</sup> 还研究了双空泡系统在固体边界的运动，并得出固壁面会使球形双空泡系统生存周期延长的结论。2001 年，Harkin 等人<sup>[90]</sup> 利用二阶 Bjerkness 力理论解释了双空泡的脉动和位置移动。2009 年 Siew-Wan、Quinto-Su、CD Ohl、B.C. Khoo 等<sup>[18,122,123]</sup> 实验的研究了同相异相/同大小异大小的空泡间的相互作用。他们总结了强、中、弱等多种相互作用强度和多种射流发生方式：同向，相向等，并用 Rayleigh 理论解释了泡间的相互作用。Shen Yang 等<sup>[124]</sup> 理论的研究了双空泡系统通过声辐射相互影响而导致的理想球形空泡径向半径的变化规律。研究表明空泡能被彼此压缩或拉长，其效果取决于外界驱动声波、空泡半径、空泡距离、和空泡数目。

2015 年，韩冰<sup>[125]</sup> 总结以往双空泡的实验并结合 Lauterborn 已有研究，模拟研究了双空泡情境下的各种组合，图1.4。反相双空泡系统中产生的射流比其他异相和同相情景下都强、快、长，而且这个射流的方向是可控的，并且模拟的获得了两张关于射流速度的 map 图，以讨论双空泡系统参数对射流速度的影响。代表性地，国内的张阿漫、崔璞、李帅等<sup>[126–130]</sup> 系统地研究了双空泡系统，包括双泡系统的接合、移动、破碎、射流和冲击波激发以及不同边界附近的脉动。

对双空泡系统的研究帮助展开了更进一步地多空泡相互作用的研究<sup>[131]</sup>。多空泡往往对空泡的排布方式较为关注，一般地会形成特殊的阵列方式，如线形，面形，环形等组合。包恒竹等研究了三个线性对称排列的同相空泡，在自由水中同时地激发三空泡阵

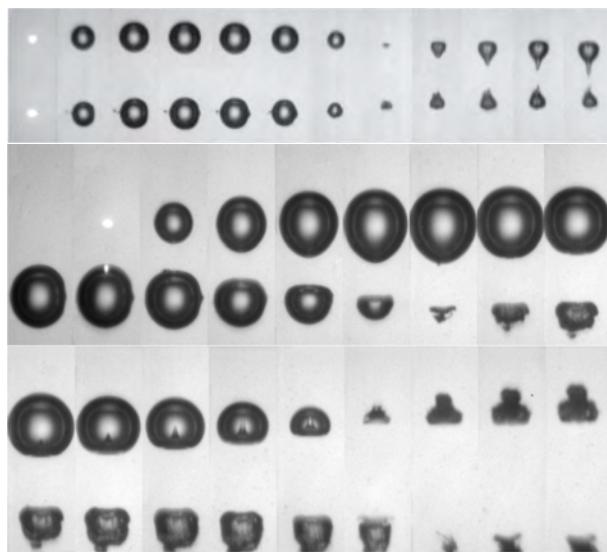


图 1.4 双空泡形成独特的动力学。a. 同相; b. 反相

列, 发现在线阵中中间空泡的多种溃灭方式, 类比了空泡阵列和单空泡的溃灭逻辑, 形成了对线性同相等大小空泡阵列的认知<sup>[132]</sup>。后续陈荣等<sup>[133]</sup>继续了异相线性三空泡的研究, 发现异相三空泡能够形成弹弓加速的射流形式, 同时在某些情况下第三个空泡能够减小射流的强度。Peng-li Zhang 等<sup>[134]</sup>数值的研究了更长的线性阵列组合。

J.P. Dear 等<sup>[135,136]</sup>在 1988 年通过在凝胶 (gelatin) 中创建静态张力泡的方法, 研究了多种多气泡阵列在受压力波作用后的溃灭形态, 发现了屏蔽作用的存在。Lauer 等<sup>[137]</sup>开发了一种界面追踪的数值算法, 用来研究了冲击波对一个气泡阵列的作用。很好的验证了空泡的屏蔽, 击穿和相互作用。Jian-Bo Li 等<sup>[138]</sup>研究了有不同形式排列的气泡存在时的空泡溃灭强度, 结果显示气泡与空泡相互作用的范围内, 气泡与空泡的相对距离, 大小和数量会极大地影响迁移方向, 延长振荡时间和衰减溃灭声压, 而且还产生了空泡被分裂成多个空泡的现象。

张阿漫等<sup>[139]</sup>也针对多空泡做了有益的探索, 比如十字形和环形空泡的脉动。秦玉鹏等<sup>[140]</sup>理论的研究了多种空间排布空泡的动力学特性。Haiyan Chen<sup>[141]</sup>利用二阶 Bjerkness 力理论解释了多空泡的脉动。

Bremond、Ohl 和 Lohse 等人<sup>[142,143]</sup>在壁面挖孔作为空化核, 并利用负压形成空泡的方法, 研究了空泡阵列在壁面附近的脉动, 并用 Rayleigh 模型和边界元方法进行了解释。Matevz 等<sup>[144]</sup>通过在平板上设置多个空泡腔, 并用沸腾的方法制造多空泡, 研究了相邻蒸汽泡对沸腾热流的影响, 发现空泡在不聚合的情况下导致的外流动只影响了较小的范围。Tiwari 等<sup>[145]</sup>研究了一个空泡团簇在壁面附近的集体行为。Ochiai 等<sup>[146]</sup>研究了多气泡在声压下的动力学, 其溃灭表现出与空泡阵列近似的压力辐射。

多空泡的排布, 内容物, 边界条件的变化不一而足, 此处不再详列。其具体的理论解释多数可以用 Bjerness 力解释或近似地解释, 通常还会辅助以数值模拟的手段结合具体情景分析空泡间的相互作用过程。

### 1.2.3.2 空泡与多种界面相互作用

空泡间的相互作用只是空泡受特殊环境影响的一个方面，更多的研究关注的是空泡与不同形式的界面的相互作用过程<sup>[1,9,110]</sup>。

比如空泡在水气界面溃灭时往往会展射向空气中和射向空泡内部的射流，其已经获得几十年的研究<sup>[147–153]</sup>。因与界面的距离不同，表现出不尽相同的特性。但总的来说在膨胀时会形成液面向外的变形，并在收缩时因水的汇聚而形成向内得射流。近期的，Juan 和 CD Ohl 等<sup>[154]</sup> 研究了不同曲率下的水气界面附近的空泡脉动，结果发现在靠近水气界面的空泡形成向上的射流时，同时也形成了射流速度可以达到 40m/s，最远射流距离可以达到 15 倍的空泡半径的内向射流，图1.5。他们还发现，水平界面的内向射流速度方向与重力同向，但在曲率界面上内向射流的速度方向由于张力作用更偏向于几何中心。

同时空泡在液-液界面附近，也可以看成一种近似自由界面的动力学过程，该方向研究的最初动机是为了对液体超声（空化）制备乳液的过程有更深入了解。Matevz 等<sup>[155]</sup> 研究了液-液界面附近空泡动力学以了解界面的变形和指进现象，结果显示空泡产生在较轻的液体中时，空泡产生的射流将指向界面，但如果空泡产生在较稠密的液体内部，则空泡射流远离界面。Brujan 研究了空泡在 gelatin 附近的动力学过程，并着重的解释了杨氏模量的作用<sup>[156]</sup>。

空泡与固体界面的相互作用因其应用广泛，是最受学界关注的方向。Blake, Brenen, Lauterborn, Prosperetti, Lohse 等人都对这个主题进行了充分研究<sup>[1,110,157–159]</sup>。比较具有代表性的是，水下炸弹爆炸损伤船体，其总体可以分为三个过程<sup>[7,12]</sup>：1. 相变及其冲击波。冲击波相对空泡壁面具有更高的速度，在相变失去后续能量补充后的一段时间内与空泡分离，这个冲击波经水体传播后至船体，冲击波对船体形成应力损伤。2. 空泡脉动。当空泡在水中持续膨胀以释放内部高压时，对固壁面形成压迫和推动。特别是在船体尺寸相对空泡尺寸不具有压倒性的尺度时，空泡的膨胀足以推动船体脱离水面，在这个过程中，因为空泡的不均匀推动和自身重力影响，会持续加重船体的应力损伤，同样的，空泡在收缩时也产生相似的机理。3. 空泡溃灭冲击波和射流。空泡在完成膨胀转而

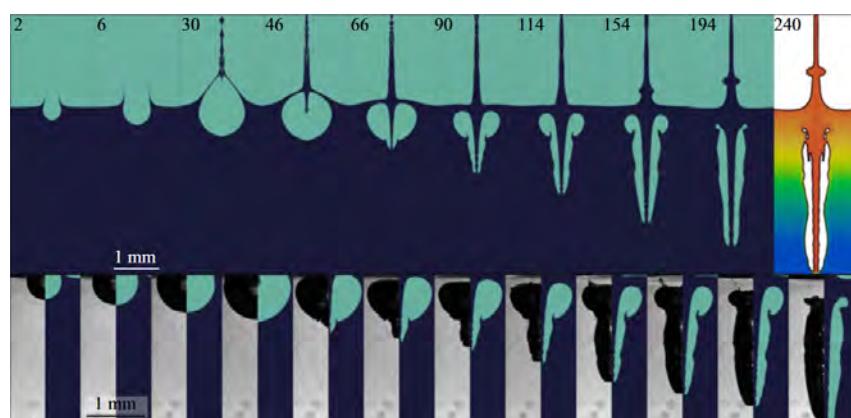


图 1.5 空泡在水气界面脉动形成的长射流

收缩时，外界水体在空泡内外压差的驱动下，推动空泡收缩，由于水体的惯性，在空泡溃灭时，向外释放出水锤压力，此溃灭冲击波对船体的损伤机理类似于相变冲击波。由于在船体附近的不均匀受力，空泡在收缩时会形成指向船体的射流，此射流头部具有高速，低截面面积的特征，其可以对船体形成明显的贯穿伤害。在这个典型案例中，涉及到不同的固壁面尺寸与空泡尺寸，固壁面与空泡距离等情景，其机理涉及到空泡的推动效应和固壁面应力等。激光空泡与固体壁面的相互作用过程大体上都含有如上三个过程。

Jia-yun Zhang 等<sup>[160]</sup> 实验和数值的研究了固壁面附近激光诱导空化气泡的溃灭。通过使用照明光多次曝光技术，获得空泡壁面速度，结果表明，靠近壁面的空泡溃灭成轴对称的心形，指向壁面的微射流将空化泡拉向壁面。其中射流的速度能达到一百米每秒。反弹阶段产生的反射流将驱动空泡远离壁面。Mandeep 等<sup>[161]</sup> 研究发现空泡溃灭前与固壁面得接触角能够决定空泡的溃灭动力学。他们通过构建特殊的正负相对距离的情景实现了不同的接触角。当接触角小于  $90^\circ$  时，观察到的是指向墙壁的经典射流，而如果初始接触角大于  $90^\circ$ ，则出现平行于墙壁的环形再入射流。这种行为的变化可以用冲量势流理论来解释，该理论表明当接触角大于  $90^\circ$  时，在接触线的初始加速度上存在一个奇点，即冲量解在接触点存在一个奇点，使接触点附近加速度极高并且改变了涡量方向，图1.6。冲量势流理论很好地反映了最大膨胀瞬间的空泡几何形状对整个溃灭过程的作用。

在将空泡与固壁面的作用机制应用到工程中，需要对其三个过程的效果作一个总体评估。Jiayang Gu 等<sup>[162]</sup> 研究了利用空泡冲击固壁面情况下的空泡动力学。重点关注了空泡与固壁面的相对距离对激光空化冲击 (LCP) 作用机制即激光冲击波，空泡溃灭冲击波和水射流的影响。结果显示相对距离越大，固壁面受到的冲击波强度越大，但射流越弱。并且，他们获得了一个针对固壁面硬化的最佳相对距离  $\gamma = 0.4$ 。XiangLu 等<sup>[163]</sup> 研究了空泡溃灭导致射流撞击固壁面的冲击载荷。基于微射流理论和液固冲击的水锤效应，在变形等效原理下建立了单个空泡溃灭微射流的冲击载荷等效模型。由于可以认为空泡均匀分布在足够小的区域内，基于单个空泡冲击载荷的等效结果，可以推导出多个空泡溃灭微射流在微小区域内的冲击载荷等效模型。形成了单个和多个近壁声泡溃灭微射流空化损伤负载的等效方法。验证结果表明，这种等效冲击载荷具有极高的准确性。

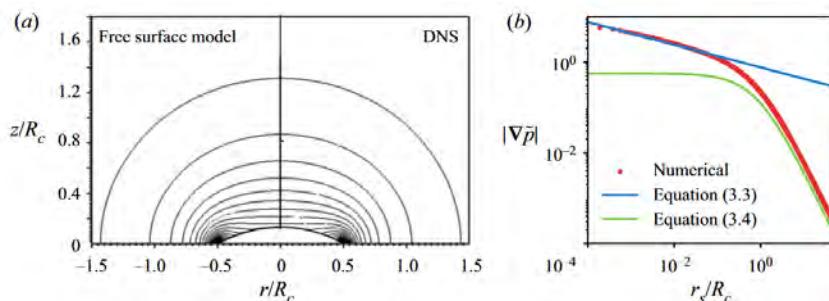


图 1.6 空泡在水固接触面上存在一个加速度奇点

崔璞和张阿漫等<sup>[129,164]</sup>研究了利用空泡溃灭来破冰，包括单空泡和双空泡的情景。当单空泡作用时，冰板从顶部诞生裂缝，即从冰-空气界面发展。这归因于冲击波在界面上的反射引起的张力。当冰板的厚度或空泡-冰的距离增加时，这种断裂会减弱。当空泡-冰的距离足够小时，在冲击波入射时也可能从冰板底部形成断裂。空泡形变和冲击波也能推动冰板的运动。双空泡作用时，观察到独特的空泡行为，包括合并、分裂、倾斜的反射流和不对称的环形空泡溃灭。在一系列空泡间和空泡-边界距离情境下，测量了两个空泡的冲击波辐射，并表征了整个过程的破冰能力。他们发现在多种组合的情况下，通常在冲击波减弱时其损伤效果会同步的减弱。

在更工程的层面理解空泡与固壁面的相互作用，自然而然的会谈到空泡的侵蚀和清洗作用。Fabian 和 CD Ohl<sup>[165]</sup>揭示了在空化气泡非球形溃灭过程中导致能量集中并最终导致金属表面腐蚀的决定性机制，图1.7。研究表明，只有在非轴对称的能量自聚焦情况下，环境压力下接近金属表面的单个空泡才会侵蚀金属表面。空泡在溃灭时首先在一点汇聚，并产生冲击波，其他残余气体的溃灭被这个冲击波强化。同时他们还发现只有在相对距离足够小时 ( $\gamma < 0.2$ )，金属表面才会产生侵蚀，常规射流即使达到 100 m/s，也没有造成损伤。因此他们建议，在需要考虑减小损伤的情况下，要使用特定方法使空泡在形成射流时同步溃灭，以防止产生针状射流和不对称自聚焦，反之也可以加强损伤。Fabian 等人<sup>[166]</sup>还开发了一种利用空泡损伤铝制材料表面氧化膜形成导电性能变化来计量空泡损伤效果的方法，这种方法具有微秒分辨率，非侵入性、就地实时的优点。其在靠近铝样品表面的 NaCl 水溶液中产生单个激光诱导气泡，高速计时电流法用于记录样品和浸入相同溶液中的相同铝电极之间流动的腐蚀电流。这种配置使得可以通过再钝化产生的腐蚀电流来测量铝表面纳米薄钝化层中的空化损伤。通过同步的高速成像记录空泡动态，这个腐蚀电流可以用于计量各个空泡各个阶段形成的空化损伤。空泡距离壁面越近，第一次脉动期间会形成越大的空化腐蚀电流。空泡在随后的多次膨胀和溃灭时，可以检测到更多次意味着一系列较小损伤的电流峰值。随着距离的增加，空泡造成损伤的来源会越来越向二次膨胀的空泡的再溃灭变化。Park 等<sup>[167]</sup>对比了气体泡和水蒸气泡在超声场的驱动下对硬质表面的清洗效果。研究发现气体和蒸汽空泡在超声场中表现出不同的动态行为，蒸汽空泡和气泡分别能更有效地去除附着力强和弱的污染物，此外，蒸汽空泡能更好地清洁疏水性基材。

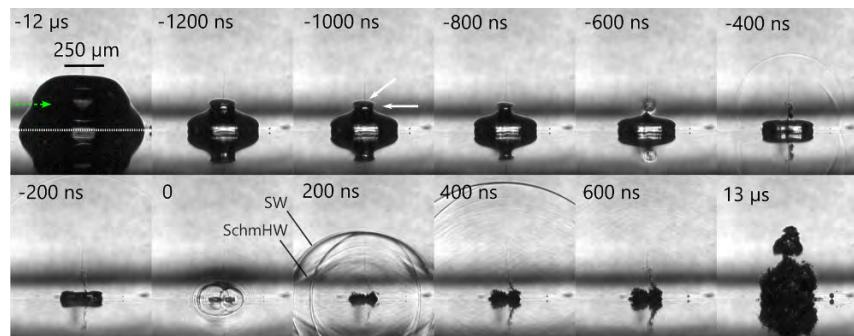


图 1.7 空泡在固体界面附近形成的溃灭冲击波再强化溃灭

激光辐照材料靶材，其形成的纳米级材料喷溅，是当前生产纳米粒子的一种通用方法。在这个过程中产生的空泡和粒子的相互作用也引起了很多兴趣。特别是人们发现，可以利用空泡来驱动粒子实现特定的运动时，许多研究者对激光与颗粒的相互作用的过程进行了研究。

Liang Lv 和 Yuning Zhang 等<sup>[168]</sup> 实验研究了空泡与颗粒距离对近似大小的空泡与悬挂颗粒相互作用的影响。研究发现了近距离排斥和远距离吸引的机制，远距离吸引可以用辐射压力来解释，近距离排斥则可以用射流来解释。Xiaoyu Wang 和 Yuning Zhang<sup>[169]</sup> 实验和理论地研究了球形粒子附近的激光诱导空泡的动力学。他们发现只有在相对距离  $\gamma > 0.5$  时，空泡能较好的保持球形时才能使用开尔文冲量模型解释空泡行为。颗粒对空泡与颗粒之间液体流速的影响主要受几何上空泡在颗粒中的镜像位置影响，这块区域的液速总是低于周围其他区域。而空泡的中心移动可以用开尔文冲量预测，并宣称了一个所谓的常数来获得开尔文冲量与速度的线性关系。同一团队的 Xiaoxiao Zheng<sup>[170]</sup> 则实验的研究了两个相同尺寸的球形颗粒附近的空泡动力学。他们认为开尔文冲量理论模型能够有效地预测两个相同尺寸粒子附近的空泡的运动特性。当空泡初始位置沿粒子间的对称轴逐渐远离两个大小相同的粒子时，第一周期空泡质心的移动距离随初始距离有先增大后减小的趋势。当空泡质心的初始位置在两个粒子附近的不对称位置时，空泡质心的运动方向偏向离空泡较近的粒子，但并不是完全偏向该粒子的中心。

Matevz<sup>[171,172]</sup> 同样研究了空泡在球形颗粒附近动力学，以期解释微纳空泡杀菌的作用。讨论了射流、冲击波、剪切力和热效应，以及表面张力在小尺度上会引起射流减弱效应。发现球形颗粒上的机械载荷倾向于随着颗粒-空泡尺寸比的增加而增加，并随着它们的距离增加而减少。他们还计算出在溃灭末期，空泡对颗粒的压力影响甚至可以达到  $100 \text{ MPa}/\mu\text{m}$  的梯度。Chunhui Luo<sup>[173]</sup> 等发现利用激光空泡降解悬浮液有机物时，激光能量的提升对降解效果的提升在一定范围内是线性的，但在能量过高后等离子体的吸收效应会限制空泡生长，导致其有一个平顶式增长。同时发现，固体颗粒物在超过一定范围后浓度越大，激光空泡形成的溃灭效应越弱，但在固体边界附近中的空泡降解效果更好。Shengji Wu 和 刘树红<sup>[174]</sup> 研究了在固体界面附近产生的激光空泡驱动球形粒子的动力学。结果发现了当颗粒在远离固体界面和空泡端时，颗粒的移动主要受空泡膨胀的影响。当颗粒在空泡和界面之间时，颗粒的移动呈现出多种方式。但最主要的当粒子距离空泡足够近时，空泡膨胀才会推动粒子撞击固体表面。当颗粒恰好在空泡正下方时，即使空泡在膨胀时没有接触到颗粒，颗粒也会被射流加速到多倍于空泡膨胀推动的速度。

空泡在自然界中和工程应用中涉及到的环境情况多种多样，学者们关心和关注到的现象和潜在的场景也多种多样。于是，更复杂的空泡与环境的相互作用场景也不胜枚举，下面述几例复杂边界的代表性研究。

Brujan 等<sup>[175]</sup> 研究了激光空泡在相互垂直的两个固体壁面间（直拐角内）的动力学。结果表明，这种空泡的行为依赖于空泡与墙壁之间的距离。当空泡溃灭时，会形成

一个倾斜的射流，射流指向更偏向距离更近的壁面，当距离相等时则指向中间。且空泡会朝着射流方向移动。而射流击穿空泡后，空泡形成环状结构。这个环形结构在离壁面较远时，沿着径向溃灭形成小空泡。当这个环状结构接触到壁面时，接触部分会沿着壁面迁移并首先溃灭，从而形成新月状残余。Matej Senegačnik 等<sup>[176]</sup> 设计了一个悬崖式固体壁面，悬崖是一个直角，并将这个固体结构浸没在不同的液体介质中，而空泡在悬崖表面产生（直拐角外）。研究显示，空泡快速膨胀形成的高速水流在悬崖外侧形成次级空化，并在空泡边缘到达悬崖边缘时，形成涡流再次进入空泡内部。提高液体粘度，可以防止这种再入。Yuning Zhang 等<sup>[177]</sup> 也研究了这种悬崖式表面，但他们将空泡放置在角平分线的反向延长线上，而不是表面。研究发现，这种结构能够明显的延长空泡生存周期。当空泡距离角顶点较近时，空泡受到束腰式限制。但距离中等时，空泡溃灭时将形成橄榄状，并且向角顶点移动。Tomaž Požar 等<sup>[178]</sup> 研究了一个模拟眼球形状下的激光击穿空泡。也就是在一个凹面结构附近形成激光击穿。激光冲击波和溃灭冲击波通过反射，在焦点处形成次级空泡。

在真实应用场景中，固体壁面情况通常比较复杂。比如壁面因粗糙表面而吸附微纳气泡，壁面沾染油滴，或者颗粒物。Zibo Ren 等<sup>[179]</sup> 研究发现附着在固壁面表面的微纳气泡不直接响应空泡的拉伸应力，但是会被射流引起的剪切流影响而形成系链式结构，以至于分裂出更小的气泡。Zhao Fang 等人<sup>[180]</sup> 研究了利用空泡形成的微射流将固体颗粒表面的油滴去除，通常大空泡的对大团油滴的清洗效果较好，而小空泡则对狭小局部的油滴的去除效果好。Sieber 和 Farhat 等<sup>[181]</sup> 研究了在固体界面上布置了纳米颗粒的情景下，空泡与其相互作用的过程。结果显示当相对间距  $\gamma > 1.3$  时，该动力学表现为空泡与固体边界的相互作用机制。当  $0.6 < \gamma < 1.3$  时，空泡在溃灭时会将颗粒举起并形成一个小堆，这个小堆的尺寸取决于空泡与颗粒的相对尺寸和相对间距。在相对间距足够小时，空泡在溃灭时会形成钟型外形，并形成一个微射流。但在所有案例中，空泡的生存周期都因为泡能用来驱动纳米颗粒而消耗，从而形成生存周期的缩短。

Gregorčič 等<sup>[182]</sup> 研究了空泡在固体边界和自由界面间的动力学。讨论了不同距离下生存周期受自由界面缩短和硬边界延长两种效应的影响。Yoshiyuki Tagawa 等<sup>[183]</sup> 研究了水气自由面和垂直固壁面附近的空泡。通过理论预测和实验验证，成功的给出了一个射流倾角关于相对位置的模型。

Abboud<sup>[184]</sup> 研究了在一个固体壁面上通孔结构对激光空泡动力学的影响。研究表明，即使在存在孔洞的情况下，空泡仍形成了一个指向固壁面所在平面的射流，并且这个射流会通过这个孔洞。一般地，空泡膨胀会在通孔处形成快速流动，并产生次级空化。在空泡膨胀通过孔洞后，在收缩时，凸出的灯泡状结构会脱落形成小空泡，在溃灭时形成朝向主空泡的反射流。Hendrik 和 CD Ohl 等<sup>[185]</sup> 也研究了激光空泡在固壁面通孔上方时的动力学过程。针对通孔的长度，宽度和形状，以及空泡的尺寸，液体的粘度，空泡与壁面的距离，做了具体的研究。研究发现了三种射流机制，正向，反向，以及针形射流。

Qingyun Zeng 和 CD Ohl<sup>[186]</sup> 研究了由两个刚性壁为边界的薄液隙中的激光空泡和其诱导射流的动力学。研究发现液隙的相对高度和空泡处于液隙的相对位置，对空泡的动力学表现具有决定作用。他们发现了三种射流形式：空泡分裂后射向两边，直接射向最近的壁面，和射向远端壁面的转换射流。特别地，这种转换射流是因为空泡相对液隙足够大，在膨胀面接触远端壁面后形成的射流方向转换，其只存在于某些极端情况，并且其形成机制决定于液体粘性边界层。Jingzhu Wang 等<sup>[187]</sup> 研究了夹在两个薄板间的液滴内的空泡动力学。实验、理论和数值模拟都获得了三种独立液滴形态：喷溅、贯通、和稳定状态。并通过定义了两个参数来研究了这三种状态。而空泡第一次溃灭形成的射流方向，取决于液滴与空气和固体界面的接触角。

利用空泡形成乳化液滴也是一个非常常见的应用，空泡是乳液形成的重要机制<sup>[188,189]</sup>。在乳液中，空泡与油滴的相互作用取决于油滴的粘性而形成不同的喷溅状态。Xianmei Zhang 等<sup>[190]</sup> 研究了在液滴内形成的空泡的脉动和位置移动。他们通过将体积模量考虑进状态方程推导出一个液滴内空泡脉动的类 Rayleigh-Plesset 方程，并据此研究了这个空泡的径向脉动和位置移动，他们把形成这种特殊平动的机制归因于液滴表面的限制。

空化在牛顿流体中得到了广泛的研究，在剪切稀化流体中的研究程度较低但很重要。Guillaume T. Bokman 和 Outi Supponen<sup>[191]</sup> 研究了水-玉米淀粉悬浮液这种剪切增稠流体中的空泡动力学。这种流体的一个有趣特性是，当应变率增加时，它们的粘度会增加，直到它们表现出类似固体的行为，甚至会破裂。由于空泡能够产生极端应变率，其会受到剪切增稠流体行为的影响。文章用 Keller-Miksis 方程解释了空泡行为。在实验过程中也观察到了空泡膨胀导致的这种液体的碎裂。

空泡在生物组织中的动力学过程日益收到人们的重视，一般研究空泡与生物组织的相互作用，多利用不同浓度的凝胶 Gelatine 代替生物组织。Kodama 等<sup>[192]</sup> 研究了空泡在水-凝胶 (water-Gelatine) 边界附近的脉动。空泡倾向于向界面移动但不会产生射流，在凝胶内部可以检测到 10Mpa 以上的压力。空泡的生存时间除了在小相对距离情况下，其他情况都被延长。Oguri 等<sup>[193]</sup> 研究了激光致冲击波与空泡相互作用在凝胶里导致的次级空化现象。得出凝胶中的起始空化阈值约为-24Mpa，与水中差别不大。Dui Qin 等<sup>[194]</sup> 研究了空泡在生物组织中的动力学和声辐射。他们通过数值地研究粘弹性组织中两个相互作用的空化气泡的径向和平移运动以及由此产生的声辐射射，发现了双空泡系统对大空泡辐射的增强作用。随着距离的增加，抑制逐渐减小，其辐射声波出现谐波、次谐波、超谐波和宽带分量的逐步演变。随着周围介质弹性或粘度的增加，气泡的非线性动力学和平移运动均显着降低。郎骥和吴千红等<sup>[195]</sup> 研究了空泡导致脑损伤的过程。在这项研究中，用人造透明头部替代物发现了当头部受到突然的平移冲击时，撞击位置突变引起空泡的形成和溃灭。他们发现，空泡在脉动过程中对大脑表面形成损伤，并向大脑内部传播冲击波，会对大脑内部形成暗损伤。

同样还有施加电场或者磁场来改造激光致等离子，进而改造空泡的研究。Phukan<sup>[196]</sup> 等研究了激光在强磁场中击穿金属壁面附近的去离子水形成的动力学过程。结果发现

随着外部磁场大小的增加，空化泡的半径和溃灭持续时间都大大增加了，同时形成的纳米金属颗粒也受强磁影响而形成更小的尺寸。Jin-Jie Deng 等<sup>[197]</sup> 研究了在静电场与超声场中耦合作用下的空泡脉动。研究发现静电场中的空化阈值更低。电应力降低了表面张力，导致空泡趋于不稳定而加速溃灭。但同时也提高了最大泡半径也降低了最小泡半径。有电场存在的情况下，空泡的动力学更加剧烈。

空泡处在复杂环境下的研究多种多样，一般都对应于具体的应用场景。对这些场景的穷举是无意义的。但针对场景进行大类分类，并研究分类中的基本问题是具有物理意义的。

### 1.2.3.3 空泡与压力波相互作用

在工程应用中，往往通过输入多脉冲压力波的方法产生空泡，在空泡产生后仍有压力波的输入，以及通过压力波控制空泡，类似应用中都涉及到空泡与压力波的相互作用。这类研究大概可以分为两种，一种是冲击波对空泡的强制作用，一种是线性声学范围内的超声波行波和驻波对空泡的影响。

Pei Zhong 等<sup>[198,199]</sup> 研究冲击波对空泡动力学的影响，发现了冲击波对空泡的强制溃灭作用，图1.8。空泡在膨胀期受到作用，在继续膨胀一段时间后被强制溃灭。在收缩期受到作用后，迅速强制溃灭，所以在溃灭期的受到作用的空泡相对溃灭时间最早。而在稳定期受到作用时，因空泡半径足够大，从而被强制溃灭的相对时间最晚。Jing Luo 和 BC Khoo<sup>[200]</sup> 研究了激光空泡的冲击波过程与附近气泡的相互作用。他们发现在相对距离大于一个关于尺寸的线性函数值时，气泡对空泡的溃灭影响极小。当小于这个值时，空泡水锤和内爆冲击波过程产生时空延迟，从而显示出冲击波的分层。当距离更近的时候，空泡和气泡合并，也会产生冲击波分层。在冲击波显示分层时，这些波的强度至少衰减了 40%。

Blake 等研究了行波驻波对空泡的影响<sup>[201,202]</sup>。他们推导声扰动对空泡壁的作用到二阶解。发现空泡中心压强和振荡辐射压强导致了球面波行为，声波导致的惯性行为导致非球面波行为。气泡的形状在弱声波时，可以维持球形。当空泡的自然频率等于声波频率时，空泡会一直吸收声波能量，而振幅逐渐扩大，半径极大值更大，极小值更小。在强声波时，一般会形成沿着声波方向的射流击穿。在驻波场内时，Bjerkness 力导致了非球形效应，其与声波频率平方成正比，同时这个力还导致了空泡的平移和非球形变形。当低频时，空泡在整个流场中保持近似球形，并会移动到声波波腹位置。高频时。空泡在 Bjerkness 力消失的波腹保持球形。在波节和波腹之间的空泡则会朝着波节移动，并在溃灭时失去球形，其射流也指向波节。

Pfleiger 等研究了含不同内容气体的空泡在超声场内稳定存在的半径<sup>[203]</sup>。吴浩等<sup>[204,205]</sup> 研究了声场中固壁面附近的空泡动力学。研究发现低表面张力降低了气泡在液体介质中的稳定性。在表面张力较低的液体中，空泡平移更加显著，在平移过程中会更早距离壁面更远的位置溃灭。表面张力对第一次微射流的速度没有显著影响，但可以在气泡第一次破灭后大幅度提高第二次和第三次微射流的速度。Xiao Huang 等研究

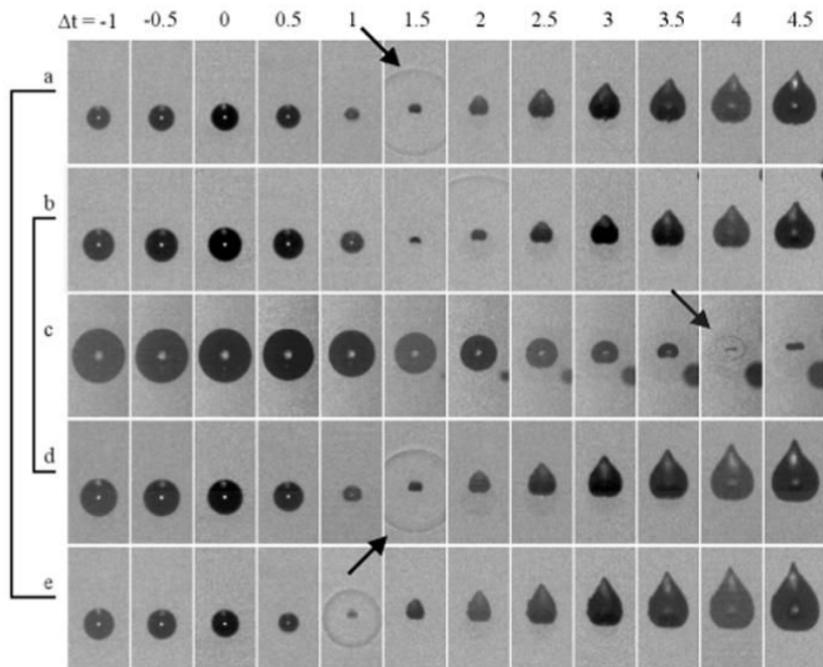


图 1.8 冲击波对空泡强制溃灭

了超声驻波场内固壁面附近的双空泡的动力学<sup>[206]</sup>。研究发现考虑粘性的条件下，低频声场会产生更强的空泡溃灭，竖直排列在表面上的双空泡形成射向表面的溃灭射流更加强烈，而不同尺寸的竖直排列空泡则显示出更强的射流。

#### 1.2.3.4 空泡云及空泡成核

激光空泡与冲击波的相互作用研究中，往往不可避免的现象就是空泡云现象的发生。而且实际上，空泡在更多范围内存在形式是以空泡云形式存在的。空泡云的研究涉及到了空化核和压力赋能等研究。

Biasiori-Poulanges 和 Olivier Coutier-Delgosh 等<sup>[207,208]</sup> 利用高速同步辐射 X-ray 相衬成像观察了空泡云的形成和运动。研究发现空泡云的形成分成多个阶段，即从一个空泡脉动到多空泡再到空泡云的过程。

Matheus Andrade 等<sup>[209]</sup> 研究了空化核的成长过程。通过量化压力和温度对成核的相对优势，设置了多个无量纲数研究了粘度、惯性、表面张力和蒸汽传输对空泡成长的影响。粘性效应在 0-120°C 温度范围内控制着类水介质中的超声成核过程，尽管这种优势随着温度的升高而降低。焓传递降低了温度升高的成核率。这种效应在高于 30 °C 的温度下变得显著，并有利于产生更少的更大尺寸的空化核。相反，在较低温度下可忽略的焓传输，可以使密集的小核团簇成核，形成空化云。

Tanguay 等<sup>[210]</sup> 研究了冲击波和空泡云的相互作用。提出了空泡云对冲击波能量的储存和释放机制。在空泡的膨胀期，云中心的压力略小于环境压。在溃灭期，流体相向空泡云中心挤压，并形成巨大的压力升高，可以将没有云相互作用机制下的空泡溃灭能量提高一个数量级。Juan 和 CD Ohl<sup>[211]</sup> 通过建立冲击波和未击穿激光相互作用的实验

装置，认为水中存在纳米级尺寸的空泡，并基于流体力学的将这个结论推广到普适。他们通过这种方法能够在特定区域，即激光路径和冲击波路径结合处获得大块纳米空泡团。并对这个空泡团的特性比如对声脉冲的响应和其生存时间进行了评估，图1.9。Pan Zhao 等<sup>[212-214]</sup> 人通过撞击产生冲击波，并以此在水中产生大空泡或者空化云，研究了冲击波致大空泡和空化云的动力学过程，图1.10。

Hong 等<sup>[215]</sup> 研究了水的空化阈值问题。结果显示声频率和空化核尺寸的变大能够极大的减小空化阈值。并拟合了一个声空化的阈值函数。姚熊亮等研究了空化成核理论，并通过实验发现压降后，空化核的整体数密度提升，但大核数密度降低<sup>[216]</sup>。

在以往的研究中，很好地解释了一对空泡在各种相位、尺寸、距离下的相互作用过程，并建立了声辐射影响理论（Bjerkness）来解释这些过程。在实际生产生活中空泡往往是以更多空泡数目的空泡群的形式而不是空泡对存在的。在针对空泡群的研究中，往往忽视空泡间的相互作用，通过平均的方法获得群运动过程，但结果并不完美也不合适。这其中主要原因就是基于单空泡与环境相互作用或者双空泡与环境相互作用的解释所考虑的相互作用组合数量不足，不具有普遍代表性。特别是双空泡系统中，空泡间只存在另一个空泡的影响，不能用于辅助解释空泡群中空泡受来自多个方向空泡影响的情况。为此研究具有更多组相互作用的空泡阵列，具有更基本代表性的三空泡阵列就非常必要。三空泡线性阵列中，中间空泡受到来自其他两个空泡的影响，对空泡受多组相互作用具有较好的代表性。

在研究空泡在各种特殊环境中脉动和与环境相互作用机理的过程中，学者们证明了开尔文冲量理论用于解释不同情况下空泡脉动的有效性，为解释空泡在各种环境中的行为奠定了理论基础。但该理论也有其有限性，特别是如前文中提到的一些学者已经发现，在空泡与各种第三相界面距离较近时（一般不超过空泡最大泡半径的一半），空泡与界面相互作用的状况与开尔文冲量理论预言的情况不同，在这种情况下，空泡与界面的反应往往是非常强烈的，比如射流、推动和形变，发现追踪并解释这些特殊情况下的特殊现象是具有相当大必要性。针对水中产生的空泡在不同相对距离时与不同界面的相互作用机理，可以在忽略特殊界面形状的基础上，研究空泡所在水域与固、液、气体接触情况下，空泡在接触界面附近的脉动和空泡与界面的相互作用。

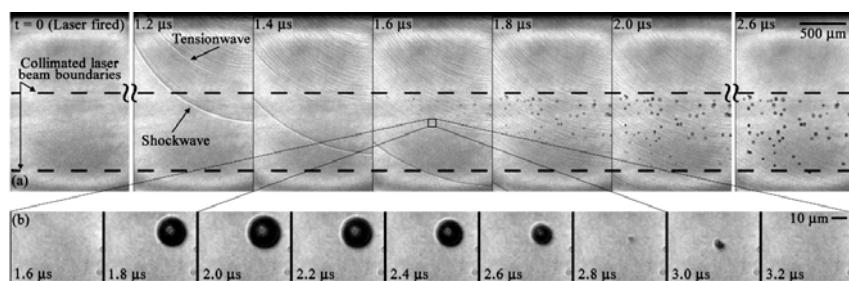


图 1.9 冲击波对空泡强制溃灭

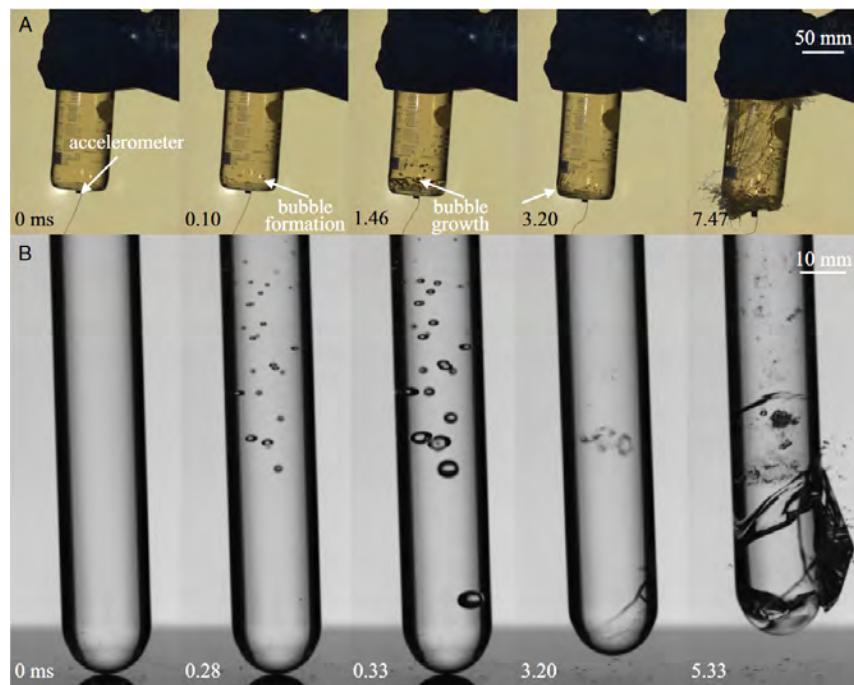


图 1.10 撞击产生压力波经自由面反射后形成的强负压能产生空泡

自 1895 年 Barnaby 和 Parsons 将螺旋桨的表面损伤归咎于空化 (cavitation) 开始<sup>[217]</sup>，一百多年来，学者们实验地、理论地研究了空泡动力学过程，发现了广泛存在于不同领域的空泡的正作用和副作用。在以往的研究中，对工程应用给出的建议往往是指按照这样的方式：针对某些工程情景要让空泡发生某些特殊情况的脉动，可以使工程应用的效果更好或副作用更小。但更具体地如何通过人工干预使空泡脉动按照人们的构想进行的研究方兴未艾。上文中提到相变空泡对外界作用的三个主要过程：1. 相变冲击波、2. 空泡脉动、3. 溃灭冲击波和射流，冲击波可以通过产生外围气泡的方式减弱，空泡脉动可以通过外加压力波的方式加强或减弱，甚至射流方式也是可以通过压力波控制的。为了实现对空泡脉动过程对环境作用的人工控制，研究空泡和压力波的相互作用是顺理成章的。

### 1.3 主要内容及章节安排

一般意义上的对空泡的人工控制指的是空泡的产生时间，产生位置，产生的大小，产生的数量是人们决定的，在本文中对人工控制的理解是更进一步地通过外加约束条件，使空泡的脉动服从特定地安排，让空泡能够在设计的程序中，达到一定的尺寸、持续一定时间、形成一定的溃灭、辐射一定声压。这些都是不远的将来要实现的空泡脉动的人工控制，即在多个领域内通过人们对空泡脉动的主动干预，使空泡的正、副作用的到加强或者减弱。本文的目的在于研究不同形式的约束条件对空泡脉动的影响，以探索人工干预空泡脉动的几种可能方式。根据静、动态和作用尺度将空泡与环境相互的情形简单地区分为 1. 自由环境；2. 自然边界——自由气体、液体、固体平界面（静态流

场边界); 3. 多空泡系统(动态流场, 空泡同尺度压力波动); 4. 特殊声场环境(动态流场, 大尺度压力波动)。以实验和数值模拟的方法探究几种特殊流场环境中激光致空泡与水环境的相互作用的动力学机理, 并试图以此为基础发现人工控制空泡按需脉动的可能, 以服务于现有的和潜在的工程应用。

第二章, 对实验方法和经典理论进行了简单的介绍。在建立了一种三维的空泡可压缩多相流模型的基础上, 通过 OpenFoam 框架编写了求解该模型流体控制方程的求解器得到了理想的效果, 进而对文中使用该求解器的网格划分和初始条件进行了简单介绍。

第三章, 为解决开尔文冲量理论无法准确预言的空泡与界面相互作用涉及的物理过程, 选取基本的液-气、液-液、液-固界面为对象, 利用上一章中开发的求解器下研究了空泡在这些界面附近的脉动, 研究结果解释了空泡溃灭形态及射流形成的机理。

第四章, 研究了准自由域中呈线性阵列的同相等大小空泡间的动力学过程。利用实验和模拟研究了三个同相空泡在受不同排布间距时的三个空泡间的相互作用机理, 并着重讨论了空泡产生到溃灭过程中的变形、尺寸、生存周期和移动。

第五章, 研究了激光空泡受压力波的影响, 以及探索了人工控制空泡脉动的可能性。首先分析了空泡在受到冲击正压波或反射后的舒张波时表现的动力学行为, 并将其与静态环境下空泡和微重力时空泡动力学行为进行了对比, 进而通过数值计算研究了空泡在受到压力波后形成的空泡半径超量膨胀和压制, 空泡溃灭辐射声压的增强和减弱等现象, 以及对比研究了更广范围的压力波与空泡的相互作用过程。

最后在第六章中, 对全文的工作和创新点进行了总结, 并对激光空泡与复杂力学环境的相互作用中作者感兴趣的方向做了有限地展望。

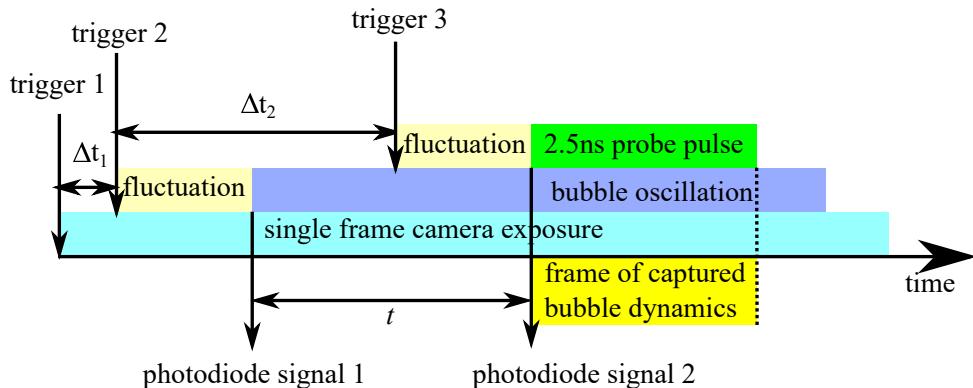
## 2 实验基础、理论模型和数值方法

### 2.1 空泡动力学瞬态捕捉方法

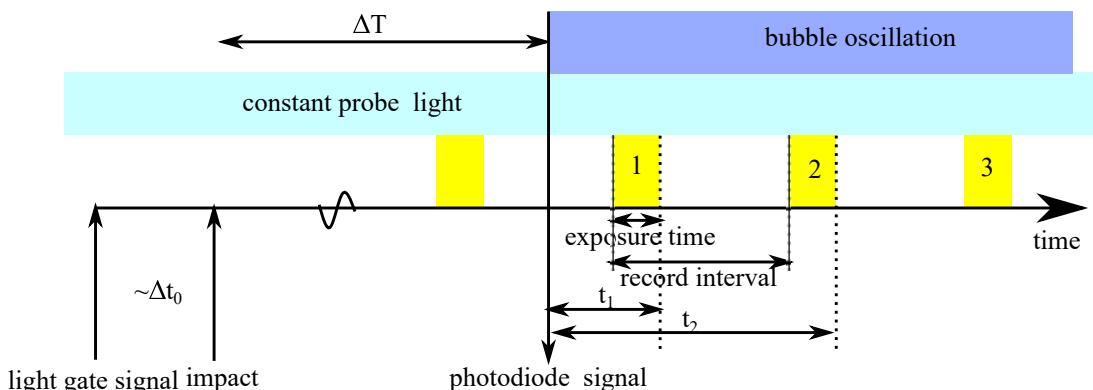
实验中涉及到的探测方法为阴影照相法，该方法是通过将准直后的照明光通过探测区域，成像区域密度变化改变了光的传播方向，从而在成像面形成带有成像区域信息的图像。用阴影法拍摄空泡时，空泡会阻挡照明光线的直线传播，从而使像形成明显的暗色区域，即空泡的阴影。激光击穿形成的冲击波在水中传播，压缩当地水体，也会使当地水体的折射率发生变化，从而改变光的传播方向。通常阴影图的亮度与密度变化的二阶导数成正比关系。设  $n$  为光的折射率，当  $\frac{\partial^2 n}{\partial^2 x} > 0$ ，即  $\frac{\partial^2 \rho}{\partial^2 x} > 0$  时，光线发散，形成暗区。而  $\frac{\partial^2 n}{\partial^2 x} < 0$ ，即  $\frac{\partial^2 \rho}{\partial^2 x} < 0$  时，光线汇聚，有可能形成高亮区域。但因为其对二阶导数敏感，通常难以用于定量分析，而在空泡研究领域一般用于追踪空泡边界和冲击波波前。

激光击穿水体后，形成的冲击波和非液相物质边界的移动速度在其初期可以达到  $1500 \text{ m/s}$ ，后续减速直到最大泡半径。空泡溃灭时的速度也能达到  $1000 \text{ m/s}$  量级。为了捕捉该瞬态过程的形态，设计了单帧瞬态曝光照相系统 (Single Frame Transient Exposure Photography, SFTEP)。SFTEP 是指在暗室将相机打开采集，在采集期间击穿激光入射并致空泡形成，然后在特定的空泡阶段入射短脉宽照明脉冲激光，照明脉冲激光束携带路径上的空泡信息后使相机光敏面曝光。该方法相对通常所用的时间获得方法可以减少激光器受触发信号出光时间不稳定而形成的时间波动。SFTEP 的时序如图2.1所示。SFTEP 优势在于，通过控制照明脉冲的脉宽，可以获得超短曝光时间，从而得清晰的相变边界。如本文中使用  $2.5\text{ns}$  的脉宽，在冲击波传播初期，在曝光周期内，冲击波波前只移动了  $2.5 \times 10^{-9} \text{ s} \times 1.5 \times 10^3 \text{ m/s} = 3.75 \times 10^{-6} \text{ m}$ ，这个值在图像上通常小于一个像素。SFTEP 能够采用较为简易的设备获得极为精准的瞬态捕获。

另外一种常用于观测空泡脉动连续过程的方法是高速摄影和背景光照相方法。采用连续强光照明，和短曝光时间的高速摄像机结合的方法，其曝光时序图如图2.2 所示。测量中超高速摄像机采用的是固定曝光触发方式：高速摄像机内部产生一个固定的曝光时序，其曝光时间差可程序控制，在开始工作后，一直记录当前收到的图像，并循环存放在超高速缓存中，在收到触发信号后，摄像机记录触发时间，并将拍摄的内容保存进内存而后计算机中。



**图 2.1** 单帧瞬态曝光照相系统时序图。在  $t_0$  时刻，触发暗室相机打开曝光开始采集，在经过  $\Delta t_1$  后，触发激光器，经过一段时间波动后，激光器出光，并击穿水体形成等离子体闪光和后续空泡，在第二个触发信号发出  $\Delta t_2$  后，触发照明激光器，照明激光捕捉空泡信息使相机曝光，并记录空泡动态。捕获到照片的具体时刻  $t$  由等离子体闪光和照明光的时间差获得



**图 2.2** 高速摄像机曝光时序图。在撞击现象发生后，经过  $\Delta T$  后同时触发激光器和超高速相机。由于相机始终在采集空泡位置的阴影信息，在收到触发信号后记录的第一帧照片的时间点小于采集间隔，空泡的时间以曝光截止时间为准

## 2.2 激光致球形空泡的引入

用于激发等离子体的激光通常是平行近轴入射，一般认为，透镜的球差在聚焦激光时能导致空泡起始状态的多点击穿形状<sup>1.2.1.2</sup>。如图2.3是使用  $\arctan(5\text{mm}/20\text{mm}) \approx 14.5^\circ$  聚焦角度的透镜击穿形成的等离子闪光区域。图2.3通过三十次独立曝光叠加获得。该等离子体形状符合张冲等<sup>[30]</sup> 给出的研究模型。通过这种普通聚焦透镜击穿获得的空泡，具有明显的长短轴，即在光轴方向具有更长的击穿长度，在除前后尾端外的主体部分，光轴更靠近光入射方向的区域具有相对较大的击穿宽度。在等离子复合后，进入热力学和流体力学主导的过程后，视作产生空泡。空泡的膨胀初期首先要在垂直于光轴方向膨胀，最后空泡在光轴方向上溃灭<sup>2.4</sup>。由此会形成一个初期主轴沿着光轴方向，膨胀后形成主轴垂直于光轴的这样一个光轴转置的过程，这种空泡的球性较弱，不利于用于分析球形空泡的动力学。但在研究多点击穿致空泡时，通常会根据这特殊初始形状的边界曲率预测空泡脉动的拓扑变化。

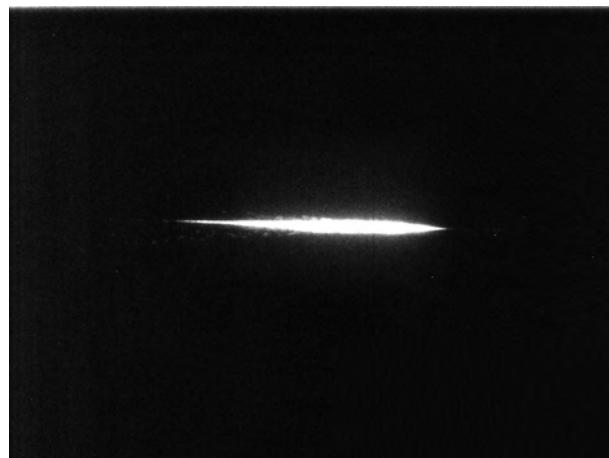


图 2.3 激光击穿致等离子体闪光；激光自右侧入射

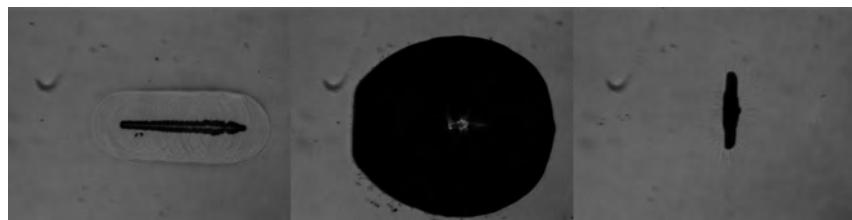


图 2.4 多点击穿/超长聚焦击穿形成的空泡及溃灭；激光自右侧入射

在实验中，普通透镜因球差导致多点击穿的现象，可以通过增大聚焦角加以克服。在激光击穿致空泡的相关研究中，一般认为聚焦角大于  $29.8^\circ$  时，可以避免多点击穿现象<sup>[42]</sup>；通过加大激光脉冲能量，使空泡膨胀至最大泡半径时，其泡半径远大于多点击穿区域长度，这种方法往往受限于激光器性能；减弱激光能量，使激光在原多点击穿区域无法形成击穿，从而认为其是点状击穿，此时形成的空泡尺寸较小，需要通过更加激进的探测方法来获得其动力学特征。在实践中更改用于聚焦的透镜，则是更方便的能够精准控制的方法：1. 通过显微物镜聚焦击穿；2. 通过双胶合消像差透镜击穿；3. 通过凹面镜反射击穿。显微物镜方案成熟，对平行光的聚焦能力好，但能承受的激光能量偏低。而双胶合消像差透镜能承受较大脉冲能量。凹面镜成本较高。这里选用显微物镜击穿方案和双胶合消像差透镜击穿方案。

在文中利用到的分束镜片（Diffractive Optical Element, DOE）是一种基于光波衍射理论，利用微纳刻蚀方法，设计制造的一种具有特殊表面结构，能够对光波前位相分布进行精细调控的光学元件。

通常衍射分束镜片将准直光束分为一维（二维）排列的多个光束，每个光束保持原来的特征，但与主级形成一定的角度出射，如图2.5。衍射分束器本质上是光栅结构，其出射角满足光栅方程。

激光通过 DOE 分束后，将激光反射到聚焦透镜中心轴位置，激光在透镜焦平面击穿，如图2.6 所示。其中可控制的击穿点距离  $D_0$  满足如下关系：

$$D_0 = \frac{fL_0}{L} \quad (2.1)$$

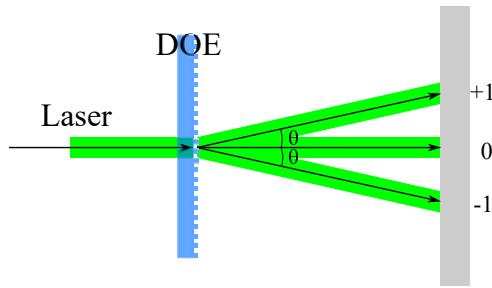


图 2.5 DOE 衍射分波片示意图

其中,  $D_0$  同时也是空泡的初始间距,  $L_0$  指在反射镜上的激光反射点的中心距离,  $L$  指反射镜与聚焦透镜的距离,  $f$  指聚焦透镜的焦距。通常将光分束后  $L_0$  不易改变, 实验中采用一维可移动平台承载击穿和探测装置, 以便于调节  $L$ , 从而获得不同  $D_0$ 。

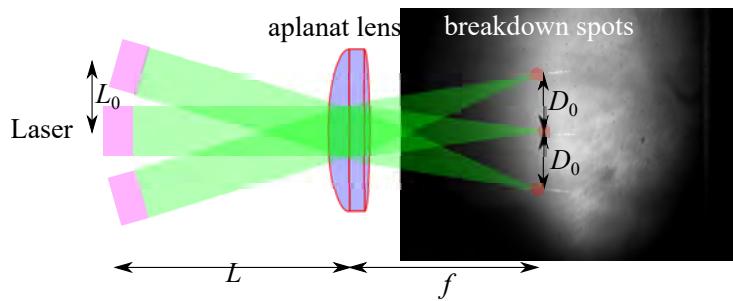


图 2.6 DOE 分束光反射聚焦击穿示意图

### 2.3 撞击致压力波的引入

为了获得压力波, 这里利用试管的球形底面撞击硬质金属平面产生冲击压力波,<sup>[213,218,219]</sup> 见图2.7。为简单起见, 对撞击产生的压力波采用一维平面波模型解释, 忽略试管底形状和液体与空气的界面因亲水性形成的曲面, 并有以下假设: (i) 试管的横截面积在压力波的整个传播方向上 (即竖直方向) 是恒定的; (ii) 管壁是刚性的; (iii) 声波是线性的; (iv) 介质是无粘性的。流体与管壁相互作用的程度可以用无量纲参数 “流体负荷”

$$\beta = \left(\frac{c_l^2}{c_s^2}\right)\left(\frac{\rho_l}{\rho_s}\right)\left(\frac{2R}{h}\right)$$

来量化<sup>[220]</sup>。其中  $(\frac{c_l^2}{c_s^2})$  是纵向声速比,  $(\frac{\rho_l}{\rho_s})$  是密度比,  $(\frac{2R}{h})$  是尺寸比。下标 l 和 s 分别表示液态和固态相。在这里特定的情形中, 有  $\beta \approx 2.25 \times 10^{-5} \ll 1$ , 表明了液体和试管的弱耦合性, 即压力波在水体和试管的传播是相互独立, 互不影响的。从而只需将其撞击点作为压力波源考虑, 而忽略其压力波在刚体壁面传播再回馈到液体中的部分。且由于撞击是在低速下产生的, 几 bar 甚至几百 bar 的压力扰动属于线性声学理论的有效范围内<sup>[221]</sup>。由于假设 (ii) 和 (iii) 的结果, 预计声波在管内将以液体中的声速传播。声波在介质中传播, 本质是介质偏离平衡态的扰动的传播。而为了让介质位移需要克服

介质内存在的阻力，这种阻力通常称为声阻抗（acoustic impedance,  $Z$ ）。其一般用下式表示：

$$Z = \rho c \quad (2.2)$$

其中  $\rho$  为介质密度， $c$  为介质的当地声速（纵向）。压力波动在传播过程中，如遇到两种不同声阻抗物体所构成的声学界面时，一部分波动会反射到前一种介质中；另一部分波动在进入第二种介质时发生传播方向的改变，即透射（折射）。波的反射压强可以根据声阻抗进行量化，其主要取决于界面两旁的两种介质的声阻抗差值（入射方介质  $Z_1$ ，和透射方介质  $Z_2$ ），其符合如下关系：

$$p_{\text{ref}} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} p_{\text{inc}}, \quad (2.3)$$

其中  $p_{\text{ref}}$  指反射声压，正负号代表压缩和舒张， $p_{\text{inc}}$  指入射声压。一般声阻抗差值越大，反射强度越大，反之则小。在极端情况下，入射波从非常坚硬的材料到柔软的材料（例如，液体到气体， $Z_l \gg Z_g$ ），或者相反（例如，液体到固体， $Z_l \ll Z_s$ ），声学关系就会变得非常简单。比如液体中的压力波与气液界面发生碰撞，则压力波向气体方向的传播非常小，以至于界面上空气的压力几乎保持不受干扰，此即属于下文中自由边界的范畴。而因空气的声阻抗远小于水的声阻抗，故在自由界面产生的声反射形成相位转换，也就是压力波在界面处反射形成舒张波。由此可以认为，在试管中任意一点，至少是中心轴上的点（空泡引入位置），其受到撞击形成的平面线性压力波和反射形成的舒张波作用时，其压强值由压力波和其在顶部自由面反射形成的多次舒张波以及舒张波在底部刚面反射形成的多次压力波共同决定。

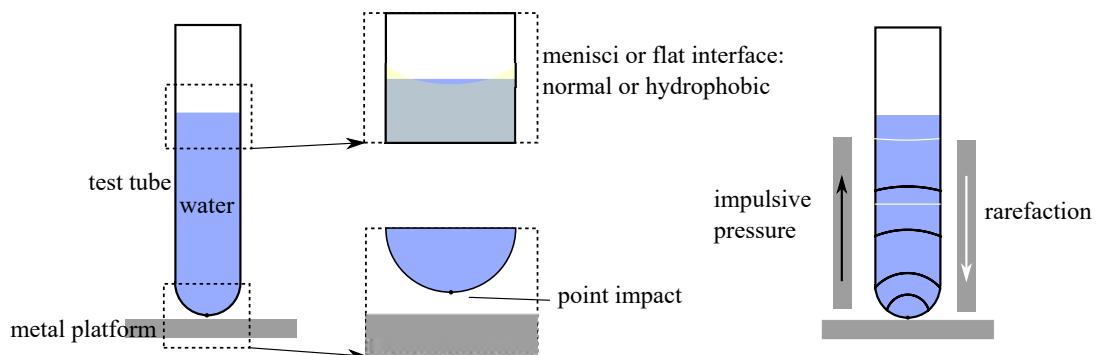


图 2.7 试管撞击产生压力波

## 2.4 空泡动力学的理论模型

### 2.4.1 Rayleigh-Plesset 模型

如第一章中所述，用于描述表征空泡脉动特征的模型较多，比如空泡特征工程模型，空泡动力学模型，以及数值算法等。Plesset 引入了速度势形式的伯努利方程，得到

不可压缩流体中理想球形气泡运动方程 Rayleigh-Plesset 方程, 是空泡动力学理论研究的重要里程碑。下面给出一种 Rayleigh-Plesset 模型的推导方法。

典型的空泡内部充斥着水蒸气或者其他气体。由于表面张力的作用, 空泡内部的压强一般高于环境水压, 液体的表面张力系数 ( $\sigma$ ) 指每单位面积上的表面自由能。对一个理想的自由域内半径为  $R$  的空泡, 其表面能为  $4\pi R^2 \sigma$ 。空泡膨胀至半径为  $R + dR$  时, 其表面积变为  $4\pi(R+dR)^2 = 4\pi R^2 + 8\pi R dR$  (忽略高阶项)。由此, 空泡需要克服外界压力做功的力为  $8\pi R \sigma$ 。空泡内外压做功的平衡可做如下表示:  $4\pi R^2 p_{in} = 4\pi R^2 p_B + 8\pi \sigma R$ 。其中  $p_{in}$  指泡内压,  $p_B$  指泡面压。于是可以获得如下关系:

$$p_{in} = p_B + \frac{2\sigma}{R}, \quad (2.4)$$

其中右边第二项被称为 “Laplace pressure” (拉普拉斯压)。水在  $20^\circ C$  时的表面张力系数  $\sigma = 0.7275$  (N/m = J/m<sup>2</sup>)。空泡半径越小这个拉普拉斯压力越大, 在百纳米尺度可以达到 10 bar 以上, 而对毫米空泡, 相比外界水压, 可以忽略。空泡在脉动时, 其周围的液体也会随着空泡运动。考虑一个半径为  $R_L$  的环境液体球, 其与具有实时半径  $R$  的理想球形空泡同心。具有半径  $r$  和厚度  $dr$  的球壳有如下动能:  $1/2 \times 4\pi r^2 \rho_0 dr \times (dr/dt)^2$  (质量和速度平方积的一半)。其中  $\rho_0$  是水的静止密度。这个体积的总动能是上式自  $R$  到  $R_L$  的积分:

$$E_K = \frac{1}{2} \rho_0 \int_R^{R_L} \left(\frac{dr}{dt}\right)^2 4\pi r^2 dr = 2\pi \rho_0 R^3 \left(\frac{dR}{dt}\right)^2, \quad (2.5)$$

此处假设液体不可压缩, 即  $4\pi r^2 \frac{dr}{dt} = 4\pi R^2 \frac{dr}{dt}$ , 且  $R \ll R_L$ 。空泡膨胀时, 其会对环绕它的液体做功, 而当空泡溃灭, 环绕液体对空泡做功, 也就是空泡对环绕液体作负功。则空泡对环绕液体做功可以表示为:

$$W_{bubble} = \int_{R_0}^R 4\pi r^2 p_B dr, \quad (2.6)$$

此处  $R_0$  指气泡未受扰动时的初始半径, 此处也指空泡的均衡半径。当空泡膨胀时, 考虑的液体球壳体积也膨胀, 也就是说液体球壳对环绕液体做功。当空泡溃灭时, 这个液体球壳也收缩, 并对环绕液体作负功, 可以表示为:

$$W_{liquid} = p_\infty \Delta V = p_\infty \int_{R_0}^R 4\pi r^2 dr \quad (2.7)$$

其中  $p_\infty$  是指环境静压,  $\Delta V$  是空泡膨胀所排开的液体体积, 由于不可压假设,  $\Delta V$  也是空泡变化的体积。由能量守恒可得:

$$W_{bubble} = E_K + W_{liquid} \quad (2.8)$$

接下来对2.8求对  $R$  的微分。首先求式2.6的微分:

$$\frac{\partial W_{bubble}}{\partial R} = 4\pi R^2 p_B, \quad (2.9)$$

其次，求式2.5的微分：

$$\frac{\partial E_K}{\partial R} = 6\pi\rho_0R^2\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 + 4\pi\rho_0R^3\frac{d^2R}{dt^2} \quad (2.10)$$

最后，式2.7的微分：

$$\frac{\partial W_{\text{liquid}}}{\partial R} = 4\pi R^2 p_\infty \quad (2.11)$$

并使用如下关系：

$$\frac{\partial}{\partial R}\left[\left(\frac{dR}{dt}\right)^2\right] = \frac{\partial(\dot{R}^2)}{\partial R} = \frac{1}{\dot{R}}\frac{\partial(\dot{R}^2)}{\partial t} = 2\ddot{R} = 2\frac{d^2R}{dt^2}, \quad (2.12)$$

此处  $\dot{R}$  是空泡壁面移动速度， $\ddot{R}$  是空泡壁面的加速度。将式2.9, 2.10, 2.11代入式2.8，其对  $R$  的微分表示为：

$$\frac{p_B - p_\infty}{p_0} = \frac{3}{2}\dot{R}^2 + R\ddot{R}, \quad (2.13)$$

空泡壁运动时，式 2.4 中应包含额外的粘性项：

$$p_B = p_g + p_v - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\mu\dot{R}}{R} \quad (2.14)$$

其中  $p_g$ ,  $p_v$  是不凝气体和水蒸气的分压，即空泡内容气体  $p_{\text{in}} = p_g + p_v$ ， $\mu$  是液体粘度，其中粘性项是通过不可压缩假设下， $2\mu\frac{\partial r}{\partial r}|_{r=R}$  获得。最后，将式 2.14 代入到式 2.13 中，可以推导出所谓的 Rayleigh-Plesset 公式：

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{1}{\rho_0}[p_g + p_v - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\mu\dot{R}}{R} - p_0 - p_s(t)] \quad (2.15)$$

其中  $p_\infty = p_0 + p_s(t)$ ， $p_0$  是净液压， $p_s$  是波长远大于空泡尺寸的声压。

#### 2.4.2 考虑压缩性的 Keller-Miksis 模型

这里采用的 Keller-Miksis 模型是当前学界普遍采用的描述单球形空泡脉动模型，它考虑了表面张力、粘性、可压缩性和空泡内容气体，且采用线性波动方程代替上节中的拉普拉斯方程，以计算压力波对气泡运动的影响<sup>[78,222,223]</sup>。考虑一阶 1/C 时间延迟的等效模型的一种写法如下：

$$\left(1 - \frac{\dot{R}}{C}\right)R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2\left(1 - \frac{\dot{R}}{3C}\right) = \left(1 + \frac{\dot{R}}{C}\right)\frac{p_l}{\rho} + \frac{R}{\rho C}\frac{dp_l}{dt}, \quad (2.16)$$

其中  $R$  代表了空泡的半径， $\dot{R}$  是空泡壁面移动速度， $\ddot{R}$  是空泡壁面的加速度， $\rho$  是液体密度，当地声速  $C$  考虑为常数，内容气体遵守范德瓦尔斯定律，空泡边界的压力  $p_l$  给出如下

$$p_l = \left(p_{\text{stat}} + \frac{2\sigma}{R_n}\right)\left(\frac{R_n^3 - bR_n^3}{R^3 - bR_n^3}\right)^\kappa - p_{\text{stat}} - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\mu}{R}\dot{R} - p_\infty(t). \quad (2.17)$$

其中,  $R_n$  是空泡的均衡半径,  $\mu$  是动力粘度,  $\sigma$  是液体的表面张力系数, 环境压力  $p_{\text{stat}}$ ,  $p_\infty(t)$  是压力脉冲的压强,  $b$  是范德瓦尔斯常数,  $\kappa$  绝热指数。使用的参数数据派生自文献<sup>[224–226]</sup>, 如下:  $\rho = 998 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ,  $C = 1483 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $p_{\text{stat}} = 101325 \text{ Pa}$ ,  $\mu = 0.001 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ ,  $\sigma = 0.0725 \text{ N} \cdot \text{m}^{-1}$ ,  $b = 0.0014$ ,  $\kappa = 1.4$ 。该公式考虑了空泡径向运动受泡外液体可压缩性影响和运动中形成的声辐射对空泡能量的耗散影响, 其可以应用于空泡壁面达到多倍当地声速的情景。该公式的初始推导是将初始假设代入流体控制方程组推导而出, 最早由 Keller 和 Kolodner<sup>[227]</sup>于 1956 年根据 Rayleigh-Plesset 公式考虑可压缩性导出, 多用于爆炸动力学的研究中。后在 Keller 与 Miksis<sup>[78]</sup> 的合著中再次推导出, 多用于气泡动力学的研究中。

#### 2.4.3 空泡与环境相互作用的理论基础

解释空泡间与各种边界相互作用时, 通常采用基于势流理论推导的开尔文冲量理论<sup>[10,87,88]</sup>。开尔文冲量定义如下:

$$\mathbf{I} = \rho \int_s \phi \mathbf{n} dS,$$

其中:  $\rho$  是液体密度,  $\phi$  是速度势,  $S$  是空泡的表面积,  $\mathbf{n}$  是自液体指向气泡内部的法向模矢量。为了更简化理解空泡与其他边界条件的相互作用, 还定义了一个无量纲常数:

$$\zeta \equiv -\nabla p R_0 \Delta p^{-1},$$

其中的负号是为了保证射流和  $\zeta$  的方向一致。 $\mathbf{I}$  和  $\zeta$  之间存在如下关系:

$$\mathbf{I} = 4.789 R_0^3 \sqrt{\Delta p \rho} \zeta,$$

同时获得一个简单的用于判断各种空泡所处环境流场情况下的空泡和射流运动的参数  $\zeta$  组如下<sup>[89]</sup>:

$$\zeta = \begin{cases} -\rho g R_0 \Delta p^{-1}, & \text{重力场,} \\ -0.195 \gamma^{-2} \mathbf{n}, & \text{固体平面,} \\ +0.195 \gamma^{-2} \mathbf{n}, & \text{自由平面,} \\ -\rho (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} R_0 \Delta p^{-1}, & \text{稳定势流,} \\ 0.195 \gamma^{-2} (\rho_1 - \rho_2) (\rho_1 + \rho_2)^{-1} \mathbf{n}, & \text{液体界面,} \\ 0.195 \gamma^{-2} (4\alpha - 1 - 8\alpha^2 e^{2\alpha} E_1(2\alpha)) \mathbf{n}, & \text{惯性界面。} \end{cases}$$

其中:  $\mathbf{u}$  是速度场,  $\rho_x$  是不同液体的密度,  $\alpha$  是一个有关密度距离和表面密度的量,  $E$  是一种指数积分函数。一般的,  $\zeta$  可以用来判断溃灭的激烈程度和射流的方向: 当  $\zeta \leq 10^{-3}$  时, 产生弱的相互作用, 和弱的射流;  $\zeta > 0.1$  时产生强的相互作用, 和强烈的射流冲击现象。中间的过渡值则产生中等程度的溃灭。额外地, 这个量还可以用来量化更多的空泡溃灭过程中存在的量:

$$\begin{cases} \Delta T_{\text{jet}}/T_{\text{collapse}} = 0.15\zeta^{5/3}, & \text{归一化的射流撞击时间} \\ U_{\text{jet}}/(\Delta p/\rho)^{1/2} = 0.9\zeta^{-1}, & \text{归一化的射流速度} \\ \Delta z/R_0 = 2.5\zeta^{3/5}, & \text{归一化的空泡移动距离} \\ V_{\text{impact}}/V_{\text{max}} = 0.11\zeta^2, & \text{归一化的射流撞击时的空泡体积} \end{cases}$$

用来解释空泡间相互作用的理论有也是通过势流理论和 Rayleigh-Plesset 模型推导出的 Bjerknes 力<sup>[90,91]</sup>:

$$\langle F_1(t) \rangle = \frac{2\pi\rho\Omega^2 R_{10}^3 R_{20}^3}{D^2} \delta_1 \delta_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)$$

$R_0$  是空泡最大泡半径,  $D$  是空泡不变间距,  $\Omega$  是环境驱动声压角频率,  $\delta$  是一个关于驱动声压、空泡最大泡半径、水体密度、空泡相位和粘性的函数,  $\varphi_1 - \varphi_2$  是空泡相位差, 下标 1 和 2 分别表示两个空泡, 本质上该力是一段时间的平均力, 用以解释两个空泡间的吸引和排斥, 并不能解析实时空泡间的相互作用, 此处不再详述。

## 2.5 计算流体力学模型

空泡的运动通常处于复杂的流域环境中, 仅仅利用基于理想自由域推导的一维解析理论难以支撑空泡动力学高维度(气泡上浮、气泡变形、水射流等)的需求。基于求解流场基本控制方程, 计算不同边界条件的计算流体力学(CFD)模型就十分必要。

### 2.5.1 计算方法

为对在不同环境下产生的空泡动力学过程进行建模, 需对物理过程进行合理简化即将激光击穿过程与后续流体动力学过程分开来描述, 认为空泡的诞生零点是一团微小体积的高压气团, 而不考虑高压气团的产生过程。在忽略传热和传质的基础上, 认为空泡的内容气体和水是可压缩且不相溶的两相, 空泡在流场内的脉动用层流解释。通过求解场内的连续性方程以及可压缩 Navier-Stokes 方程获得空泡在有限域内的流场信息<sup>[185,228,229]</sup>:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad \text{质量守恒} \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot \mathbb{T} + \mathbf{f}_\delta, \quad \text{动量守恒} \quad (2.19)$$

其中,  $\nabla$  指梯度,  $\nabla \cdot$  指散度,  $\otimes$  是张量乘积,  $\rho$  是流体密度,  $\mathbf{u}$  是速度场,  $p$  是压力场,  $\mathbb{T}$  是粘滞应力张量, 通过

$$\mathbb{T} = \mu \left[ \nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T - \frac{2}{3}(\nabla \cdot \mathbf{u})\mathbb{I} \right]$$

获得，其中  $\mathbb{I}$  是单位张量。 $\mathbf{f}_\delta$  是空泡界面的表面张力源项，其通过 Continuous-Surface-Force (CSF) 方法描述<sup>[230,231]</sup>。

$$\mathbf{f}_\delta = \int_{S(t)} \sigma \kappa(\mathbf{x}') \hat{\mathbf{n}}(\mathbf{x}') \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}') dS'$$

其中表面张力  $\sigma$  是常数， $\kappa$  是界面平均曲率的两倍， $\hat{\mathbf{n}}$  是从气体指向液体的单位法向量， $\delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}')$  是三维单位脉冲函数。

为了获得空泡界面信息，采用体积分数法 (Volume of Fluid, VOF)。其具体做法是引入一个  $\alpha$  量，即物质的体积分数。 $\alpha_l(x, t)$  代表  $x$  位置处的液体体积分数， $\alpha_g(x, t)$  代表  $x$  位置处的气体体积分数。 $\alpha_l(x, t) = 1$  代表该处是全液体， $\alpha_l(x, t) = 0$  则是全气体。且  $\alpha_l(x, t) = 1 - \alpha_g(x, t)$ 。界面位置通过  $\alpha_l$  从 1 到 0 的变化而隐式获得。对应位置处的总体密度场信息  $\rho(x, t)$  通过  $\rho(x, t) = \alpha_l(x, t)\rho_l(x, t) + \alpha_g(x, t)\rho_g(x, t)$  获得，此处  $\rho_l(x, t)$ ， $\rho_g(x, t)$  分别对应液体和气体的密度。由于忽略物质转换过程，液体和气体的连续性方程式 2.18 可分别获得，即

$$\frac{\partial \alpha_i \rho_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_i \rho_i \mathbf{u}) = 0, i = l, g.$$

考虑到空泡运动的时间极短，通常将空泡的脉动简单认为绝热过程：

$$p \rho_g^{-\gamma} = p_n \rho_n^{-\gamma},$$

针对液体和气体的可压缩性，密度和压强的关系由 Tait 状态方程 (Tait EOS) 获得：

$$p(\rho) = (p_0 + B) \times \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^\gamma - B$$

空泡内部气体在这个过程中视为理想气体，即  $B=0$ 。同样地，也利用 Tait EOS 将水相变成水蒸气的瞬间作为模拟过程的初值时间。此时，认为在特定体积内的水，全部转化为同体积同质量（同密度）的水蒸气，这团气体的体积和压强就是空泡的初始值。这个过程考虑为一个绝热过程，气体的  $p = p_{\text{gas}}(\rho_{\text{gas}} = \rho_{\text{liquid}})$ 。由此获得任意形状的空泡的初始压强为  $p = 1.69 \times 10^9 \text{ Pa}$ ，初始速度为 0，而空泡界面的张力系数  $\sigma = 0.07 \text{ N/m}$ 。其他参数如表 2.1 所示：

表 2.1 模拟中用到的参量。

液体参量	值	气体参量	值
Tait 系数 $\gamma$	7.15	Tait 系数 $\gamma = \text{绝热指数 } \kappa$	1.4
平衡压强 $p_0$ (Pa)	101325	平衡压强 $p_0$	$2\sigma/R_n$
参考密度 $\rho_0$ ( $\text{kg m}^{-3}$ )	998.2061	参考密度 $\rho_0$ ( $\text{kg m}^{-3}$ )	0.12
Tait 压强 $B$ (MPa)	303.6	Tait 压强 $B$	0

在计算时，采取了如下方法来对数值计算时空泡气体质量存在的误差进行校正。在空泡的初始膨胀期，空泡的界面在跨网格单元移动时，因有限的网格分辨率，而使气体

量在进入和推出不同网格时不够精确，从而在计算时，不同时刻的气体总量有可能会产生微弱的变化。为了消除这种误差，在每一时间步长中，对气体质量做一次校正，即  $\rho \rightarrow (m_0/m)\rho$ ，其中  $\rho$  是空泡气体成分的密度场，气体质量由  $m = \sum_i^{cells} \alpha_{j,i}\rho_{j,i}V_i$  获得， $\rightarrow$  指从左侧变更为右侧。在空泡模拟计算中，因为泡内气体简化为理想气体，并不考虑溶解和冷凝，为达到第一次脉动的最大泡半径，设置的初始理想气体的质量较大，在二次脉动时呈现出较大的空泡大小。在传统上以 Rayleigh 模型消除这种现象，即不考虑空泡的膨胀，而只考虑收缩溃灭过程，设置一个饱和蒸气压为内部压强的最大半径的圆空泡为初始状态。<sup>[92]</sup> 通过这种方式模拟空泡的形变和辐射声波上具有极好的符合性，但膨胀阶段的形变则完全忽略掉了。在真实空泡的全过程模拟中，必须采取措施弥补以上误差。这里使用的模型包含了气体含量衰减方法：在单空泡情景下，在空泡体积达到最大时，将空泡内部气体压强乘以一个系数<sup>[93,154]</sup>，即将其气体质量乘以该系数，以此来达到较好的模拟二次脉动，经过实验的验证<sup>[232]</sup>。因这里涉及到多空泡场景，将该系数选择为 1，而在单空泡的场景中该系数则为 0.7。

### 2.5.2 计算设置

在具体的数值模拟计算设置上，通常将空泡视为理想气体，其空泡壁运动速度为零，并通过多次尝试获得空泡初始半径初始压强的组合，以获得不同的最大泡半径。使用上文中根据 Tait EOS 获得的初始压强  $p = 1.69 \times 10^9 Pa$ ，和 0 壁面初始速度，并通过多次尝试，设置初始空泡半径，获得自由域内不同的最大泡半径。由此一组对应值，如表2.2：

表 2.2 初始空泡半径和最大半径的经验值对

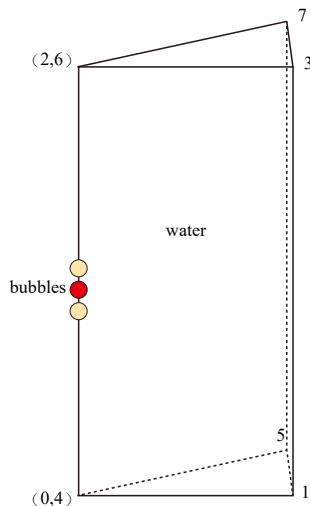
$R_{init}(\mu m)$	$R_{max}(\mu m)$
12.5	330
24.0	695
26.9	777
29.6	851
34.1	1000

这里的三空泡模型使用了  $(34.1 \mu m - 1000 \mu m)$  组合，单空泡模型使用了  $(12.5 \mu m - 330 \mu m)$  组合。算法的有效性经过多次实验验证<sup>[93,233]</sup>。

### 2.5.3 计算实施

利用基于开源流场求解软件包 (OpenFOAM) 中的压力基二相流求解器 “compressibleInterFoam” 修改植入算法后获得的求解器 “MultiPhaseCavBubbleFoam” 求解有限体积法的诸方程。

具体的计算采用对称计算域,如图2.8所示。其中对称面的角度  $\alpha = \arctan((0.000016 + 0.000016)/0.005) = \arctan(0.0064) \approx 0.367^\circ$ , 这样可以获得体积上近 1000 倍的简化。全计算域采用单层六边形结构化网格, 无网格膨胀。通过改变边界条件和计算域内条件来实现不同场景。



**图 2.8** 在计算域中,  $(0, 2, 6, 4)$  设置为旋转对称轴 symmetryPlane; 前后面 front  $(0, 1, 3, 2)$ 、back  $(4, 5, 7, 6)$  是楔形对称面 wedge; 底面 bottom  $(0, 1, 5, 4)$ , 顶面 top  $(2, 3, 7, 6)$ , 外面 outside  $(1, 3, 7, 5)$  属性是 patch, 需要在具体情况中特殊定义, 一般为固体边界或自由边界

## 2.6 本章小结

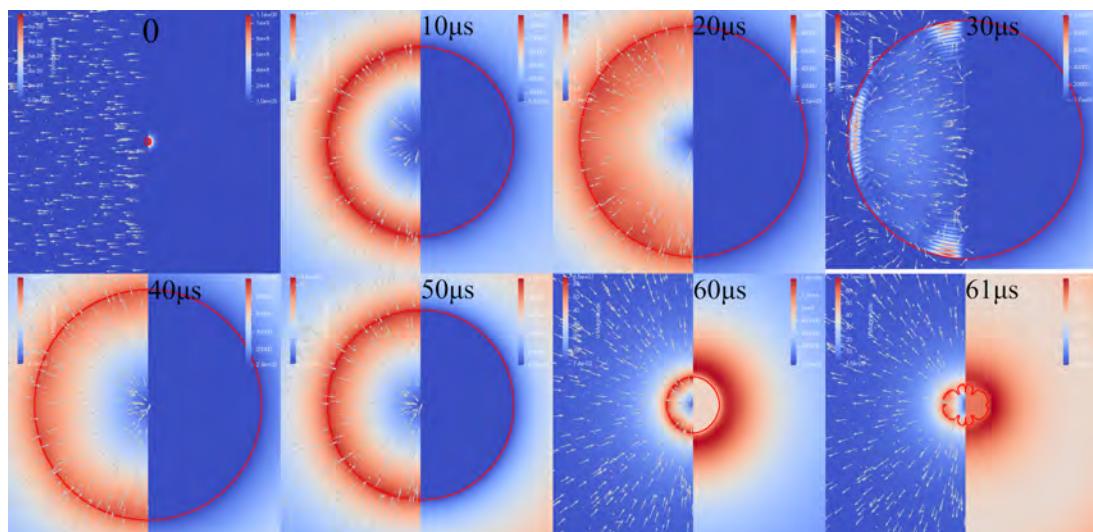
本章主要介绍了本文中涉及到的实验方法、理论模型和数值计算方法。实验中采用了两种消球差方法以获得较好的击穿效果, 从而获得理想的初始球形单空泡; 采用了两种阴影采集方法——SSTEP 和高速摄影法捕捉空泡的形状动态; 简单介绍了 DOE 分光方法和撞击产生了冲击压力波的方法。同时还介绍了两个经典的空泡动力学解析理论模型以及用于解释空泡与环境相互作用的开尔文冲量理论。建立了三维的可压缩流体的空泡模型, 并基于 OpenFOAM 编写了求解该模型的求解器, 以对空泡动力学的模拟。

### 3 激光单空泡在软、固界面附近的脉动

空泡在不同边界条件下的脉动是一个仍是当前空泡研究的核心课题。本章主要针对空泡处于不同环境中的脉动进行仿真计算。其中液体环境大致分为水与软物质相接触以及与固体物质相接触的状态。而水与软物质也可大概区分为液-气、液-液两种条件。本章将分析平面界面附近的空泡脉动。

#### 3.1 单空泡在自由域内的脉动

通过前文2.5中给出的算法，数值模拟获得能量沉积型空泡在自由域内的脉动。结果如图3.1所示。



**图 3.1** 自由域内单空泡的相-压力-速度云图，空泡壁面用红色线标识，每一帧的右侧是压力场云图，左侧是速度场云图，用颜色表示速度值，用箭头表示速度的方向

图3.1中，空泡经历了一个完整的生命周期，从初始状态到高速膨胀、减速膨胀，直至最大泡半径。在空泡处于最大泡半径时，外界压力大于空泡内压力，因而空泡开始缓慢收缩，随后运动加速，促使空泡加剧收缩，空泡直径在  $60\mu s$  左右收缩到最小状态，在收缩过程中向外辐射冲击波，然后开始再次膨胀。

这里的计算主要通过模拟空泡在自由域中的脉动，获得自由域中的体积等效半径，并将作为下文中空泡半径对比的基准。同时应该指出，自由域的含义是一个简化的理想环境，其不考虑重力和边界等影响，而这样的环境在现实中并不存在。但通常认为空泡距离所有界面为 50 倍最大空泡半径以上时，可以认为是自由域，在某些情况下最大空泡半径 20 倍以上也可视作自由域。

## 3.2 单空泡在水与软物质界面附近的脉动

按照现在公认用于量化单空泡与界面距离的无量纲距离参数  $\gamma$ :

$$\gamma = \frac{D}{R_0}$$

其中:  $D$  代表空泡初生位置距离界面的距离,  $R_0$  代表空泡在自由域内脉动时的最大泡半径。下面将对空泡在水-理想气体, 水-硅油 ( $C_2H_6OSi$ ) 两种界面附近进行仿真模拟, 解释说明软物质界面的脉动问题。水, 理想气体, 硅油的物理性质如表3.1所示。

表 3.1 水, 气, 硅油 ( $C_2H_6OSi$ ) 的液体参量, 另附表面张力系数于下

液体参量	水	气	硅油 ( $C_2H_6OSi$ )
$B(\text{Pa})$	3.036e8	0	1.5e8
$\rho_0(\text{kg/m}^3)$	998.2061	0.12	960
$p_0(\text{Pa})$	101325	10320	101325
$\gamma(\kappa)$	7.15	1.33	604
$Cp(\text{J/(kg}\cdot\text{K)})$	4195	1007	2240
$\mu(\text{Pa}\cdot\text{s})$	1e-3	1.84e-5	1e-1
$\sigma_{air}(\text{N/m})$	0.0725	/	0.02
$\sigma_{water}(\text{N/m})$	/	0.0725	0.03
$\sigma_{oil}(\text{N/m})$	0.03	0.02	/

软物质界面仿真中除了物性, 使用相同的计算域和计算设置。除了对称轴使用对称边界, 旋转面使用“wedge”边界, 其他如上右下三个边界的压力边界都是“wavetransform”的无反射压力边界, 速度边界是“pressureInletOutletVelocity”流入流出边界。初始的网格密度为  $250 \div 5 \text{ mm} = 50/\text{mm}$ , 经过四次细化, 每次细化在选定区域内的  $X, Y$  方向上数量加倍, 也就是区域内一个网格变四个网格。在能够覆盖空泡最大泡半径的区域内, 网格密度达到了  $800/\text{mm}$ 。不同  $\gamma$  下的计算域由图3.2给出。其中空泡的初始半径和最大泡半径使用  $(12.5 \mu\text{m} - 330 \mu\text{m})$  组合。初始状态的最小空泡时, 其半径覆盖超过 10 个网格。图中的第三相在水气界面情形中为与空泡同物性的气体, 在水油界面中使用了硅油。共计算了  $\gamma \in [0.1 : 0.1 : 2]$  共 20 组情形。

### 3.2.1 单空泡在水气界面附近的脉动

空泡在水气界面附近脉动时, 具有独特的动力学特征, 比如双向的射流和王冠(crown)形喷溅等。本节中, 忽略重力的作用, 仅从压强、惯性、张力、粘性和密度等角度考虑空泡在水气界面附近的运动。

图3.3是 20 组空泡距水气界面不同相对距离下的泡半径对比图。图中数据基于空泡体积  $V$  得出, 即  $R = \sqrt[3]{\frac{3V}{4\pi}} \frac{360}{\alpha}$ 。 $\alpha$  是计算域的张角, 见2.5.3。由图3.3可见, 空泡在水气界面附近的情况下, 最大泡半径得到了扩展, 而生存周期减小。这是因为在水气界面

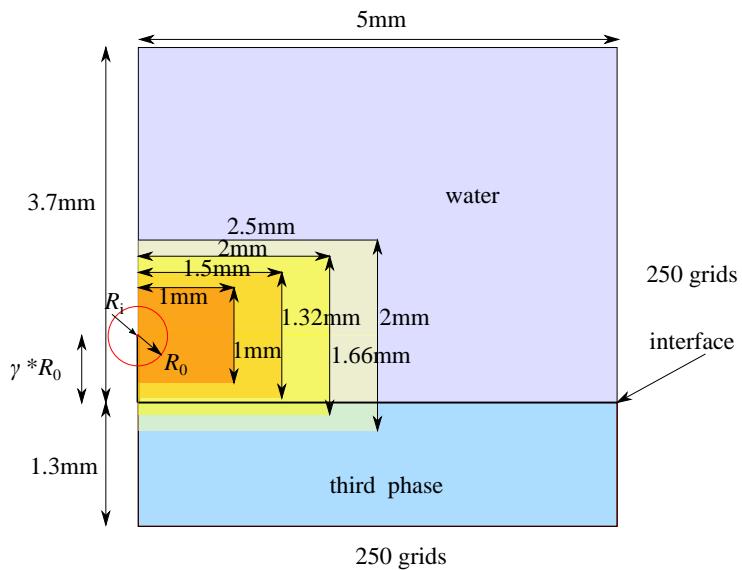


图 3.2 激光致空泡在软物质界面附近的脉动计算域设置

附近时，空泡推动低密度且低粘度的气体相比水更加容易，也就使得惯性驱动的空泡膨胀能够获得更大的泡半径。

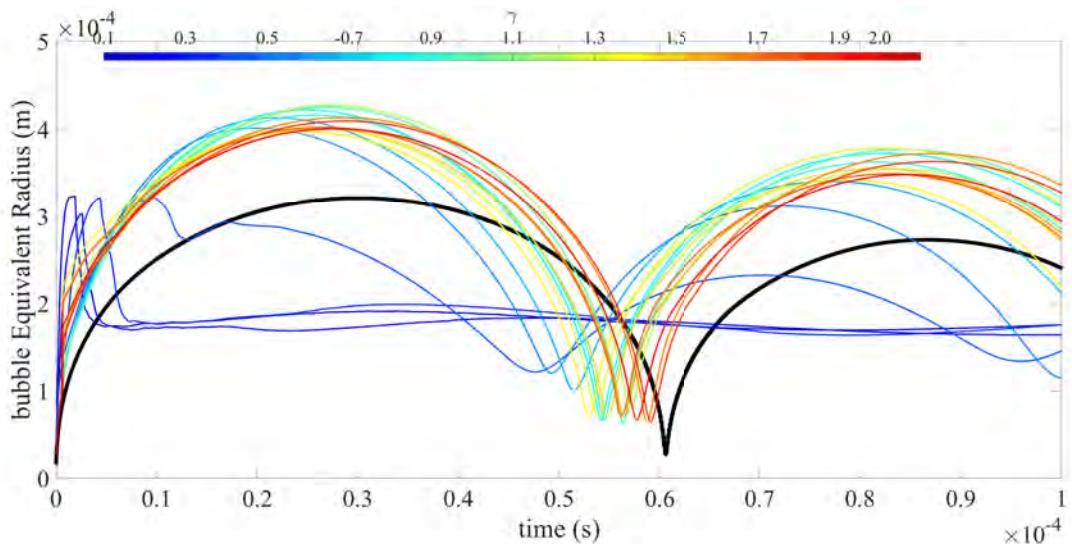


图 3.3 空泡距水气界面不同相对距离情形下的泡半径对比图。图中黑色实线为自由域中的模拟结果（下同）

同时可以看到在  $\gamma \leq 0.3$  时，空泡体积等效半径急剧上升后急剧减小，最后保持稳定，这是因为空泡距离界面过近形成爆破（burst）效果。爆破指空泡气体在膨胀过程中，冲破液体表面阻隔，直接与液面外气体相联通。在  $\gamma \leq 0.3$  中，空泡的气体释放到外界气体中。但因为在模型计算中，将界面气体处理成具有气体物性的第三相，故而仍能追踪其逸出部分在自由边界压力（101325 Pa）下的体积。在其他情景下，空泡半径随  $\gamma$  增长而减小，其生存周期也趋近于自由域空泡。

综合考量这 20 组模拟结果，根据其脉动过程将其分为三种情况：A. 爆破式 ( $\gamma \leq$

0.3)，空泡膨胀形成爆破效果；B. 皇冠射流式 ( $0.4 \leq \gamma \leq 1.4$ )，空泡使界面处形成特殊射流；C. 突起式 ( $\gamma \geq 1.5$ )，空泡推动界面形成突起。因忽略重力作用，实验的分界点与以上的三个值可能稍有不同。

图3.4给出了水气界面  $\gamma = 2.0$  情形下的相-速度-压力云图。其作为图3.3中 C. 突起式 ( $\gamma \geq 1.5$ ) 的空泡溃灭典型情形。在该情景下，空泡的射流情况可以用开尔文冲量理论解释，即空泡形成远离界面的射流。同时，空泡的膨胀和收缩能够影响水气界面。

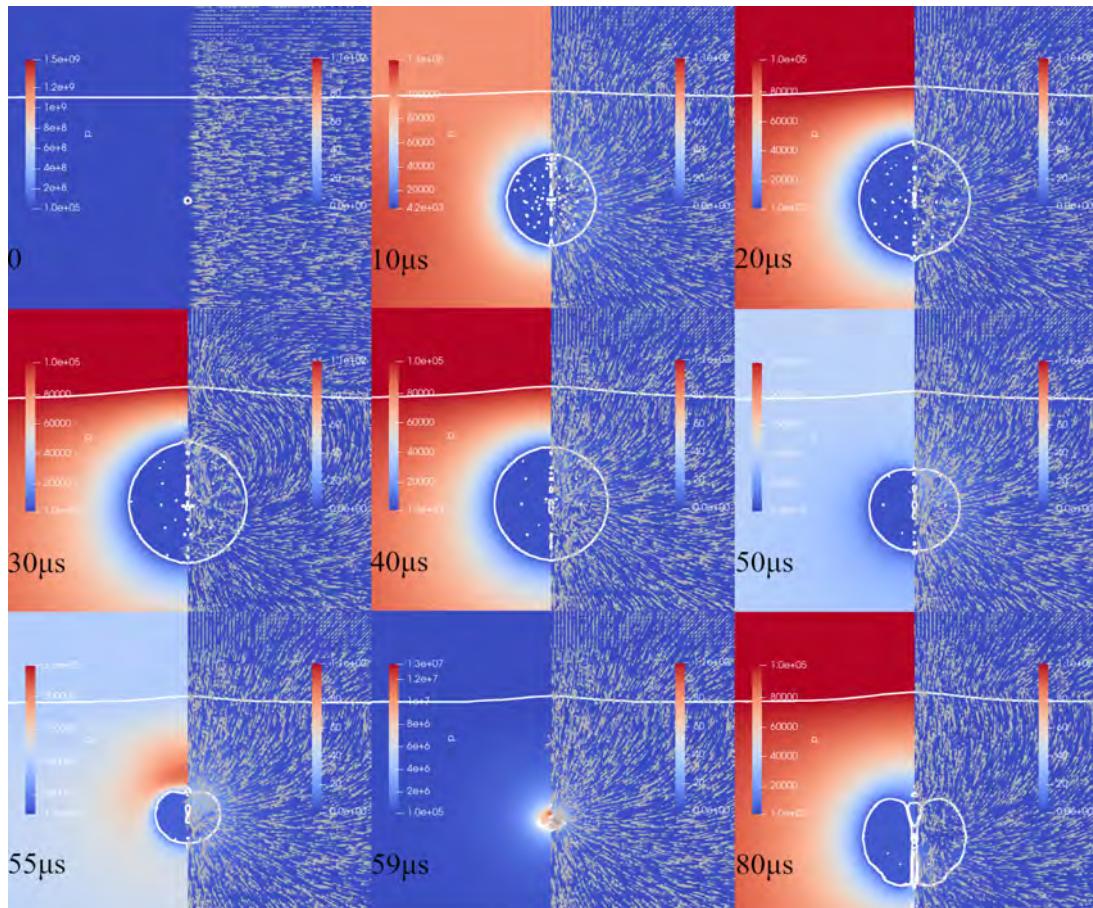


图 3.4 水气界面  $\gamma = 2.0$  情形下的相-速度-压力云图。图中白线代表水气界面。界面以上为气，界面以下为水。白线包裹的封闭联通域是空泡。每一帧的右侧是流域的速度场（单位 m/s），左侧是压力场（单位 Pa）。灰色箭头是速度场的方向。该帧的具体时刻标注在压力场的空白处。以下三个相-速度-压力云图按照同样的标注方式作图

第一栏第一帧显示了该种情况下的计算初始情况，即一个存在于压强等于自由边界压 (101325 Pa) 的零速度域内的高压初始球形域。随后在第二帧 ( $10\mu s$ ) 中，空泡膨胀，在空泡内形成辐射状速度方向。在空泡下壁面外（即空泡南极附近）的水中，速度矢量仍呈辐射状分布。但在空泡下壁面以上的水域，速度均最终指向自由界面，这是因为界面以上的气体的密度和粘度均小于水所形成的。值得注意的是，此时因空泡膨胀的推动，此时空泡正上方位置形成突起。第三帧 ( $20\mu s$ ) 中，空泡保持膨胀趋势。空泡内部的低压域与自由液面以上的气体环境的 101325 Pa 形成明显区别。

第二栏第一帧 ( $30 \mu\text{s}$ ) 附近, 空泡到达其最大泡半径, 其空泡膨胀速度降到 0, 并丧失矢量方向。空泡外的上方形成自空泡始而指向空泡上方的气体区域。下一帧 ( $40 \mu\text{s}$ ) 时, 受外界压力驱动空泡逐渐收缩。与上两帧相比速度方向形成反转, 这就在空泡外的上部形成自界面开始指向空泡中心的运动。在空泡外的下方, 形成辐射状的指向空泡中心的收缩分布。在下一帧 ( $50 \mu\text{s}$ ) 中, 空泡继续收缩, 同时空泡的上表面形成“平化”现象。相比横向的方向, 指向空泡上方的速度矢量更多, 同样也强于下方的均匀的辐射收缩。

在第三栏第一帧 ( $55 \mu\text{s}$ ) 中, 速度流继续密集的指向了空泡上方位置。而因这种汇集形成挤压在空泡的上方位置形成一个高压区域, 这个高压区域将驱动空泡上方位置的水体继续加速的向空泡内部流动, 即驱动形成射流, 也成为支撑界面突起的一个因素。在下一帧 ( $59 \mu\text{s}$ ) 中, 自空泡上方射入的射流击穿空泡并撞击空泡下壁面, 同时撞击形成高压。此时场内的速度仍指向空泡的中心位置。在最后一帧 ( $80 \mu\text{s}$ ) 中, 空泡中的击穿射流仍然存在, 但同时空泡已经开始进入第二个生命周期, 后续将在其新位置继续脉动。

本例中, 空泡离界面位置较远, 其形成的相互作用效果不明显, 但其射流方向与使用开尔文脉理论 (见章节2.4.3) 的参数  $\zeta = +0.195\gamma^{-2}n$  计算获得的  $\zeta$  预言的矢量方向和射流强度相一致。同时, 自由界面并没有形成鲜明的变化, 而只是因为空泡膨胀和空泡的不均匀收缩形成轻微的突起。

图3.5显示了空泡距水气界面  $\gamma = 0.7$  情形下的相-速度-压力云图。该情景下形成了一种特殊的射流方式, 即皇冠射流。其通常发生在空泡膨胀期, 并形成于收缩过程中。本例作为 B. 皇冠射流式 ( $0.4 \leq \gamma \leq 1.4$ ) 的一个典型情形解释了该类空泡脉动过程中的动力学现象。

在第一栏中, 第一帧仍是空泡的初始状态。第二帧 ( $10 \mu\text{s}$ ) 中, 空泡膨胀形成一个卵形壁面形状, 这是因为空泡近界面处的水的质量更小, 外界气体密度和粘度更小导致的, 同时使空泡在靠近界面处形成反向延展。同时可以看到, 空泡推动水体形成近辐射状速度。在空泡的下方 (南极) 附近形成相比  $\gamma = 2.0$  情况下更窄范围的辐射状流速度。在这个范围以上形成弯曲的指向自由面的速度, 并在界面处形成速度突变。而在空泡的上方由于推动效果, 水体的速度更快。在下一帧 ( $20 \mu\text{s}$ ) 中, 由于速度指向自由面, 在空泡的水平中轴以上部分的空泡壁面推动水体向空泡上方汇集, 于是在空泡的正上方位置形成局部高压。这个高压将推动汇集到空泡正上方的水体向上和向下两个方向运动, 形成射流。在第四帧 ( $25 \mu\text{s}$ ) 中, 自空泡中轴以上向空泡上方汇集的速度仍然存在, 自空泡下方指向自由面的速度也仍然存在。因这种汇集作用继续推动, 空泡上方的高压区域继续加强和扩展。同时在自由面附近的位置, 空泡壁面横向最大处的上方形成一个突起, 这个突起将在后续形成皇冠式喷溅。而高压区域继续推动深入自由气体域和指向空泡的射流继续运动。

在第二栏第一帧 ( $35 \mu\text{s}$ ) 中, 空泡开始收缩, 空泡外流场内的速度矢量出现方向反

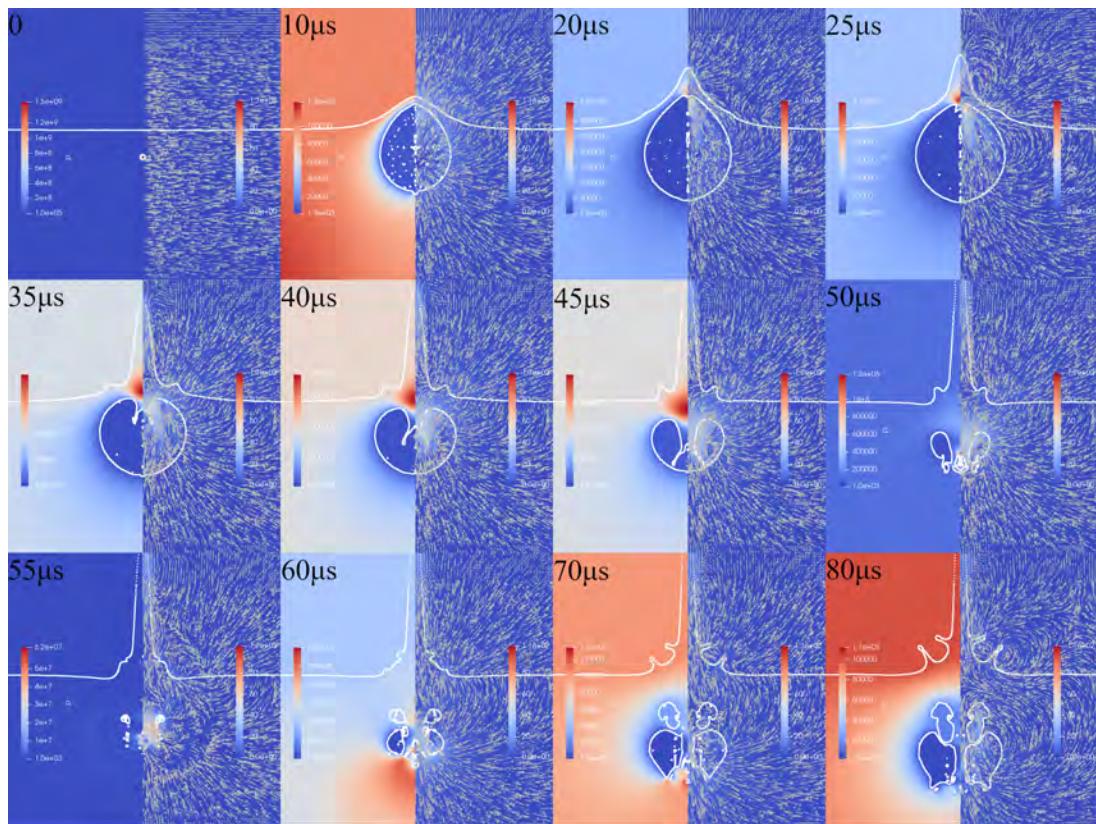


图 3.5 空泡距水气界面  $\gamma = 0.7$  情形下的相-速度-压力云图

转。但在射向气体域的射流中，其内部高压区域以上的速度矢量仍旧保持向上，此时射流仍向上延展。高压区域同时推动射入空泡内部的射流继续运动。但注意到，因自由面处形成突起，这个突起在收缩时处于落后状态，继而会在此处形成所谓的“皇冠”喷溅。在下一帧 ( $40 \mu\text{s}$ ) 中，空泡继续收缩，双向射流在高压的推动下继续运动。而高压区域的的高压最值从近  $2.1 \times 10^5 \text{ Pa}$  下降到了  $1.9 \times 10^5 \text{ Pa}$ 。此时空泡上方的高速射流进入到空泡内部，空泡内部的速度场直到靠近下壁面的位置减速为零。由于这个自上而下的速度流的限制，自其他方向进入空泡的速度，也在壁面附近减速为零。在下一帧 ( $45 \mu\text{s}$ ) 中，射流到达空泡下壁面。注意因空泡在溃灭后期形成的高速度，也就是在内外压强差的驱动下，水体向空泡内的汇聚速度持续加快，导致空泡上方射流源处压力再次增强。由此推动射流的继续加速。在该栏第四帧中，向下的射流击穿空泡向上的射流继续向上运动。而空泡形成被射流击穿的双层结构。

在第三栏第一帧 ( $55 \mu\text{s}$ ) 中，空泡发生溃灭后的小空泡多次溃灭。其辐射的冲击波改变了场内速度指向。可见图中杂乱的速度方向。在图中未显示到的，在计算域内可见多层的速度方向的突变。注意到此时的皇冠射流随速度指向已经运动到更靠近向上射流的位置。在第二 ( $60 \mu\text{s}$ )、第三 ( $70 \mu\text{s}$ ) 和最后一帧 ( $80 \mu\text{s}$ ) 中，空泡再次形成膨胀和收缩过程，此时又形成新的皇冠射流，并形成多层的类似树叉型的射流状态。

在本例中，空泡距离自由面较近，其机制的主要特征包括以膨胀形成双向射流和收缩时形成皇冠射流。这种情况下，空泡与界面的相互作用更加激烈，空泡改变了界面外

形，而界面则为空泡的射流加速，即所谓的弹弓效应。

图3.6显示了空泡距水气界面  $\gamma = 0.2$  情形下的相-速度-压力云图。其作为 A. 爆破式 ( $\gamma \leq 0.3$ ) 空泡与界面的相互作用的典型代表在此处给出其形态和动力学过程。

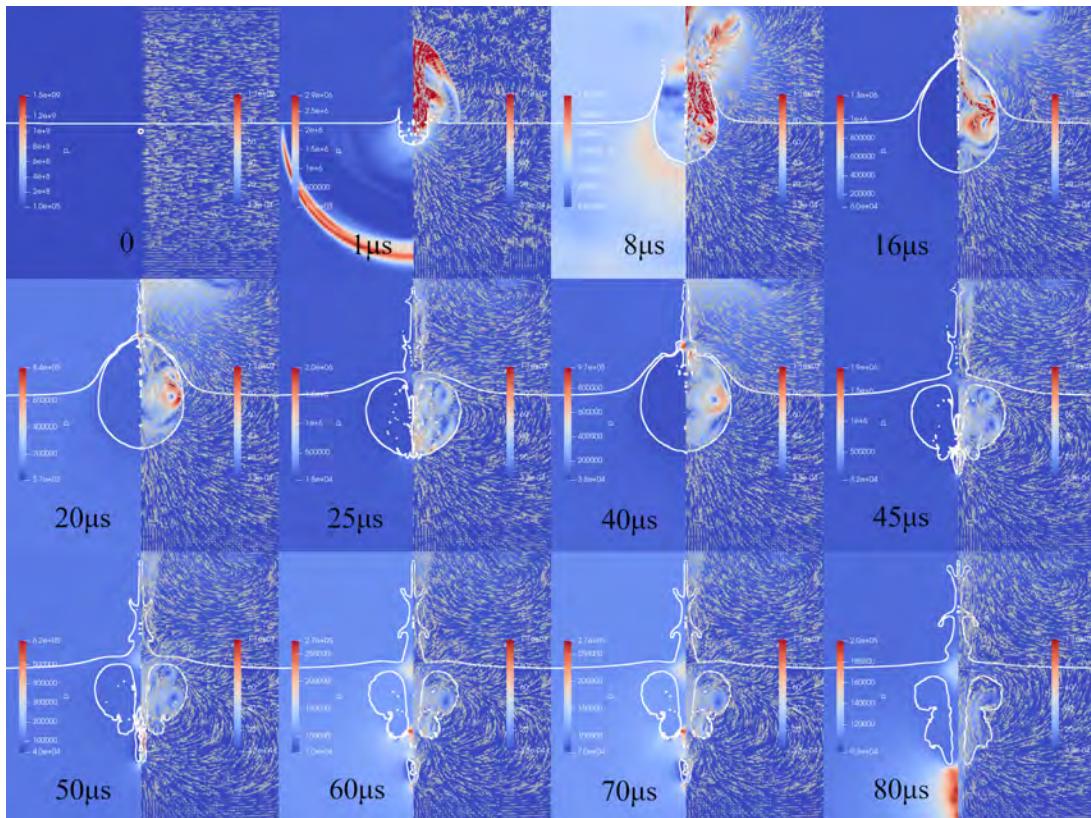


图 3.6 空泡距水气界面  $\gamma = 0.2$  情形下的相-速度-压力云图

图中第一栏第一帧是空泡的初始状态。第二帧 ( $1\mu\text{s}$ ) 中，空泡膨胀，但因距离界面过近，空泡与自由气体的之间的水体过薄，在推动空泡外水体运动时，形成的拉伸效果将该水体拉断，从而形成图中的爆破效果。因密度和粘度的限制，空泡主要的能量释放方向是近自由面。远自由面方向空泡壁面的运动主要由惯性驱动。从图中速度图可以看到，在爆破形成时，空泡内的气体向自由气体域高速运动，其速度在  $100\text{ m/s}$  数量级，远高于空泡内其他位置的气体。空泡内气体释放到自由气体中后，自由域气体进入空泡，使空泡内外压强再一次形成平衡，这也补充了空泡重生再膨胀的能量。空泡爆破形成的水尖刺，因空泡气体的推动和空泡推动液体形成的挤压而持续向上运动，形成类似射流的效果。同时可以看到空泡在形成初期辐射的冲击波。空泡推动形成的辐射状速度场矢量方向，在除空泡下方（南极）附近辐射指向外，其他方向因压力波而指向壁面。在一帧 ( $8\mu\text{s}$ ) 中，空泡的爆破效果愈发明显。自空泡向自由气体域喷射的气体仍高速竖直向上运动，并逐渐远离空泡附近。自由域气体逐渐涌入空泡内部，以形成自由域气体与空泡内部气体的压强再平衡。同时水尖刺向上延展，并且有被气体涌入压迫导致横向向对称轴运动的趋势。空泡横向中心轴以上位置的速度继续向这个水尖刺汇集，促使其继续运动。空泡内部没有形成如上两例中气体压力降低到低压极限的表现，而是只

达到一半的大气压，这也是压强再平衡的效果。图中红色高速区域说明外界气体进入空泡内部。在第四帧 ( $16 \mu\text{s}$ ) 中，上述的尖刺结构横向运动后相互撞击，形成向上和向下的物质释放通道，即射流。此时场内的速度矢量多数仍指向自由面。空泡在水体内的膨胀，使得空泡横向中心轴以上部分仍挤压这个尖刺结构。同时可以看到，进入空泡内部的自由域气体在空泡内部形成特殊的高速度结构，并冲击空泡壁面，造成一定的形变。此时空泡内的气体再次封闭，形成卵状结构。

在第二栏第一帧 ( $20 \mu\text{s}$ ) 中，空泡封闭后形成的双向射流继续发展。而封闭的尖刺结构因空泡推动和后续速度的挤压，在空泡正上方碰撞区域形成一个高压区域。这个高压区域将继续推动双向射流的发展。而空泡封闭，外来气体速度撞击，以及水体的惯性运动造成空泡继续膨胀，空泡内部压强减小，最终形成空泡的收缩趋势。因自由气体域密度和粘度均较小，在压强差驱动下的空泡收缩最先发生在近自由面，即空泡的上壁面，见本栏第二帧 ( $25 \mu\text{s}$ )。此时的空泡下部仍在继续膨胀，空泡上方因压差形成尖刺结构的内凹，由此将射流分裂形成类似皇冠射流的结构，即上射流形成多层结构。射流根部空泡上部的高压将推动空泡和射流形状的继续演化。在下一帧 ( $40 \mu\text{s}$ ) 中，上射流形成类似树杈式结构，而下射流继续向射流相对的空泡壁面运动。此时空泡上方的水层因空泡的收缩和速度的汇集再次加厚，成为水射流稳定的物质来源。最后一帧 ( $45 \mu\text{s}$ ) 中，下射流击穿空泡，使空泡产生突起结构，为接下来的双层空泡结构奠定基础。

第三栏 ( $50 \mu\text{s}, 60 \mu\text{s}, 70 \mu\text{s}, 80 \mu\text{s}$ ) 主要展示远离自由面，指向空泡内部的水射流贯穿空泡的动力学过程。由于射流的高速运动，射流裹带空泡气体向下方运动，形成了特殊的双层空泡结构，即空泡一部分留在原位置，一部分突破空泡并移动到空泡的下方。在这个过程中泡内气体的物质量充足，没有发生溃灭现象。在这个过程中，射流因后续速度的挤压仍旧向上延展和变形。

在本例中，空泡与自由气体之间的水体层过薄，在膨胀初期即破裂，由此形成这种空泡的爆破机制。空泡膨胀时推动液体向上方运动，形成尖刺结构，这种结构在后续水体的推动下相互碰撞，继而产生上下两股射流。因空泡破裂与外界压强发生平衡，所以空泡最后没有形成溃灭现象，而是被射流推动形成多层结构。

在其 20 组结果中，每组都发生了非对称的溃灭现象，即射流。为了对空泡与自由面的相互作用和射流的强度进行量化，将指向空泡内部的射流到达对立壁面的时间作归一化处理，即  $T_{\text{normalized pen}} = t_{\text{penetrating}} / t_{\text{freeosc}}$ 。其中  $t_{\text{penetrating}}$  指空泡射流到达对立面的时间， $t_{\text{freeosc}}$  指上文中空泡在自由域的体积最小时时间。同时，上射流形成后的速度更值得关注，因此定义了一个能间接反应其速度的归一化时间， $T_{\text{normalized-jet-reach}} = t_{\text{jet-reach}} / t_{\text{freeosc}}$ 。其中  $t_{\text{jet-reach}}$  指空泡的上射流到达距离界面初始位置 1 倍自由域内空泡最大泡半径  $R = 330 \text{ mm}$  的时间。

从图3.7中可以看到，下射流的击穿空泡时间在  $\gamma \geq 0.4$  范围中，是随着  $\gamma$  的增长而变晚的。在  $\gamma \leq 0.3$  中因形成了爆破式相互作用，其射流形成机制与其他情形不同，故而较晚。但整个过程中形成的上射流到达一倍  $R$  的时间是越来越晚的，就表明上射

流的初始速度是随着空泡与界面距离的增加而减弱的。 $\gamma \geq 1.5$  没有形成向上的水射流，仅是突起形态。

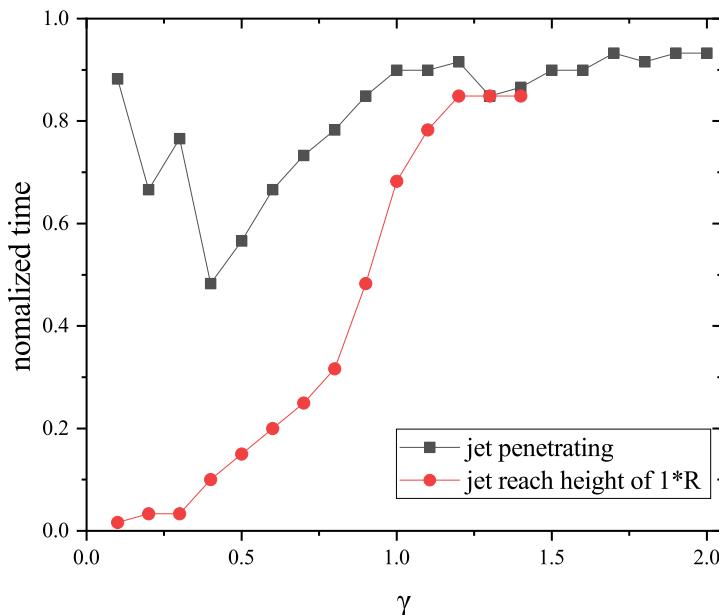


图 3.7 水气界面附近情景下射流击穿时间和上射流到达一倍半径的归一化时间。黑色是射流击穿时间，红色是上射流到达一倍空泡半径距离时间

向下的射流，即击穿空泡的射流，在水中受到水的阻滞，其传播距离有限。通常在较长时间范围内，空泡的多次脉动令射流可以达到十几倍  $R$  的距离。此处只关注其在第一个生命周期结束后直到第二次生命周期结束前的  $100\mu s$  内传播的最远距离。从图3.8中，可以看到，在 B. 皇冠射流式 ( $0.4 \leq \gamma \leq 1.4$ ) 相互作用范围内，空泡的射流深度是随着  $\gamma$  的增加而变浅的，反映了自由面对空泡的弹弓效应是随着自由面与空泡初始位置的距离变大而减弱的。在 C. 突起式 ( $\gamma \geq 1.5$ ) 相互作用范围内，其存在一个过渡的区域和一个彻底的突起式的区域，但其深度确实在一定范围内比某些情况深。而在 A. 爆破式 ( $\gamma \leq 0.3$ ) 范围内，因涉及到压力再平衡，其溃灭强度远小于未连通的其他两种情况，从而其射流深度也小于 B 的某些情况。

### 3.2.2 单空泡在水油界面附近的脉动

硅油由于其粘度可调节，常用于空泡受粘度影响实验中。本文选取一种实验室易获得的硅油 ( $C_2H_6OSi$ ) 作为液-液界面情况的第三相，见图3.2。硅油的基本性质已在表3.1中给出。如果要针对某一个具体的特性比如粘度研究其对空泡的影响，可以改变物性参数。

通常激光空泡的环境液体因为粘性增加，会加剧空泡脉动的能量耗损，弱化空泡脉动现象，包括其生存周期变小和射流现象的减弱。而高粘液体作为流域的一部分，也会对空泡造成相似的影响。因兼具可流动和高粘度的边界特性，水油界面附近水体内产生的空泡，会表现出兼具自由界面和固体界面附近的特性。

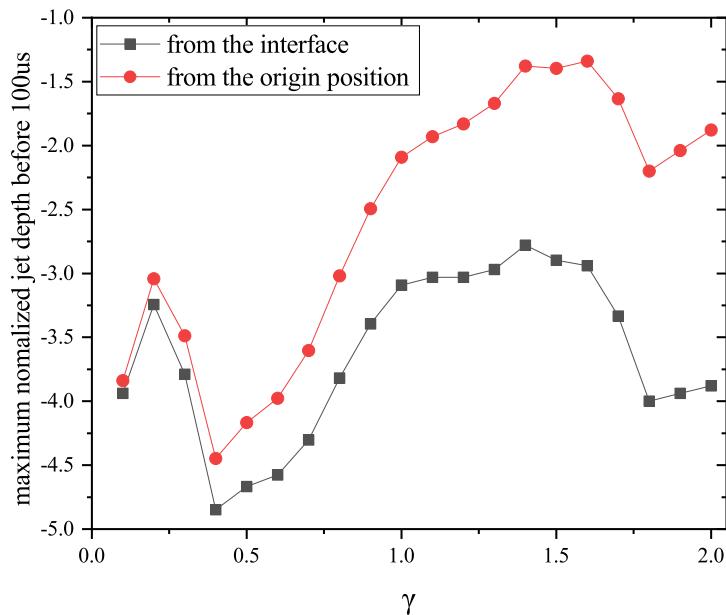


图 3.8 空泡距水气界面不同相对距离情形下的归一化射流深度。黑线是以界面为基准，测量的深度。红色是以空泡初始位置为基准形成的深度。负值表示深度

图3.9中给出了空泡与水油界面在不同  $\gamma$  处的体积等效半径对比图。可以看到， $\gamma$  越大，也就是空泡收到约束越弱，空泡的体积等效半径越接近在自由域中的脉动。在  $\gamma \leq 0.3$ ，也就是空泡极度贴近界面时，空泡的半径在膨胀到最大泡半径之前的  $24\mu s$  出现明显地受压迫而减缓增长加速溃灭的现象。这是因为空泡与界面距离过近，膨胀过程中推动密度相对自由气体较高且粘性高的硅油多耗费能量，并受张力影响而提前回弹。图3.10中通过归一化放大溃灭时间的差异后，空泡的生存时间形成明显的多种不同的阶段。 $\gamma \leq 0.3$  时，溃灭时间具有一个明显的上升趋势。 $0.4 \leq \gamma \leq 0.6$  时，溃灭时间形成一平台； $\gamma \geq 0.7$  时，溃灭时间为一波动曲线。这三个阶段的体积等效半径的变化对应了不同的空泡脉动形式。通过研究其场内各向异性的性质，可以获得空泡脉动中与界面相互作用更细致的信息。

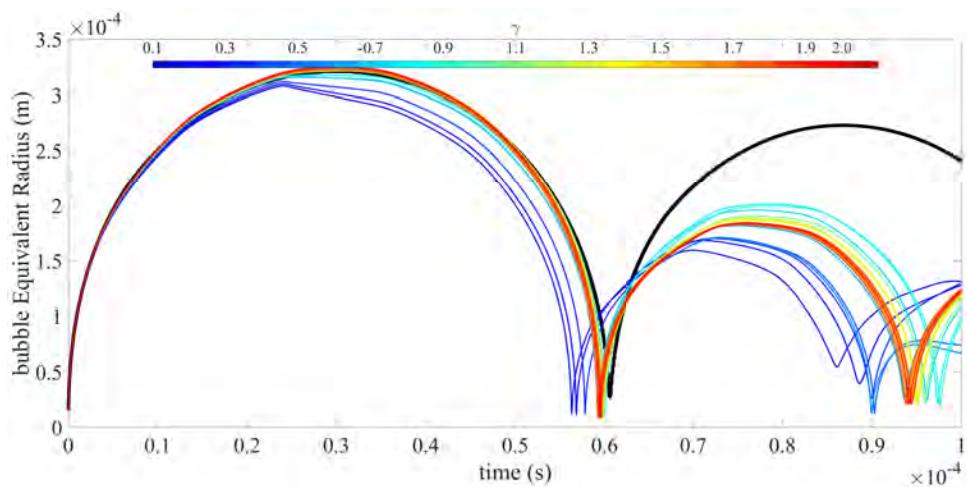


图 3.9 水-硅油界面不同距离下的泡半径对比图，图中黑色实线表示自由域中的模拟结果

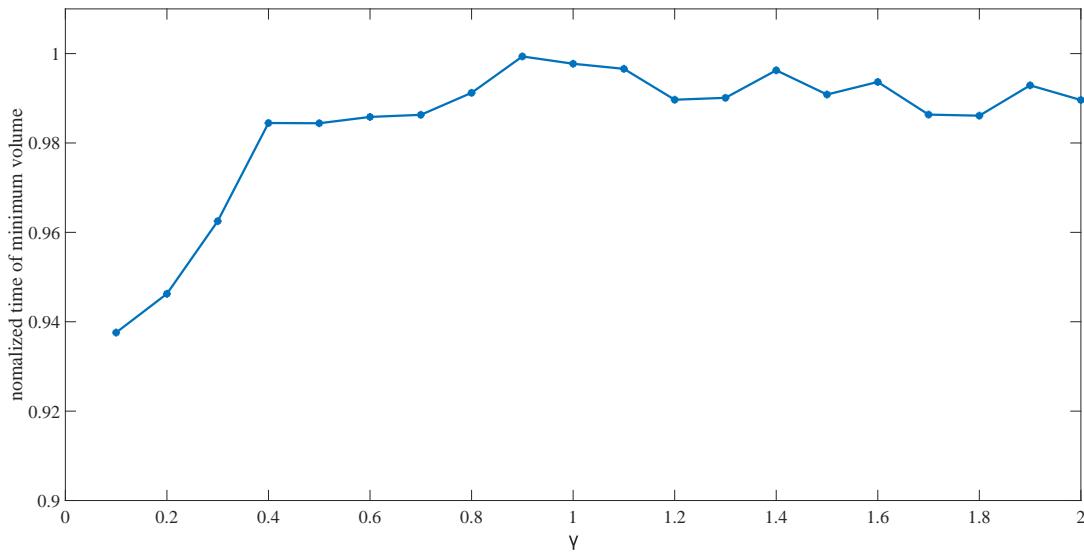


图 3.10 水-油界面附近空泡的归一化溃灭时间。归一化时间通过模拟计算中获得的体积最小时间除以自由域中的体积最小时间  $60.06\mu s$  获得（下同）

若根据空泡溃灭模式进行区分，空泡可以分为两种溃灭模式，断裂式 ( $\gamma \leq 0.6$ ) 和射流式 ( $\gamma \geq 0.7$ )。断裂式指空泡溃灭时，受到横向的冲击，从而形成接近界面和远离界面的两部分。射流式指空泡在溃灭后期纵向的形成射流的趋势，并在随后的回弹中表现出强射流的溃灭。其中断裂式又可以细分为：A. 断裂接触式 ( $\gamma \leq 0.3$ ) 和 B. 断裂射流式 ( $0.4 \leq \gamma \leq 0.6$ )。A. 断裂接触式指空泡在溃灭时，其横向的冲击在空泡内部没有形成纵向的击穿空泡的射流，而是以空泡贴近界面的方式影响界面。而 B. 断裂射流式指空泡在横向断裂时，产生了射向界面的射流，并击穿空泡射向界面。

图3.11显示了空泡距水-硅油界面  $\gamma = 2.0$  情形下的相-速度-压力云图。第一帧表示该情景下的初始状态，即 0 时刻。第二帧 ( $10\mu s$ ) 中，显示了空泡的初始膨胀阶段。此时空泡壁面在向外急剧地扩张，速度近  $100\text{ m/s}$ ，场内的速度矢量自空泡初始位置呈放射状发展，这是由于空泡在初始时刻向外释放的冲击波几何传播并推动当地液体实现的。一旦空泡膨胀超出了其均衡半径，其泡内压便降到初始环境压力以下。在经过一段时间膨胀后，空泡在  $31\mu s$  左右达到最大泡半径。可以看到第三帧中空泡外已经形成指向空泡内运动的速度矢量。在自由域情景中空泡到达最大泡半径时各方向同时向内收缩，而在本例中，空泡受界面影响形成局部的压力梯度，形成自远离界面到靠近界面方向的速度，速度终点（加速度奇点）在空泡上壁面附近。

在第二栏中，显示了空泡收缩的过程。其中第一帧 ( $45\mu s$ ) 中上述的速度终点区域向泡中心移动，偏离了空泡壁面。空泡壁面的速度达到约  $8\text{ m/s}$ 。在下一帧 ( $57\mu s$ ) 中速度终点的位置持续向中心移动，但仍处于空泡内部的上方位置。全流域受泡外压力驱动向空泡运动，同时因速度提升和几何限制的原因，空泡壁外的压力上升，并使速度的继续提升。而这时，空泡壁面速度已经达到  $30\text{ m/s}$  以上。随后在第三帧 ( $59\mu s$ ) 中，约两微秒的时间，空泡壁面的速度已经达到了  $120\text{ m/s}$ 。而在空泡的下方压力上升，产生了更高的压强，这为空泡自空泡下方形成向上的射流提供了必要条件。

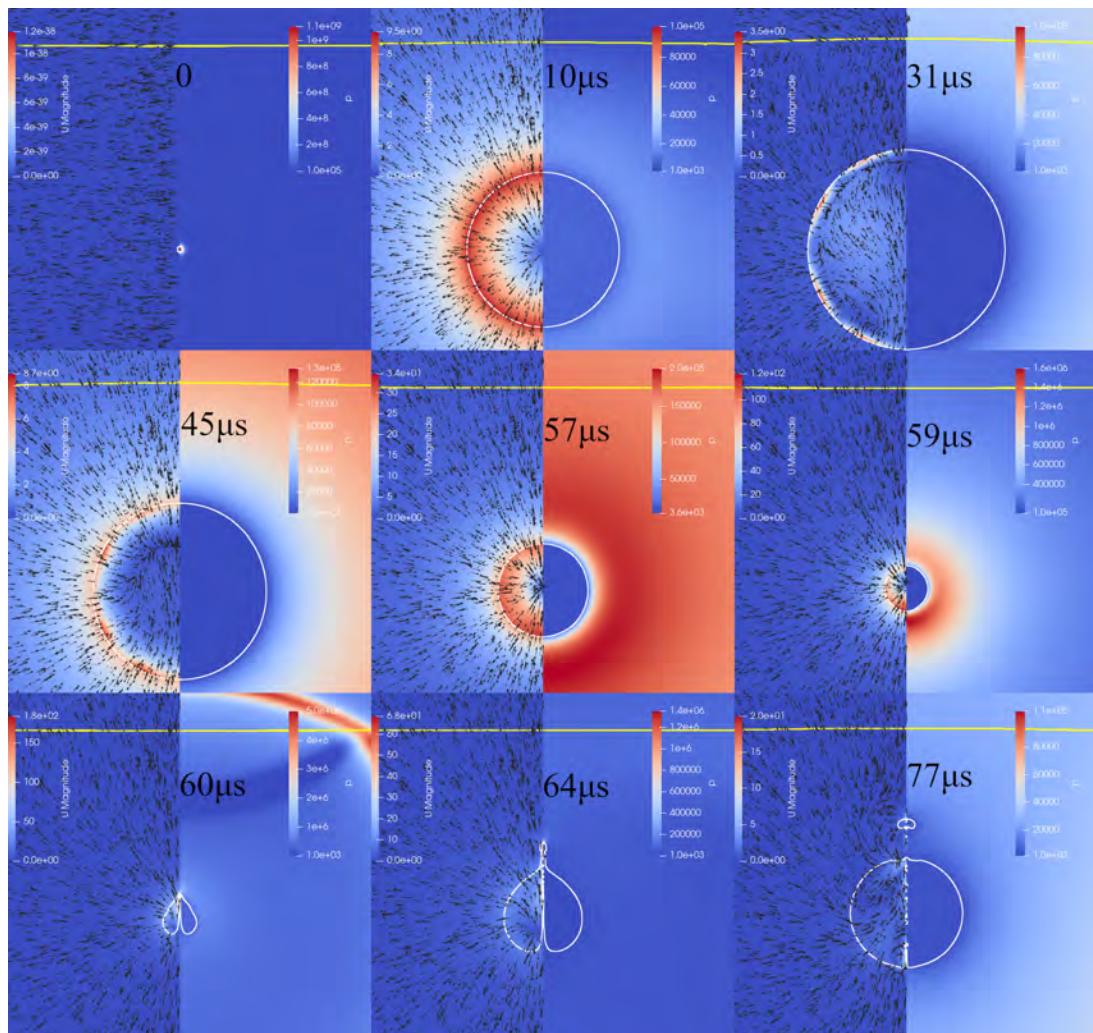


图 3.11 水-硅油界面  $\gamma = 2.0$  情形下的相-速度-压力云图。图中黄线代表水油界面。界面以上为油，界面以下为水。每一帧的左侧是流域的速度场（单位 m/s），右侧是压力场（单位 Pa）。白色线表示气体空泡的轮廓。黑色箭头是速度场的方向。该帧的具体时刻标注在压力场的空白处。以下三个相-速度-压力云图按照同样的标注方式作图

第三栏中显示了空泡的射流击穿，及后续的再膨胀过程。第一帧 ( $60 \mu\text{s}$ ) 中，空泡非球形溃灭，同时向外辐射冲击波。而非球形溃灭形成的击穿射流，也击穿空泡近界面的壁面，射流速度在  $180 \text{ m/s}$  左右。辐射的冲击波在界面处发生了透射和反射。射流在击穿后 ( $64 \mu\text{s}$ ) 继续向界面移动并持续减速，空泡继续膨胀。在第 ( $77 \mu\text{s}$ ) 图像中显示，射流裹带的气体因速度减小，以及表面张力和空泡收缩的共同作用，被留在原地形成独立的小空泡。而大空泡将继续其脉动生命周期。

在本例中，空泡的脉动表现出接近自由域的特性，同时也产生了受液面影响的射流。这与使用章节 2.4.3 中  $\zeta = 0.195\gamma^{-2}(\rho_1 - \rho_2)(\rho_1 + \rho_2)^{-1}\mathbf{n}$  计算获得的  $\zeta$  预言的矢量方向和射流强度相一致。

图 3.12 显示了水-硅油界面  $\gamma = 0.5$  情形下的相-速度-压力云图。第一栏第一帧显示了空泡的初始状态。第二帧 ( $15 \mu\text{s}$ ) 显示空泡的初始膨胀阶段，此时空泡向外辐射状的

膨胀。在壁面到达界面附近时，推动界面变形。因硅油更重更粘，其流动较水的流动变化更慢，速度也更慢，从而使空泡更倾向于在远离界面方向释放能量。换言之，远离界面的空泡壁面的速度相较另一侧壁面速度更快。因泡内压力低、物质少的特点，泡内的速度中心也就是零速度点，约等于空泡南北极速度的中心点，位置向上移动到靠近壁面处。在第三帧（ $25\mu s$ ）中，空泡远离界面的下壁面因水的惯性仍在向外膨胀。而上壁面因其速度一直慢于下壁面，并且界面因张力倾向于恢复其初始状态，使上壁面相比下壁面更早进入收缩周期，见图3.9中的转折部分，空泡内进而形成自界面向下的运动。

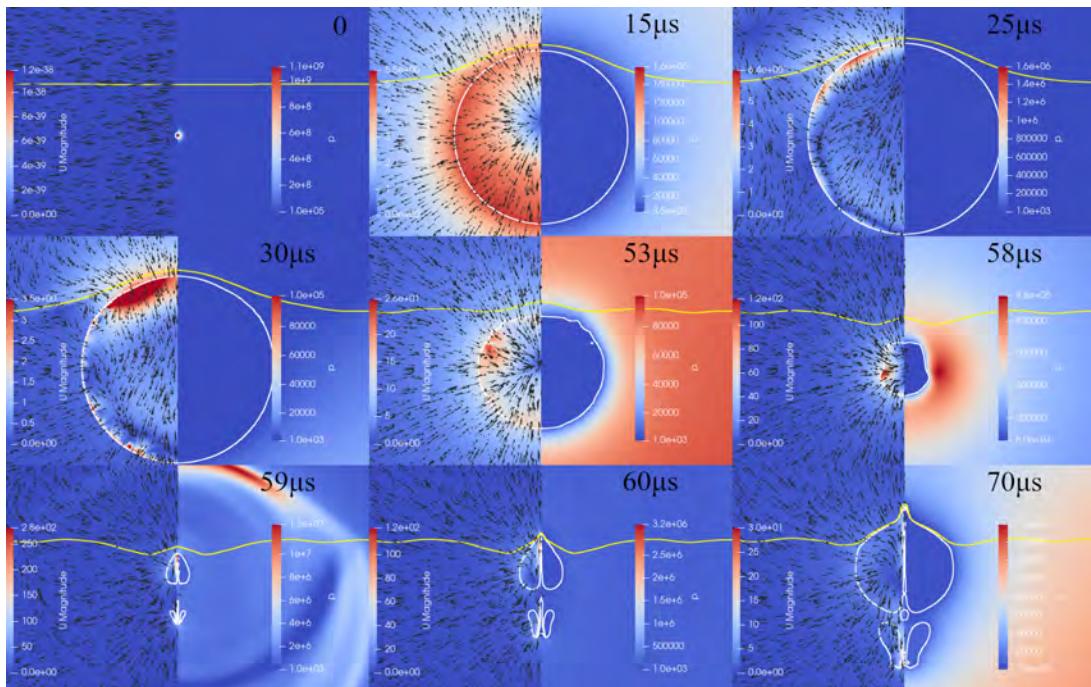


图 3.12 水-硅油界面  $\gamma = 0.5$  情形下的相-速度-压力云图

在第二栏中，( $30\mu s$ ) 帧显示空泡下壁面膨胀到最大时的情景，上壁面持续向内收缩，下壁面内的气体有向外膨胀的趋势，但泡外的水已经开始进入回归进程。下一帧 ( $53\mu s$ ) 中，空泡持续收缩，并且在靠近界面的上壁面发生“平化”现象。而界面则将空泡膨胀形成的挤压和拉伸以波的形式传播出去，形成界面特殊的形变。此时空泡的速度终点位置已经回到空泡的初始位置附近。特别的，在空泡水平轴以上和“平化”壁面以下位置，形成一片高速度区域，这片高速度区域是在界面回弹的基础上叠加收缩形成的。在 ( $58\mu s$ ) 时其非常明显地形成一个向内凹陷的区域。因为这里对应着速度终点(加速度奇点)的位置，域内的流体物质向速度终点汇集，继而在该位置产生高压和高速度，而高压高速度将驱动壁面完成下一栏的动力学表现。

第三栏中，第一帧 ( $59\mu s$ ) 空泡因高压高速区域驱动壁面运动，继而壁面在该奇点处撞击，形成水锤辐射高压并将空泡自撞击位置切断。水锤压在弯曲界面处发生复杂的反射和投射，形成特殊的压力场。而因为撞击前特殊的空泡形状，撞击后形成特殊形状的水射流，即在靠近壁面的部分中形成单束水射流，而在远离界面的区域中形成辐射状的圆锥射流。从而使上部分的残留空泡内形成单射流撞击。在下部分残留空泡形成特殊

的花托状 (torus)。下一帧 ( $60\mu s$ ) 则更加清晰, 射流击穿上部分空泡, 并对界面造成尖刺状形变。而空泡也随着射流向界面运动, 形成心形 ♠ 射流。下部分空泡则明显地形成了一种圆锥状溅射。在最后一帧 ( $70\mu s$ ) 中, 射流裹带空泡气体向界面运动直到速度为 0, 由于空泡膨胀射流失去后续水射流的填充, 继而在空泡内发生断裂形成小液滴。而下部空泡的膨胀也挤压使圆锥状射流合并和脱落。

这种情况下, 空泡膨胀时会推动水油界面移动和变形, 油体会对空泡壁面移动进行减速和推动空泡重心位置变动。在空泡收缩时, 界面同样使空泡壁面发生变形, 从而形成特殊的撞击溃灭结构, 这使空泡横向的撞击溃灭, 分裂成两部分, 其中靠近界面的一部分被射流击穿, 进而推动界面运动。

图3.13显示了水-硅油界面  $\gamma = 0.1$  情形下的相-速度-压力云图。这种情况下, 空泡和界面相互作用在本节中最强。该图第一帧仍是初始状态。第二帧 ( $10\mu s$ ) 中, 空泡辐射式膨胀, 但空泡膨胀使上壁面在更早期直接接触水油界面。空泡的膨胀明显受界面的约束, 从而空泡的下壁面运动速度快于与界面相接触的上壁面, 于是造成空泡近界面部分平均半径小于下半部分。这样就使空泡的速度零点的位置更靠上, 甚至超过空泡初始位置。在第三帧 ( $25\mu s$ ) 中, 空泡的速度零点明显上移到原界面位置之上, 此时空泡处于最大泡半径时刻, 远离界面的壁面仍在向外低速膨胀, 而近界面的上壁面已经开始收缩。此时对应图3.9中的明显转折。另外, 在界面-水体-空泡的交接处, 此时形成高速度区使后续空泡在此处发生特殊的形变。而因上下不均衡的膨胀, 使此时空泡下方的半径超过自由域的最大泡半径。

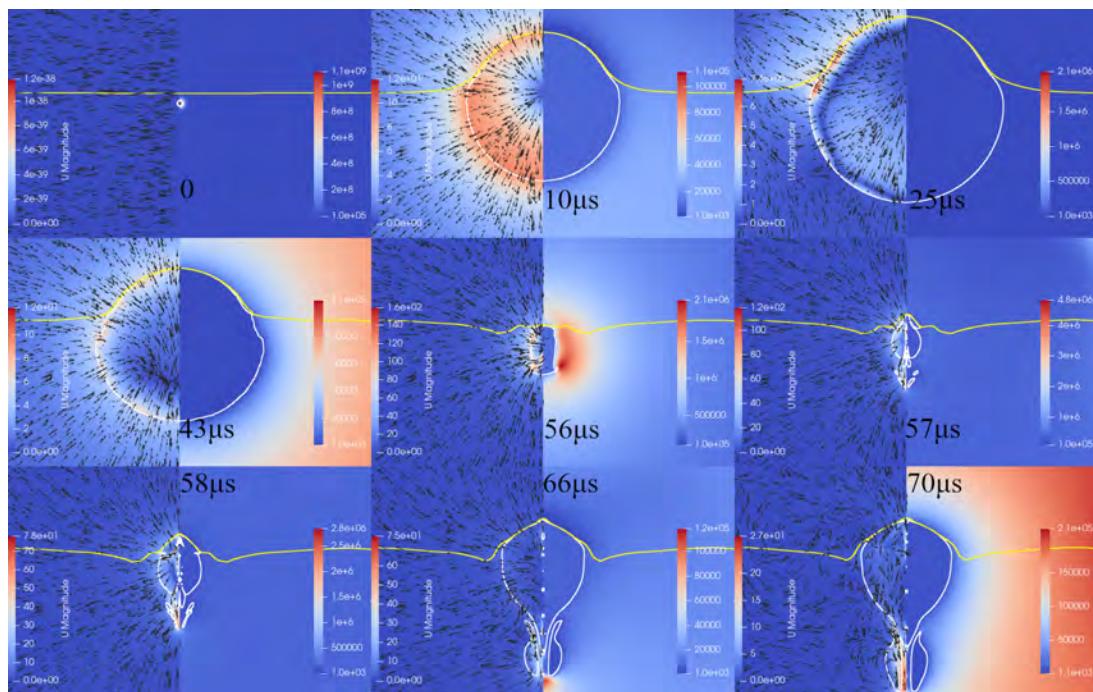


图 3.13 水-硅油界面  $\gamma = 0.1$  情形下的相-速度-压力云图

随后在收缩阶段的第二栏第一帧 ( $43\mu s$ ) 中, 空泡收缩时其速度零点, 或者速度终点在空泡的下半部分, 这是空泡上壁面的收缩早, 速度快导致的。而因为这个速度终点

的位置低于中间形成的突起部分，使得突起上下的壁面保持这种相位领先直到空泡溃灭。于是产生下一帧中 ( $56\ \mu s$ ) 空泡上下两个凹陷。而此时空泡的收缩使界面回弹到近初始位置，也对界面造成形变。值得注意的是，此帧中空泡的下半部分因形成凹陷结构，这种结构的收缩形成水体的撞击，从而形成辐射冲击波。这种冲击波又加速了空泡的溃灭过程。因形成了两个凹陷结构，在 ( $57\ \mu s$ ) 中，空泡的溃灭形成两处断裂，并分裂成上中下三个大部分。其中上、中两部分中间形成了一个锥形射流隔断，从而使上部分形成一个环形空泡。中间部分，则被自下而上的环形射流击穿，并向上突入环形空泡内部，推动界面变形。下部分，则因凹陷的撞击和下突起的运动，也被截断成两部分。一部分随圆锥射流进入中部分空泡内部，另一部分被射流裹带向远离界面的方向运动。

随着空泡的继续脉动，在 ( $58\ \mu s$ ) 也就是第三栏第一帧中，上中两部分合并成一个新的大空泡，直接接触界面并继续膨胀。而下部分由于分成了两部分，其进入上中部分组成大空泡内部的一部分因射流的断裂而与大空泡融合，并继续向外膨胀。另外被裹带原理界面运动的部分则逐渐结合在一起形成了新的空泡。于是如第二帧 ( $66\ \mu s$ ) 中，空泡重新组合成两个大空泡，其中的主体部分大空泡与壁面接触而继续膨胀，并且大空泡深入的到另一个小空泡的尾巴持续收缩。而另一个小空泡则膨胀，一边挤压大空泡得尾巴回归，一边挤压该尾巴断裂部分的向外加速逃逸。在最后一帧 ( $70\ \mu s$ ) 中，主体空泡开始收缩，另一个空泡被动变形。

在本例中，空泡初始位置极为靠近界面，导致其动力学受硅油影响较大。受到高粘度硅油的影响，空泡的膨胀和收缩均受到限制，从而形成特殊的溃灭形态，在横向壁面撞击后，空泡被割裂成几个有关系的个体。

在以上三种情况中，射流机制贯穿全程。空泡最后都发生了非球形溃灭，也就是被各种形式的射流击穿。除了在  $\gamma \leq 0.3$  中，其余均发生了射流射向界面，甚至撞击界面的现象。

图3.14中给出了，射流击穿空泡的时间和射流撞击界面的时间。考虑到空泡的膨胀和收缩使界面位置发生了变化，此处定义射流撞击时间为射流到达界面原位置的时间。从图中可以看到，在  $1\ \mu s$  的采样误差内， $\gamma \geq 0.7$  时的空泡的射流击穿时间几乎一致。在  $\gamma < 0.7$  时，其射流击穿时间是递增的。而射流撞击时间上， $\gamma \leq 0.3$  时没有发生常规的射流和射流撞击； $\gamma \geq 1.4$  时，空泡的射流没有达到界面就丧失速度，无法到达界面位置； $0.4 \leq \gamma \leq 1.4$  时空泡的射流的撞击时间大体是递增的。

从界面视角来看，空泡的脉动改变了其外形，产生了类似自由界面的突起等情况。考虑到水-油界面附近的空泡表现出不同于水气界面的特殊行为，此处重新定义射流深度和高度。以空泡主体部分第二次射流撞击界面为节点，在此之前，以界面为基准，空泡射流向油侧深入最远的距离为高度，向水侧深入最远的为深度（深度只计断裂式溃灭），形成图3.15。

从图中可以看到，在  $\gamma \geq 1.4$  时，射流没有到达界面，其高度值为负，但随着  $\gamma$  的变小，射流距离界面越来越近；而在  $\gamma = 1.4$  时，空泡的射流能够抵达界面；并且直到

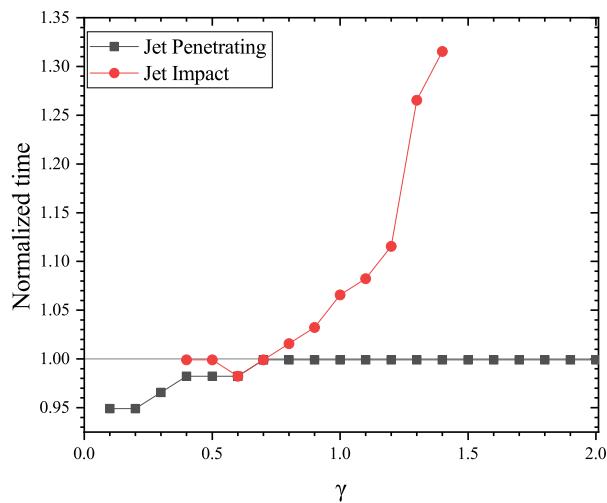


图 3.14 空泡距水-硅油界面相对距离不同情形下的射流击穿时间

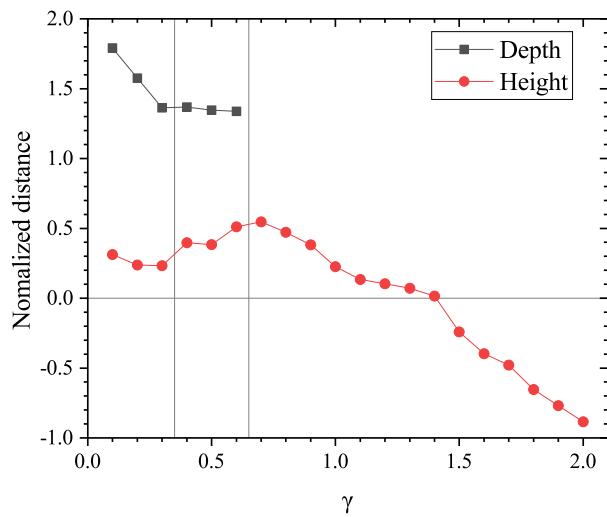


图 3.15 水-硅油界面相对距离不同情形下的射流深度/高度（双向）

$\gamma = 0.7$ , 射流的高度是随  $\gamma$  减小而越来越高的。在射流溃灭机制中, 距离壁面越近, 射流抵达的高度越高, 并且在  $\gamma = 0.7$  时达到最高; 而在断裂式溃灭中, 在 A. 断裂接触式 ( $\gamma \leq 0.3$ ) 中, 因没有形成射流机制, 以其溃灭后的界面最高位置替代, 距离界面越近, 形成的位置变化就越高, 而 B. 断裂射流式 ( $0.4 \leq \gamma \leq 0.6$ ) 中, 存在射流, 但射流头部与二次膨胀的空泡边界无法区分, 也以这个无法区分的头部位置为射流高度, 其一定程度上符合  $\gamma$  越大, 高度越大。至于两种断裂式空泡溃灭形成的射流深度, 可以认为  $\gamma$  越小, 深度越深。

综合来看当空泡在两种软物质界面附近的脉动时, 在大  $\gamma$  值的情况下,  $\zeta$  具有有效的预言功能。但在小  $\gamma$  值, 特别是  $\gamma \leq 0.3$  的情况下, 空泡的溃灭形式发生变化, 其预言功能失效。

空泡在水气和水油界面结果的不同主要来自密度和粘性的影响。高粘性和高密度都增加了空泡的能量耗散。同时受密度和可压缩性的影响, 形成的声波传导也能影响射流

的形成方式。在小  $\gamma$  值情况下，自由界面附近形成了爆破，硅油界面附近形成了加速度奇点，都形成了各自不同于其他情景且极为有趣的动力学过程。

### 3.3 单空泡在固体界面附近的脉动

激光空泡与固体界面的相互作用具有广泛的应用。在实际生产生活中，产生应用空泡的场景很多是在固体边界附近，并由此形成独特的动力学特征。在本节中，只简单的探讨有关激光空泡在固定金属壁面的脉动的简化仿真模型——无限大固定壁面附近不同相对间距下的空泡脉动。

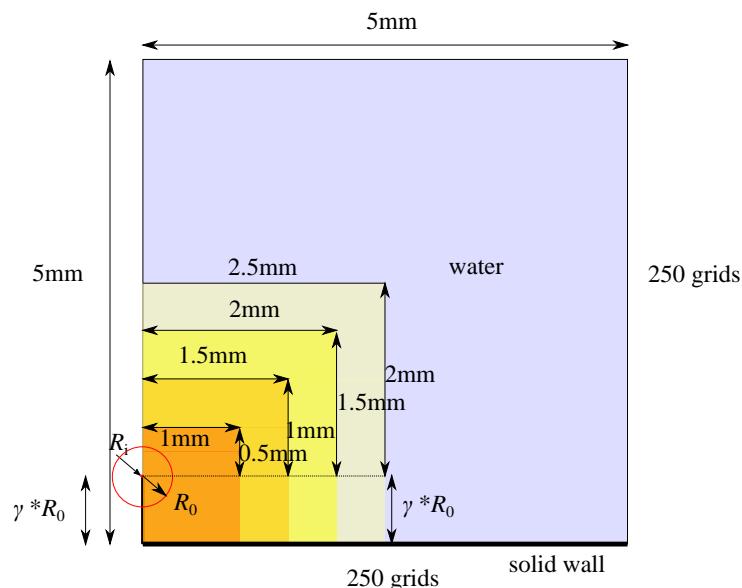


图 3.16 激光致空泡在固体界面附近的脉动计算域设置

图3.16显示了计算域的设置。对称轴仍使用对称边界，旋转面使用 wedge 边界，上边界和右边界都是“wavetransform”的无反射压力边界，和速度“pressureInletOutletVelocity”流入流出边界。而固体壁面则使用“ZeroGradient”为压力和相边界，以“noSlip”为速度边界。网格密度和细化以及初始空泡设置，与上文中水与软物质界面附近空泡的设置一致。

图3.17中给出了空泡与固体界面在不同相对距离  $\gamma$  处的体积等效半径对比图。可以看到，在受固体制约的环境中，空泡的半径并没有达到其在自由域内能达到的高度。同时  $\gamma$  越大，即受固壁面约束越小的情况下，空泡的体积等效半径曲线越接近在自由域中脉动。空泡在界面附近的  $\gamma \leq 0.2$  情况中，空泡的半径曲线相比  $\gamma > 0.2$  等情形最大值更大、跨度更长。该情况可以见图3.18，图中表示了一个近似随着  $\gamma$  增大，归一化溃灭时间减少的趋势。这种减少是以自由域中的空泡的溃灭时间 1 为终点的，这也与越远离壁面越接近自由域的现实情况相符。特别地，在  $0.3 \leq \gamma \leq 0.8$  区间内空泡的归一化溃灭时间有一个上升的趋势，这主要取决于空泡膨胀过程中与壁面接触后形成的粘滞作用。在空泡与壁面接触部分，边界粘滞层的存在对空泡的膨胀和收缩进行了一定地延

缓。下文中将结合空泡的相-速度-压力云图给出解释。

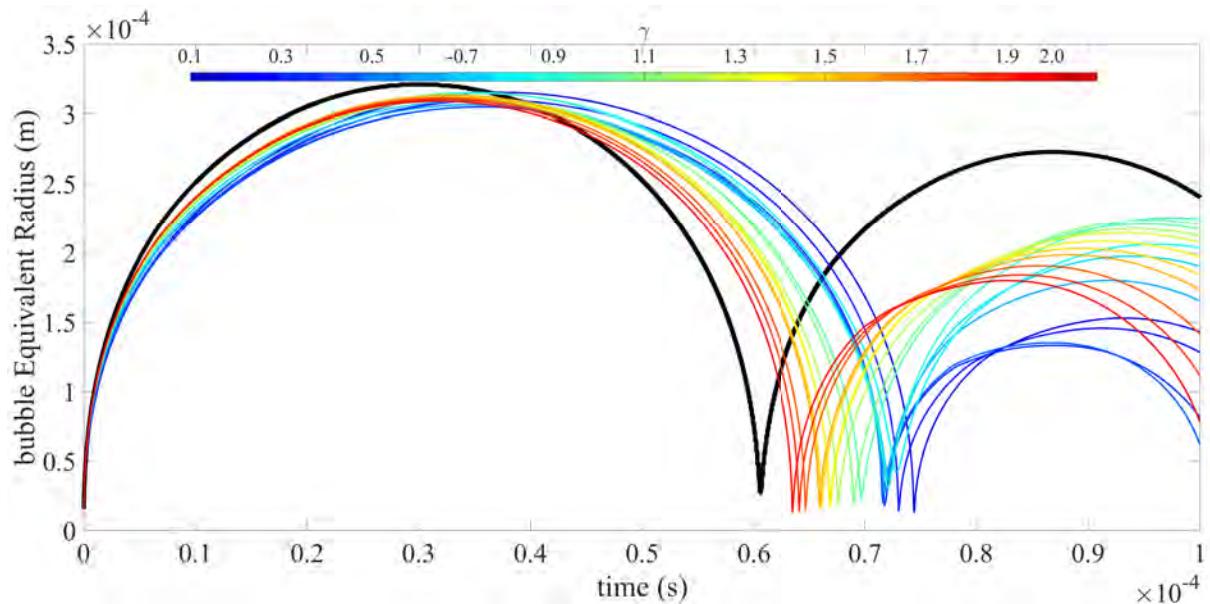


图 3.17 空泡距固体界面不同相对距离情形下泡半径的对比图

由图3.18中可以简单的将曲线分为三个阶段,  $A. \gamma \leq 0.2$  的长溃灭时间阶段,  $B. 0.3 \leq \gamma \leq 0.8$  的溃灭时间缓慢增长的阶段, 以及  $C. 0.9 \leq \gamma \leq 2.0$  的溃灭时间稳步下滑的阶段, 在  $A$  阶段, 过近的距离使空泡产生特殊的膨胀溃灭机制。空泡近似半球型的膨胀初期形状将显著的影响空泡的动力学特征。在  $B$  阶段, 因初始距离相对较在  $A$  阶段有明显的增大, 从而空泡在膨胀时虽然与壁面接触, 但也将受到壁面形成的推动作用。在这个阶段, 空泡与壁面接触的时长也随着  $\gamma$  增长而减小, 由此也表现出独立的空泡动力学特征。在  $C$  阶段, 空泡形成“常规的”射流动态, 也就是空泡膨胀和溃灭都没有接触壁面, 但泡外流场受壁面影响形成压力梯度, 从而是空泡形成射流。

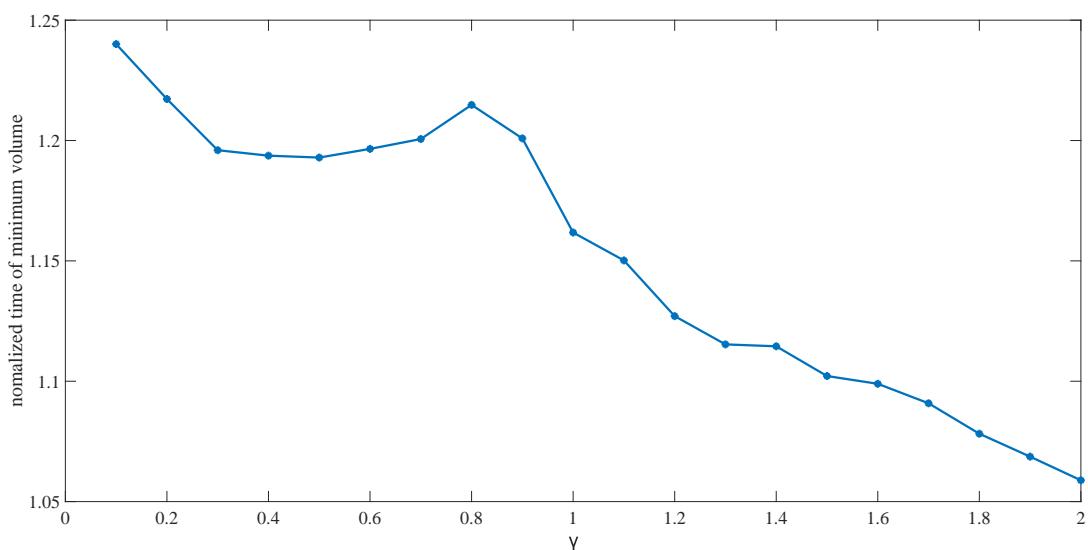


图 3.18 固体壁面附近空泡的归一化溃灭时间

根据空泡的脉动特征，以及射流特征，考虑上文三个阶段，将空泡在固壁面附近的脉动也分成三种模式：A. 针状射流式；B. 接触射流式；C. 常规射流式。下文将针对 A, B, C 三个模式，各自选取一个情形对该种模式进行更细致的解释。其中 A 模式，选取  $\gamma = 0.1$ ; B 模式，选取  $\gamma = 0.7$ ; 在 C 模式，选取  $\gamma = 2.0$ 。

图 3.19 显示了  $\gamma = 2.0$  时，空泡的相（白线表示空泡表面）-速度（右半部分图 + 箭头指示方向）-压力云图（左半部分）。从该图的第一栏可以看出，空泡在膨胀初期，如同自由域孤立单空泡一样各向同的膨胀，并逐渐释放泡内高压，在水的惯性驱动下使泡内压强降至水的饱和蒸汽压附近。在第三帧（ $18 \mu s$ ）中可以看到，空泡下部壁面附近的速度极低，这说明空泡推动水辐射发散在此处形成明显的阻滞。在下一帧（ $27 \mu s$ ）中，由于空泡通过推动水体运动释放压力，在远离固壁面的壁面附近形成更容易的压力释放，使空泡上壁面（北极）附近的相位更加提前，也就是在更早时间内到达最大泡位置，形成空泡下壁面仍在移动而上壁面已经停止的场景。

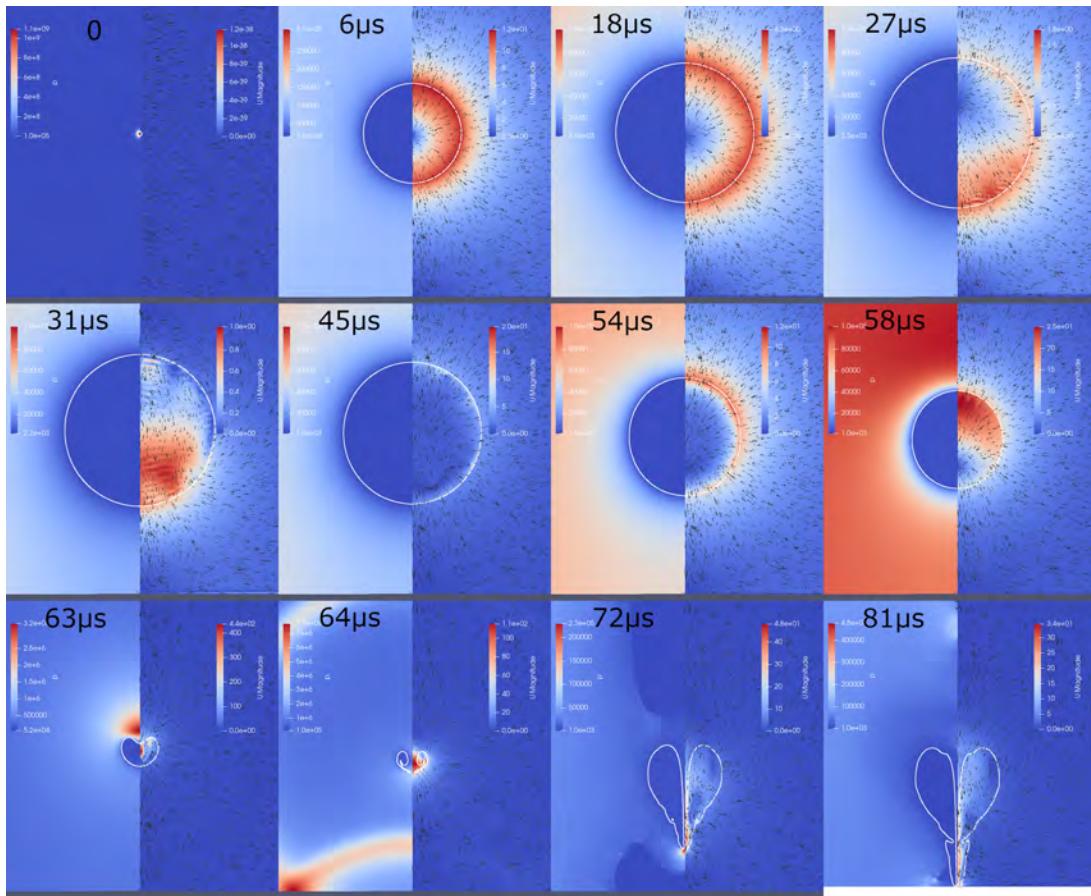


图 3.19 固体界面  $\gamma = 2.0$  情形下的相-速度-压力云图

在第二栏的第一帧（ $31 \mu s$ ）中，空泡膨胀到最大泡半径。此时，因上壁面逐渐完成从膨胀到收缩的转变，而下壁面得膨胀趋势逐渐减缓，形成速度矢量自上而下的趋势。可以看到，在空泡内部，速度指向为从上到下。而在空泡外部上半部，形成环流流向空泡上方。在空泡的下半部，速度指向壁面，并受壁面阻挡，而形成横向的外流。这时，空

泡虽然处于最大泡半径时期，但已经形成了溃灭射流的潜在成因。在第二帧 ( $45\ \mu s$ ) 中，空泡处于收缩状态。此时可见到空泡内部的下半部形成一个速度矢量的终点区域。这表明，空泡已经形成了不均匀的收缩。在下一帧 ( $54\ \mu s$ ) 中，空泡持续收缩，壁面速度继续提高，上壁面得速度已经高于下壁面。在第四帧 ( $58\ \mu s$ ) 中，已经形成了较大得压力梯度和速度梯度，空泡的外部的上半部分形成高压，而下半部分仍保持较低的压力。空泡内部的上半部分的速度继续提高，较下半部速度形成十倍以上的差别，空泡上壁面即将发生“平化”和射流现象。

在第三栏中，第一帧 ( $63\ \mu s$ ) 显示了空泡击穿前的流场。此时因空泡的持续收缩，水从上方持续的流向空泡上方，在空泡的上方形成一个高压区，这个高压区直接的驱动射流加速射向空泡下壁面。此时空泡内气体的流速达到  $440\ m/s$ 。在第二帧 ( $64\ \mu s$ ) 中，射流击穿空泡，空泡形成独特的花托状。在击穿过程中，因水体的碰撞造成巨大的能量释放，在碰撞时，向外辐射了一个冲击波。冲击波在水中传播和反射，形成一个声速压力波。在第三帧 ( $72\ \mu s$ ) 中，射流沿着对称轴方向继续前进。并在第四帧 ( $81\ \mu s$ ) 中，射流撞击到固壁面。而此时射流的速度已经衰减到  $30\ m/s$  的量级。

在这个情形中，空泡形成“常规的”射流。就是在射流形成过程中，自空泡的上壁面（北极）先发生“平化”，继而向空泡内凹陷，然后发展成尖端点射流，除端点外边界拓扑没有形成突变，在射流击穿空泡后，继续前进了一段距离。这种“常规的”射流，有时发生在溃灭后期，有时发生在空泡回弹阶段。

图3.20展示了  $\gamma = 0.7$  时，空泡的相（白线表示空泡表面）-速度（右半部分图 + 箭头指示方向）-压力云图（左半部分）。从第二帧 ( $9\ \mu s$ ) 中可以看到，空泡在膨胀初期就形成了膨胀的各向分化。在冲击波反射后，空泡下方形成低压区，而空泡的上方则形成相对高压。但同时因固壁面的限制，空泡的下半部分出现“平化”，以及粘滞效应和几何因素造成的低速度区，空泡的上半部分的膨胀速度远超下半部分。同时因为压力的释放，在空泡的初始位置区域产生低速度区。空泡下半部分的外流场形成平行于壁面的发散流。第三帧 ( $20\ \mu s$ ) 空泡继续膨胀。空泡的上半部分持续膨胀，内外压差降低并逐渐平滑，其速度逐渐下降。而空泡下半部分因固壁面的粘滞作用没有发生“平化”同时也没有直接面对壁面的区域，因空泡下方的压力继续在这个方向释放，其速度变化较小，使空泡的中间边界向下延展，从而空泡的形状向帽子型逐渐演化。第四帧 ( $31\ \mu s$ ) 中，空泡达到最大泡半径。速度图中的速度矢量起点表现为一条蓝色带。这说明当前帧空泡外部的水惯性的外流，但空泡内部已经形成自上而下的速度趋势，此时异方向的速度值差别不大，均在  $1\ m/s$  左右。但可以看到，空泡下壁面向外延展部分仍处于较高速度，空泡下部仍保持膨胀状态。这是底部仍存在压差空间、壁面粘滞和惯性共同作用得结果。第五帧 ( $45\ \mu s$ ) 中，空泡下方（南极）的延展部分彻底“平化”，这是上一帧相对高速运动的结果。但同时，除这个仍作为速度矢量的终点方向延展接驳处外，在内外压差的驱动下全流场形成指向空泡的速度，空泡内部也形成自上而下的速度趋势，并在空泡下半部分转而指向这个接驳处。这个接驳处作为速度终点和加速度会使空泡在收缩

时形成特殊的结构。

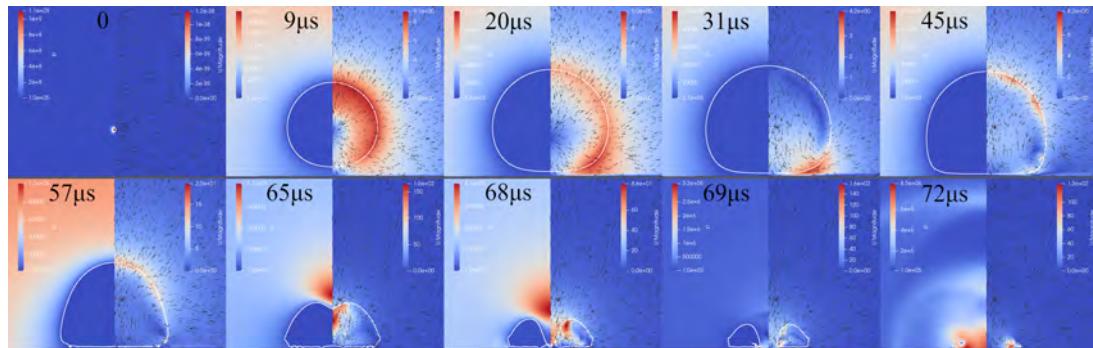


图 3.20 固体界面  $\gamma = 0.7$  情形下的相-速度-压力云图

在第二栏第一帧 ( $57\mu s$ ) 中, 因全流场运动的推动, 空泡持续收缩。因空泡上壁面(北极)附近形成了更高的压力梯度, 空泡上壁面得速度逐渐开始提高。并且因空泡内部气体也同时向壁面运动, 空泡底部与壁面贴合得更加紧密。这也使空泡下壁面与固壁面的接合部分成为全流场的速度终点。同样地, 可以看到上文中的接驳处形成特殊的蘑菇伞盖状边缘结构。这种结构的底部是受固壁面的粘滞导致的收缩缓慢, 以及当地作为空泡内部的速度出口影响而形成的。在下一帧中 ( $65\mu s$ ), 空泡上壁面(北极)附近因水的汇集而产生约 4bar 的高压, 这个高压将驱动水射流的产生并射向空泡内部以及壁面。空泡内部也因水的持续汇集而形成高速的指向壁面的速度。值得注意的是, 此时所谓的蘑菇状结构仍然存在, 并将继续存在到溃灭。在第三帧 ( $68\mu s$ ) 中, 射流在外界 4.1bar 的压力驱动下, 撞击到空泡的下壁面和固壁面。而蘑菇状特殊结构仍然存在, 但有所收缩。下一个微秒 ( $69\mu s$ ), 因射流撞击壁面产生了 Blake Splash<sup>[111,234]</sup> (巴拉克喷溅)。在最后一帧 ( $72\mu s$ ) 中, 空泡因喷溅和微射流而分裂, 当分裂后的每一部分单独溃灭时, 都向外辐射了冲击波, 并加强了隔壁空泡的溃灭, 在空泡下壁面形成多轮冲击波辐射。

在本例的这种情况下, 空泡膨胀并与壁面发生贴合和黏连, 导致空泡与壁面的接触面在水平方向上的膨胀时间较长, 收缩速度较慢, 形成特殊的溃灭结构。射流在击穿空泡下表面的同时也到达壁面。在这种情况下,  $\gamma$  越大, 接触面相对越小, 但共同有类似的动力学过程。

图3.21展示了  $\gamma = 0.1$  时, 空泡的相 (白线表示空泡表面) -速度 (右半部分图 + 箭头指示方向) -压力云图 (左半部分), 这也是空泡与固壁面相互作用中最为特殊的一种情况。在首栏第一帧显示了空泡的初始位置, 这时空泡几乎贴近固壁面。于是在第二帧 ( $1\mu s$ ) 中空泡形成了半球外型, 空泡的下表面贴合固壁面表面。边缘接驳处贴合位置尚未完全移动到空泡固壁面处, 形成了水膜层, 也形成上文中特殊的蘑菇型结构。可以注意到, 此时的速度在  $Y > \gamma \times R_0$  以上位置是呈扇形散射的。而在  $Y < \gamma \times R_0$  的区域形成了一个平行与壁面的流动。空泡初始位置以下接近接驳处的空泡表面具有相对最高的速度。这是由于空泡初始能量通过点源释放时, 近固壁面方向受阻挡, 物质在接驳处方向集中释放。于是在下一帧 ( $20\mu s$ ) 中此处的空泡界面追赶上其他方向的位置, 空泡

形成半球型。但同时因固壁面的粘滞作用，这个接驳点仍然存在。空泡壁面此时仍受惯性驱动而继续向外膨胀。而速度的集中释放位置也因固壁面粘滞的限制而上移到远离壁面的位置。在第四帧 ( $36\mu\text{s}$ ) 中，空泡到达其最大泡半径位置。此时空泡内外的速度都极小，将在下一时刻因外部高压的驱动而形成向内的速度。值得注意的是，接驳处相比前一帧具有更加垂直的趋势。第五帧 ( $55\mu\text{s}$ ) 显示了空泡收缩时的一个状态，靠近壁面的水平流推动空泡的下部垂直的移动，而空泡的上部则受扇形汇聚的水流推动，形成扁帽式收缩。于是在水平流和扇形流的相交位置产生一种下部内嵌进上部的连接结构，有时这种结构也称为扭结结构。这种结构的早期产生为产生后续现象确定最关键的因素。

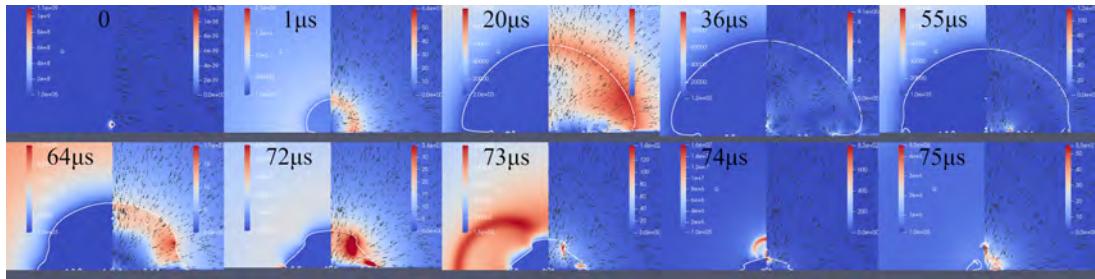


图 3.21 固体界面  $\gamma = 0.1$  情形下的相-速度-压力云图

第二栏中显示了空泡溃灭的一个图像序列。第一帧 ( $64\mu\text{s}$ ) 中，近壁面的水平流持续推进壁面向对称轴运动。但壁面的粘滞作用使空泡贴在壁面部分移动很少，使靠近底部的部分对水平流推动的反应不明显。水平流的推动以及其被粘滞层挤压向上的移动和辐射流的推动，使内嵌结构处产生速度叠加，进而形成高速点。这种速度的叠加在嵌入结构处持续演化，在第二帧 ( $72\mu\text{s}$ ) 中，其局部速度达到  $30\text{ m/s}$ ，较上一帧几乎翻倍。在本帧中，空泡壁面在水平流的推动和壁面粘滞的作用下，在空泡下部形成较大的倾斜度，同时在上方向下压迫的辐射流也对这个现象有贡献。另外值得注意的一点是，在空泡与壁面连接的地方，因此处存在连续的几个水滴。在这几个水滴接触到泡外水体后，立刻成为泡外水体的一部分，使空泡下边缘再次产生上文中特殊的蘑菇伞盖结构。此处蘑菇结构是下一帧 ( $73\mu\text{s}$ ) 中表现出的冲击波的主要原因。而在此帧中，流域内的水持续向低压区域移动，内嵌结构处的收缩速度已经达到  $140\text{ m/s}$ ，与其他部位的  $40\text{ m/s}$  产生较大的差距。随后在下一帧 ( $74\mu\text{s}$ ) 中，内嵌结构收缩撞击产生一个冲击波，这个冲击波在传播衰减后仍达到了  $160\text{ bar}$  以上。而内嵌结构以上的空泡上部随结构的撞击而脱离空泡本体，形成一个微气泡。内嵌式结构撞击后，形成一个高速的朝向上下两个方向的射流，但因为上部本就是水体环境，只表现为局部高压，而在空泡内则形成一个针状射流，其速度可以达到近  $1000\text{ m/s}$ ，在图中表现为衰减后的  $830\text{ m/s}$ 。Fabian 和 C-D, Ohl 实验发现并解释了该现象<sup>[235]</sup>，如图 3.22 所显示的。在图 3.21 最后一帧中，射向空泡的射流击穿空泡撞击壁面，其后沿着壁面方向延展，并辐射了一个冲击波（传播出视野）。而被嵌入式结构截断的微气泡在向上方向的射流推动下继续向上运动并发生再膨胀等过程。

在这种情况下，空泡形成一个半球型，空泡溃灭时不是简单的形成一个自上而下的

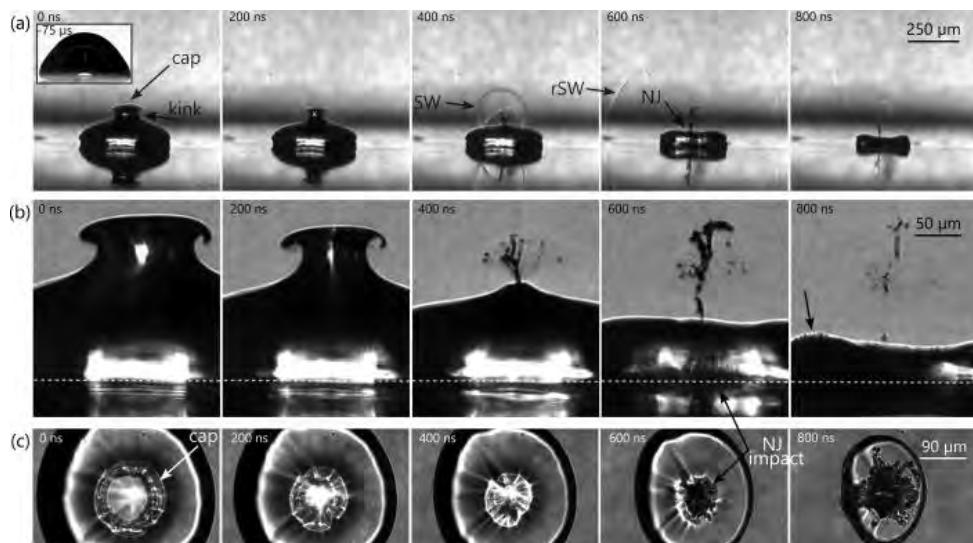


图 3.22 实验发现的内嵌式结构和针状射流<sup>[235]</sup>。

射流，而是形成特殊的内嵌式结构，这个结构在左右方向上持续收缩，最后相互撞击产生高压并形成向下的超高速射流。在这之前，空泡一直没有形成射流初始状态的“平化”和内凹。

空泡在距离壁面不同  $\gamma$  时表现出不同动力学特征。当  $0.9 \leq \gamma \leq 2$ (本文中所做情形的上限) 时，射流在击穿空泡后射向壁面，且空泡在射流击穿前其下半部分保持较好的球性。当  $\gamma = \{0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8\}$  时，空泡粘着在壁面上，并形成特殊的空泡结构。射流在形成后指向壁面，并促使射流击穿空泡的同时也接触壁面，从而形成巴拉克喷溅。 $\gamma = \{0.1, 0.2\}$  时，空泡形成一种嵌入式结构，这种嵌入式结构在收缩时碰撞并随之形成高速针样射流。这与实验结果3.23<sup>[235]</sup> 的结果一致。

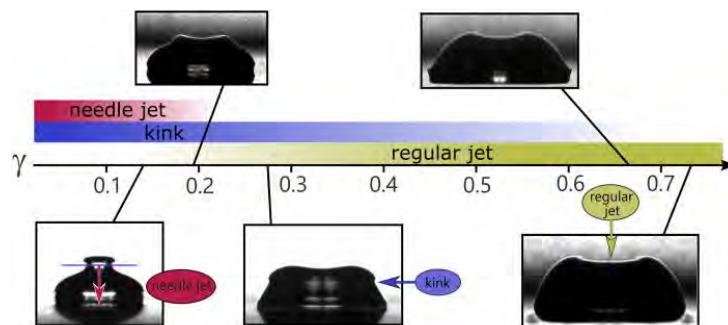


图 3.23 Fabian 和 CD, Ohl 实验发现的内嵌式结构和射流的分野<sup>[235]</sup>。

在以上三种情况中，产生了不同情况的射流。图3.24显示了空泡距固体界面不同相对距离情形时射流击穿空泡的归一化时间和射流到达固体壁面的归一化时间。在相对距离较大 ( $\gamma > 1.7$ ) 时，射流击穿的归一化时间接近 1.0，也就是射流击穿时间和自由单空泡的溃灭时间接近。可以理解成，在这种情况下空泡的射流击穿是在空泡的溃灭末期形成的，即空泡溃灭和空泡射流几乎同时。可以认为， $\gamma$  越大这种同时性会越来越好。这与2.4.3中使用  $\zeta$  预言的结果一致。在  $\gamma > 0.7$  时，空泡击穿的时间是随  $\gamma$  增长而递减的，

即越脱离壁面的影响，空泡的击穿时间越接近自由空泡，而空泡到达壁面的时间是递增的，这与空泡离壁面位置越远到达壁面的时间越长的逻辑是一致的。 $0.3 \leq \gamma \leq 0.8$  范围内，空泡的膨胀贴近壁面，使射流击穿空泡自身和到达壁面的时间几乎一致。而  $\gamma \leq 0.2$  时，空泡表现出半球型膨胀和收缩，其空泡的体积等效半径与其他空泡类似，但半球型会形成较大的上下空泡面距离，空泡收缩末期形成的针状射流，时间较晚但速度较快。

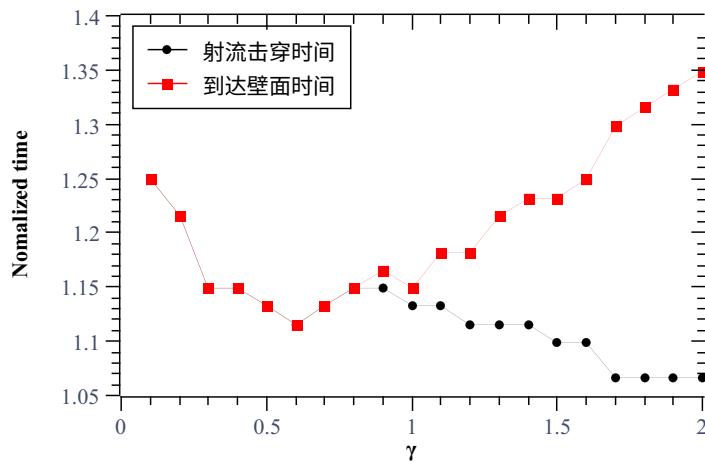


图 3.24 空泡距固体界面不同相对距离情形下的射流击穿时间和射流到达固体壁面的时间

### 3.4 本章总结

本章主要探讨了基于可压缩多相流模型的空泡在水-气、水-油、水-固界面附近的脉动情况。针对空泡距离三种界面不同位置进行了空泡动力学分析和射流模式的分析。在水气界面形成三种不同的相互作用机制：爆破型、皇冠射流型、突起型。在水油界面则分成了断裂式溃灭和射流式溃灭。其中的断裂式溃灭又可以细分为断裂接触式和断裂射流式。在水固界面也因三种空泡的脉动形式而形成多种射流机制：常规射流溃灭，和针状射流溃灭。常规射流又可以细分为空泡接触壁面的接触射流式和不接触壁面的常规射流式两种机制。

本章对空泡动力学和形态学进行了详细的解释，并分析了针对空泡与界面的距离对空泡与界面相互作用的规律性现象。当空泡距离界面较远时，开尔文冲量理论具有极好的解释效果；在距离逐渐降低到一倍泡半径以下时，其解释作用因空泡接触界面的逐渐失效，在空泡距离界面不到 0.3 倍空泡半径的情况下，油边界和固体边界使流域内产生粘滞层，形成相似的横向收缩现象，而自由界面则使空泡发生向自由气体域的爆破现象。本模型也可应用于计算更多种不同界面形状和不同物性的空泡脉动。

## 4 激光致自由域内同相线性三空泡的动力学

空泡在非人工控制地情况下一般以群或云的形式产生。在这个空泡群中，相邻空泡常常存在着同相位的关系。在以往的研究中，学界更加关注两个空泡的相互作用，但很明显地两个空泡间只存在一对相互作用关系，其对更多空泡情况下存在多组空泡间相互作用无法解释。本章中提出了一种产生同相三空泡的方法，并用这个方法实现了同相位、等大小的线性排列的三空泡在自由域中的脉动。这个三空泡系统中，中间空泡明显的受到来自边缘两个空泡的两组相互作用，对揭示多组泡间相互作用对空泡的影响，以及更多空泡情况下的空泡阵列和空泡云的机理具有较高意义。

### 4.1 单帧瞬态曝光照相系统和多激光空泡的实现

本章中用于研究激光致对称线性排布的三个同相空泡的实验装置如图 4.1 所示。为了产生空泡，采用了脉冲激光 (Nd: YAG; 波长: 1064 nm; 脉宽: 10 ns) 击穿水诱导产生空泡。单脉冲激光能量从 100 mJ 到 1 J，激光器能量浮动  $\pm 5\%$ 。分波片把激光分成两部分：一部分用于监测能量；另一部分被三点分波片 (DOE, Diffractive Optical Element; Holo/Or TS-245-I-Y-A) 分成同一平面内等角的三束光束。三个反射镜将三束光反射到一个用于聚焦并获得规则空泡的消球差透镜 ( $f = 30 \text{ mm}$ ) 的中心。如此，可以在焦平面处获得的三个竖直排列的光束焦点，他们同时还处在三个反射镜的反射点和透镜中心决定的平面中。在焦点处，水箱 (熔融石英材质,  $50 \times 50 \times 50 \text{ mm}^3$ ) 中的去离子水被击穿，并产生等离子体，其后演化成空泡。实验中，不但可以通过遮掩特定的光束来获得单个或者两个空泡，还可以通过改变反射后的激光的入射角度和镜片间的距离来获得不同的焦点间距离，见 2.2。

为了对空泡脉动的过程进行成像，使用了单帧工业相机 (Imi, imc7017g) 和短脉宽 (Nd: YAG, 波长: 1064 nm; 脉宽: 2.5 ns) 照明激光。照明激光经过 KTP 晶体倍频获得 532 nm 的照明光。照明光经过衰减并扩束，携带空泡信息在 CCD 上成像。探测光与激发光和空泡三者相互垂直的排列。延迟信号发生器 (Stanford Research Systems Inc., DG535) 用来触发照明光和 CCD 相机。通过光电二极管能够获得激光击穿形成的等离子体闪光和照明光的时间延迟，以此控制 CCD 收集空泡信息的具体时间，见 2.1。

在实验中，空泡的最大半径通过在空泡阵列实验前的用相同激光能量的孤立球形单空泡实验获得<sup>[18,125]</sup>。记录单空泡的脉动和溃灭时间，实验结果符合 Keller-Miksis 模型，溃灭时间波动  $\pm 5\%$ 。理想的最大空泡半径  $R_0$  通过溃灭时间的中值而获得<sup>[224]</sup>。而通过阴影面积获得的空泡半径  $R_0 = \frac{\sqrt{\max(\text{Area})}}{\pi}$ 。两者相比较，差别十分微小，因而可以忽略。空泡的初始距离  $D_0$  通过 0 ~ 100 ns 的早期帧频获得，此时等离子体正在复合并转化成蒸汽<sup>[30]</sup>。

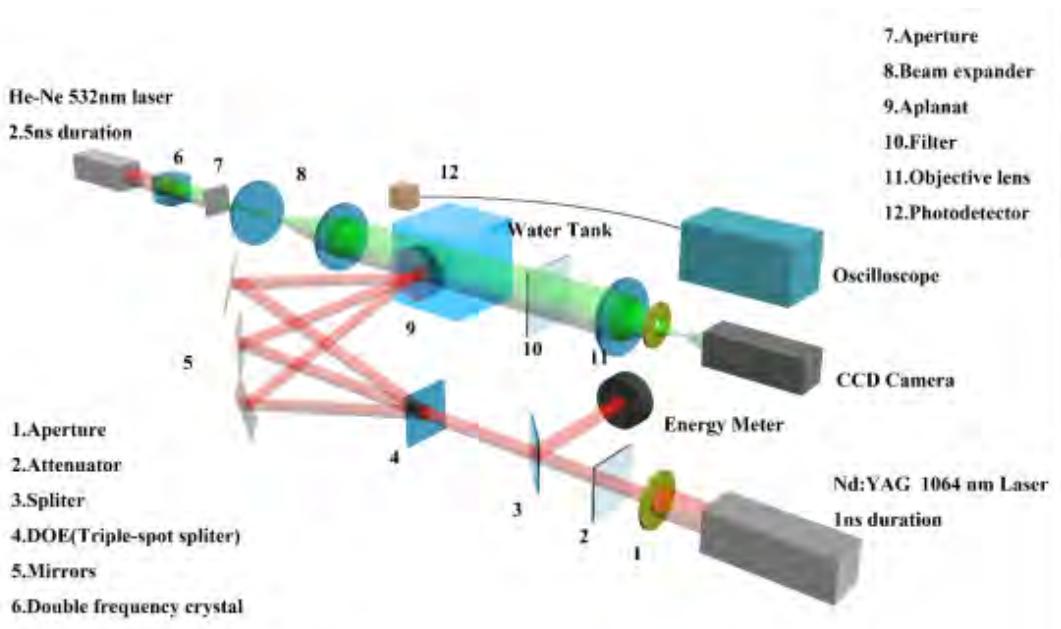


图 4.1 多空泡单帧瞬态曝光阴影法照相的实验设置

空泡在某个时间的半径  $R$ , 可通过阴影面积  $\text{Area} = \pi R^2$  计算得到。在孤立的单空泡脉动过程中, 获得最大空泡半径  $R_0$ , 初始距离  $D_0$  是两对相邻击穿点距离的平均值, 如图 4.2 所示。为了规范化, 定义了无量纲常数  $\gamma_{b-b}$  如下:

$$\gamma_{b-b} = \frac{D_0}{2R_0}, \quad (4.1)$$

其他在动力过程中的重要参数  $A$ ,  $B$  如图 4.2 所示, 根据其二维图案, 定义  $A$  是半主轴长度,  $B$  是半次轴长度。因为空泡间的相互作用, 空泡在脉动过程中逐渐失去球状特征, 形成不规则的外形。把空泡的最小外接矩形的近水平轴定义为主轴, 将边缘泡图形重心到到外水平轴的距离定义为  $B_{\text{outer}}$ , 边缘泡图形重心到到内水平轴的距离定义为  $B_{\text{inner}}$ 。两个对称的外围空泡的结果平均后得到一组  $A$ ,  $B_{\text{outer}}$ ,  $B_{\text{inner}}$ , 中间空泡的  $B$  是重心到外接矩形的上下边缘的距离平均值。

为了理解整个过程中的空泡变形, 引入了一个归一化的参数  $C$ , 圆度, 定义如下:

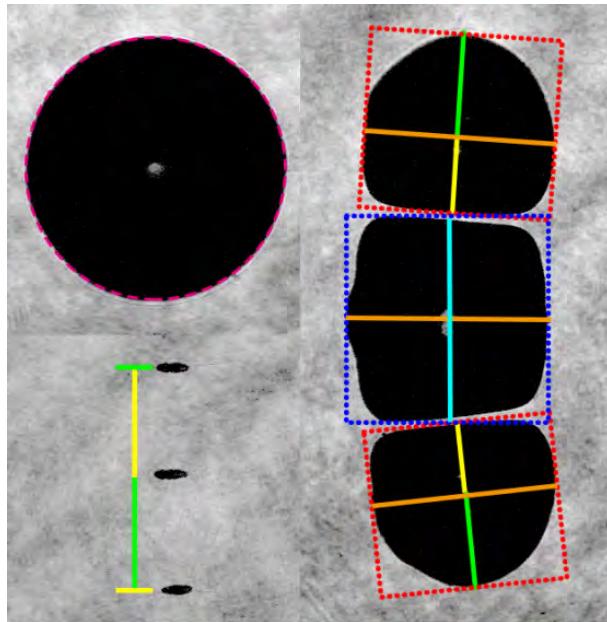
$$C = \frac{\text{等面积圆的周长}}{\text{空泡的周长}} = \frac{2\sqrt{\pi \times \text{Area}}}{P_b},$$

$\text{Area}$  代表了阴影图中的空泡面积,  $2\sqrt{\pi \times \text{Area}}$  是与图中空泡具有相同面积的圆所具有的周长,  $P_b$  为空泡周长为。圆的圆度为  $C = 1$ , 空泡发生形变后, 形状离圆越远, 其值越小。

为了追踪空泡的相对位置变化定义一个无量纲数  $\tilde{D}$ :

$$\tilde{D} = \frac{D}{D_0},$$

$D$  是空泡重心的实时距离,  $D_0$  是图 4.2 中显示的初始中心和边缘空泡之间的距离。



**图 4.2** 空泡设置及参数定义示意图。左上角的一帧显示了孤立单空泡情景下的最大泡半径状态：红色虚线表示空泡的外接圆，阴影面积可以用来计算空泡半径，同时此半径也用 Keller-Miksis 模型中的 Rayleigh 时间做了验证。左下帧显示了一例 ( $\gamma_{b-b} = 0.45$ ) 初始击穿状态的照片。激光自右侧入射。图中黄色和绿色线段的平均长度表示了空泡的初始距离,  $D_0$ 。右边图像展示了  $\gamma_{b-b} = 0.8$  时的一幅代表帧，激光自右侧入射。红色虚线是边缘泡的最小外接矩形，蓝色虚线则代表了中心泡的最小外接矩形，绿色线段是定义的 *B-verge-outer*，而黄色则是 *B-verge-inner*，淡蓝色是中心泡的次轴 *B-center*，橙色线段代表了不同位置空泡的主轴，即  $2A$ 。空泡间距  $D$  则未在图中标注，其是通过图中  $A$ ,  $B$  线段的焦点间的距离获得

实验研究了五组  $\gamma_{b-b}$  值 ( $\gamma_{b-b} = 0.45 = 1.35 \text{ mm}/(2 \times 1.5 \text{ mm})$ ,  $\gamma_{b-b} = 0.80 = 2.40 \text{ mm}/(2 \times 1.5 \text{ mm})$ ,  $\gamma_{b-b} = 1.0 = 3.0 \text{ mm}/(2 \times 1.5 \text{ mm})$ ,  $\gamma_{b-b} = 1.47 = 2.94 \text{ mm}/(2 \times 1 \text{ mm})$ ,  $\gamma_{b-b} = 1.93 = 3.85 \text{ mm}/(2 \times 1 \text{ mm})$ )。这些情景分别代表了理想且不发生相互作用状况下，相邻的两个空泡的图案相互覆盖、相互挤压、相互接触、距离较近和距离较远五种情形。整个过程中每  $5 \mu\text{s}$  时间间隔采集不少于 20 次，以此来追踪给定条件下的多空泡动力学。

## 4.2 三空泡阵列的形变及溃灭

由于空泡间距较近，流体力学规律占据主导作用，其对应的情况较为复杂，仅利用实验方法不能准确的获得空泡阵列与流场更详细的信息，因而将在后文中给出基于 OpenFOAM 的模拟计算结果及讨论。这里简单地将泡间相互作用考虑成空泡的声辐射对其他空泡的影响，这种简化常用于多空泡和空泡群的研究中<sup>[103,168,236]</sup>。在本研究中占据主导作用的参数是相邻空泡的无量纲距离  $\gamma_{b-b}$ ，定义如公式4.1所示。在  $\gamma_{b-b} = 1.93$ 、1.47、1.0、0.80、0.45 五个典型不同相对距离的条件下，三个线性对称排布的同相空泡通过阴影法得到的空泡动力学时序照片分别如图4.3、4.5、4.7、4.9、4.11所示。

五个不同  $\gamma_{b-b}$  情形下，相邻空泡间孤立膨胀情况下的几何关系可以针对性的总结如下：

①大  $\gamma_{b-b}$ ，如图4.3 所示， $\gamma_{b-b} = 1.93$ 。此时孤立自由膨胀到最大半径的空泡几何距离相邻的空泡几何较远。空泡中心的间距大约是直径的两倍，空泡边缘距离彼此最近两倍空泡最大半径。此时空泡间存在着本节中五种情况最弱的相互作用。

②大  $\gamma_{b-b}$ ，如图4.5 所示， $\gamma_{b-b} = 1.47$ 。此时孤立自由膨胀到最大半径的空泡几何距离相邻的空泡几何较近。空泡中心的间距大约为 1.5 倍的空泡最大直径，空泡边缘距离彼此最近大约是一个最大半径。此时空泡间存在着本节中五种情况次弱的相互作用。

③中等  $\gamma_{b-b}$ ，如图4.7 所示， $\gamma_{b-b} = 1.0$ 。此时孤立自由膨胀到最大半径的空泡几何与相邻空泡几何相互接触，空泡中心间距为一倍空泡总最大直径。此情形有本研究五种情况中中间强度的相互作用。

④小  $\gamma_{b-b}$ ，如图4.9 所示， $\gamma_{b-b} = 0.80$ 。此时孤立自由膨胀到最大半径的空泡几何相互挤压，也就是在达到最大泡半径之前就相互接触，但边界没有超过对方的中心。此情景有本研究中次强的相互作用。

⑤小  $\gamma_{b-b}$ ，如图4.11 所示， $\gamma_{b-b} = 0.45$ 。此时孤立自由膨胀到最大半径的空泡几何相互覆盖，即空泡中心距离非常近，空泡几何的边界越过对方的中心位置。这种情形有本实验中最强的相互作用，在膨胀早期便形成相互挤压的作用。

在本章的图4.3 -4.12 中， $t$  是时间， $T_0$  是自由域中单空泡的第一脉动周期时长，而  $T = t/T_0$  则是归一化时间。通常，自由域中孤立的空泡在  $T < 0.5$  膨胀，并在  $T = 0.5$  附近时达到最大泡半径，随后收缩，并在  $T = 1$  时溃灭。

图4.3 和 4.4 显示了情形①， $\gamma_{b-b} = 1.93$  时的结果。在图 4.3 中，第一帧是空泡的初始阶段。此情况下，初始距离较远，泡间的相互作用较弱。根据时间序列图，泡的形变主要受初始形状的影响。在膨胀期，如上栏 2、3、4 帧阴影图的面积，中间泡的略小于边缘泡。这意味着中间泡的相位略延迟，边缘泡先于中间泡达到最大泡半径。

此处相位看做空泡所处运动状态在一个运动周期内的相对位置，

$$\varphi = \pi \left( \frac{t_{\text{exact}}}{T_{\text{oscillation}}} \right),$$

空泡在  $\varphi = \pi$  时溃灭， $\varphi = \pi/2$  时为最大泡半径<sup>[18]</sup>。运动周期变长，意味着到达某个相位的时间延后，某个时间对应的相位更前。此处就采用相位延迟指一个周期性运动的周期变得更长。

在收缩时，边缘泡的相位也先于中间泡，比中间泡更早的完成脉动过程。同时辐射的压力波和张力波造成的相互作用效果也逐渐显现。如下栏第一帧所示，空泡被拉长，边缘泡的外缘产生平化现象，其收缩速度较内缘快。如下栏第二帧所示，边缘泡产生指向中间泡的射流，中间泡仍保持较大的。在下栏第三帧中，边缘泡溃灭并产生冲击波，但中间泡仍然生存并继续收缩，在第四帧后溃灭。同时因为射流的原因边缘泡再次膨胀的位置向中间移动。

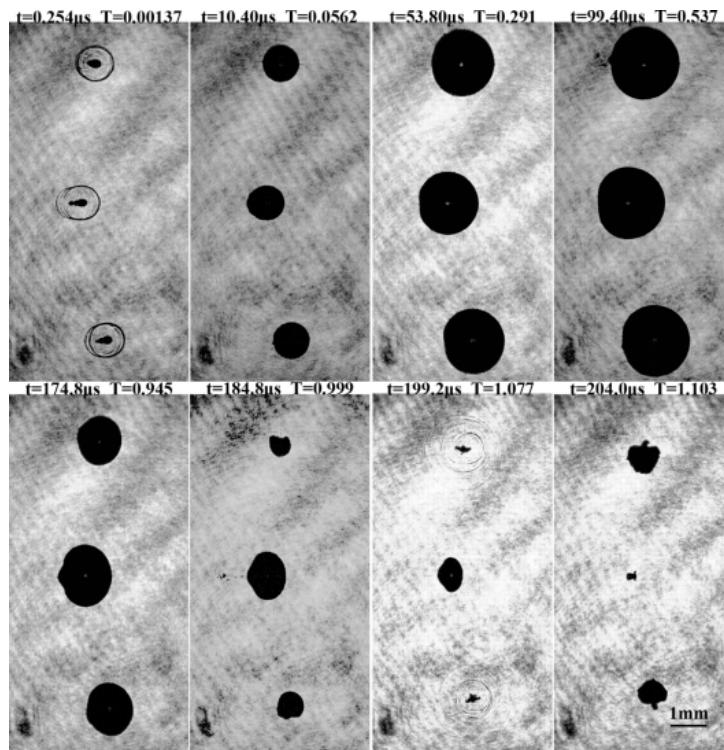


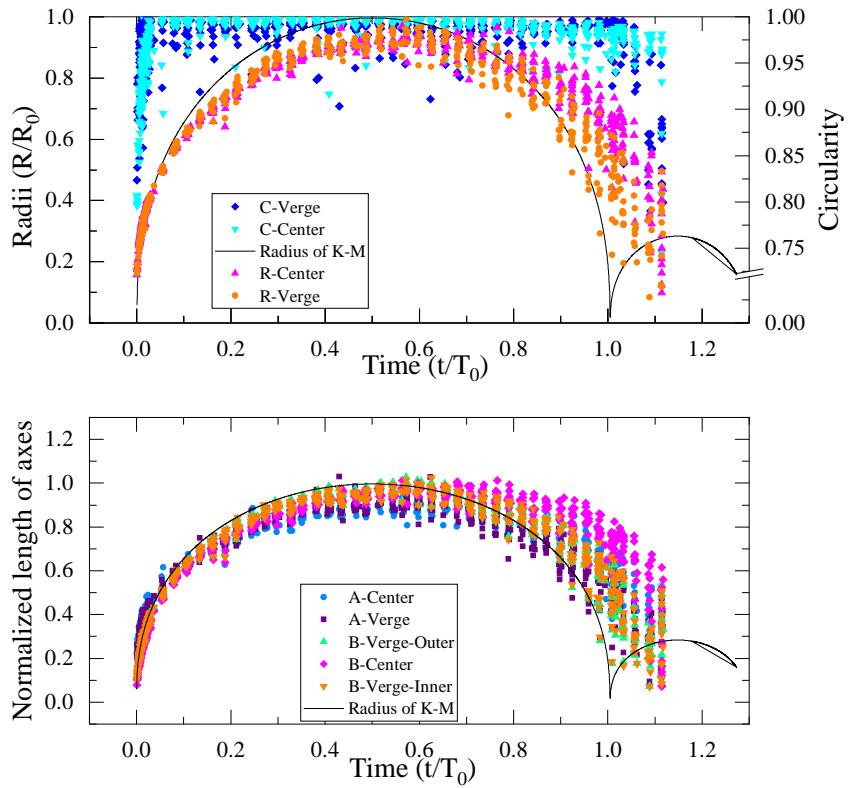
图 4.3 大  $\gamma_{b-b}$  ( $\gamma_{b-b} = 1.93$ )，最弱相互作用，激光自右侧入射

图 4.4 是空泡归一化的半径  $R$  和各轴 ( $A, B$ ) 以及圆度  $C$  随时间变化的曲线图。半径  $R$  的分布相对 Keller-Miksis 曲线更扁更宽，这意味着空泡的脉动受到抑制。在泡的相互作用过程中，泡能部分转化为单空泡势能而减小，使泡不能到达其原最大半径  $R_0$ ，并使其相位推迟。因为中间泡同时受到两边泡的影响，而两边泡因隔绝作用<sup>[135,136,142]</sup>，只受中间泡的影响，所以中间泡受到的抑制更加明显，使其最大泡半径小于边缘空泡的最大半径，相位推迟更多。此处因为泡能有限，相位推迟还伴随着最大泡半径值的减小。

在膨胀期  $A, B$  轴差别不大。但在两种位置的泡都进入收缩期后，因为空泡辐射负压会对其他泡产生拉伸作用，主要作用在  $B$  轴上，使  $B$  轴变长。中间泡的被拉伸最明显，其  $A, B$  轴都较边缘泡长。同时因为边缘泡产生凹陷形变，基于最小外接矩形的  $B_{inner}$  和  $B_{outer}$  不能准确描述其形变。从圆度  $C$  图上看到边缘泡在收缩末期，即  $T > 1.05$  处，圆度  $C$  变小，而中间泡则在  $T = 0.8$  后因为拉伸而失去圆度  $C$ ，逐渐开始变形。

总之，在  $\gamma_{b-b} = 1.93$  时，空泡阵列中的空泡与单空泡脉动较为类似，但稍有相位延迟，最大泡半径也略小，且在溃灭前会产生较大形变。

图 4.5 和 4.6 是情形②， $\gamma_{b-b} = 1.47$  的结果。整体结果与  $\gamma_{b-b} = 1.93$  时类似，但因为泡间的间距更小些导致相互作用略强，使一些效果更加明显，比如相位延迟更加明显。但初始阶段影响甚微，如第二帧，且因相互作用导致的相位抑制也与  $\gamma_{b-b} = 1.93$  时类似。对比图 4.3 和 4.5 下栏的三四两帧， $\gamma_{b-b} = 1.47$  时的两种泡溃灭时间都更晚，中间和边缘的时间差更大。因双重抑制产生的中间泡相位落后更加明显，如产生拉伸的

图 4.4  $\gamma_{b-b} = 1.93$  时的轴参数曲线图

时间，以及产生射流溃灭的  $T$  更晚。

从 4.6R 图中也可看出  $\gamma_{b-b} = 1.47$  时的  $R$  更宽，更窄的回弹在  $T > 1.1$  处，而  $\gamma_{b-b} = 1.93$  时的在  $T \approx 1.1$  处。 $\gamma_{b-b} = 1.47$  时  $R$  能达到的最大值也略小于  $\gamma_{b-b} = 1.93$  时，且达到时间也较晚，这是抑制造成的  $R$  曲线相位延迟。中间泡和边缘泡  $R$  的差异也有所扩大。

从 4.6 轴参数图中能看到， $B_{\text{verge}}$ ,  $A_{\text{verge}}$  与  $R$  基本上同步地到达最大半径后收缩与最小半径后回弹。中间泡的  $A$  和  $B$  在膨胀阶段与  $R$  同步而小于边缘泡的  $A$ 、 $B$ 。与边缘泡的轴相比  $A_{\text{center}}$  更扁且更宽。 $B_{\text{center}}$  在  $T = 0.65$  处与其他轴曲线分离并保持持续高位直到  $T = 1$  后逐渐减小，即  $\gamma_{b-b} = 1.47$  时的中间泡在竖直方向上拉长直到溃灭，相比  $\gamma_{b-b} = 1.93$  时变形更加明显。边缘泡因为射流的原因其  $C$  在溃灭后期  $T = 1.0$  迅速变小，其恢复期因为多泡干扰而不稳定过程也保持较小的  $C$ ，而中间泡因为其被拉长导致  $C$  在  $T = 0.65$  处开始缓慢下降，并在溃灭阶段急剧减小。相比  $\gamma_{b-b} = 1.93$ ， $\gamma_{b-b} = 1.47$  情形整体变形更加明显，变形时间  $T$  也提前了。

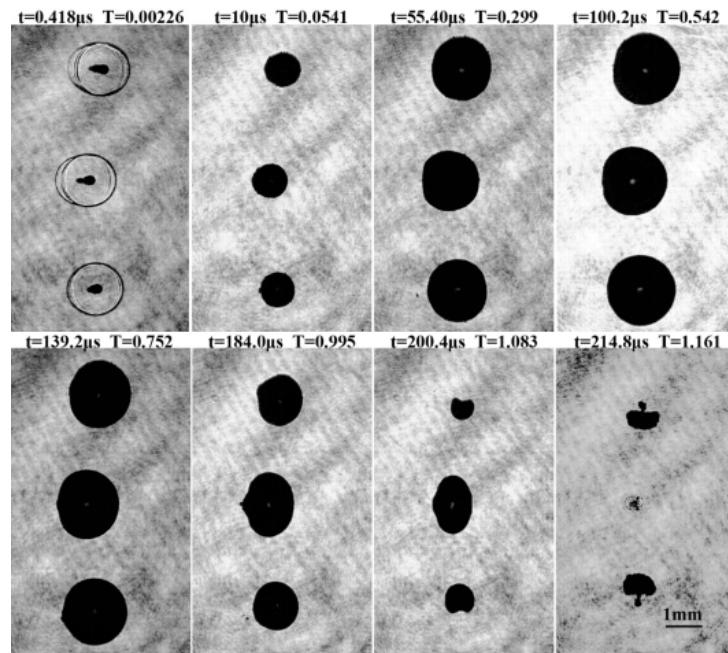


图 4.5 大  $\gamma_{b-b}$  ( $\gamma_{b-b} = 1.47$ )，次弱相互作用，激光自右侧入射

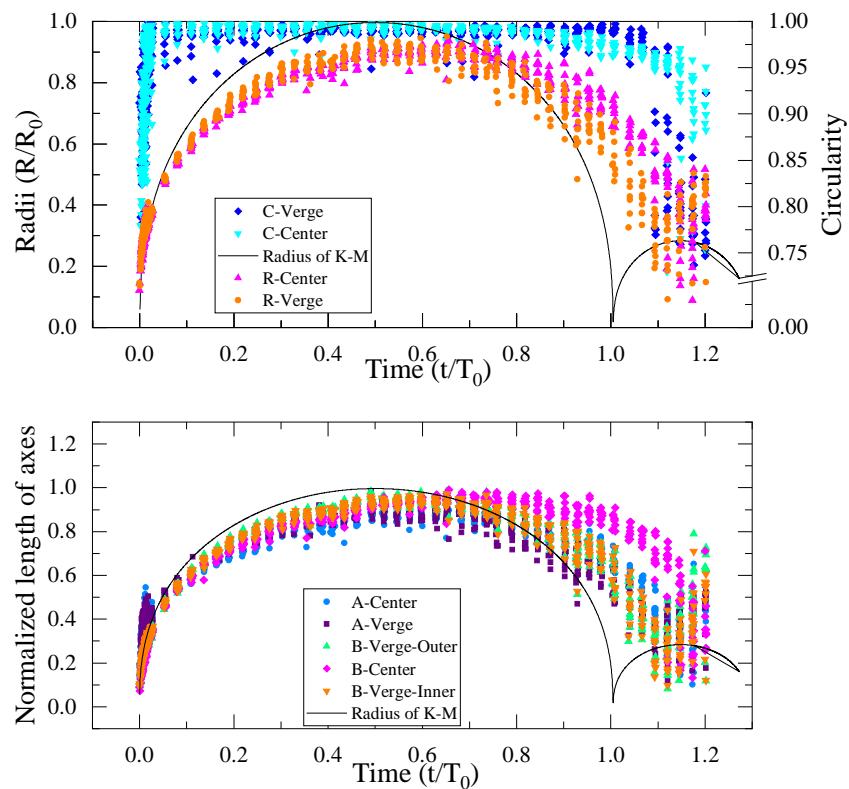


图 4.6  $\gamma_{b-b} = 1.47$  的轴参数曲线图

图4.7 和 4.8 是情形③，即  $\gamma_{b-b} = 1.0$  时的情景。由于空泡间距更近，相互作用更加明显。如第三帧所示，中间泡的膨胀受到抑制。边缘泡内边缘产生平化并形成因形状变化导致的重心偏移。第四帧所示，边缘泡到达最大泡半径附近，但中间泡的相位落后

较大，未到达最大。两组泡都产生明显的形变，相对面平化更加严重，边缘泡的重心向内移动。第五帧所示，中间泡达到最大泡半径附近时，边缘泡开始收缩。在第四到第五帧之间，三泡并没有形成接触，中间的水层较厚，约为  $(0.3 - 0.4) \times R_0$ 。边缘泡收缩，形成对中间泡的拉伸，如第六帧所示。同时边缘泡的内 ( $B_{inner}$ ) 和外 ( $B_{outer}$ ) 两次轴的泡外压梯度不同，在外边界形成向内的射流。空泡间相互作用持续影响，泡间相位差逐渐积累（此处指相位差扩大）。中间泡在垂直方向上持续增长，而水平方向收缩与边缘泡大概同步。如第六七帧所示。最后边缘泡被射流击穿，随后溃灭并回弹，而中间泡在水平方向上溃灭并回弹，如第八帧所示。这两个溃灭时间较  $\gamma_{b-b} = 1.47$  时更晚。

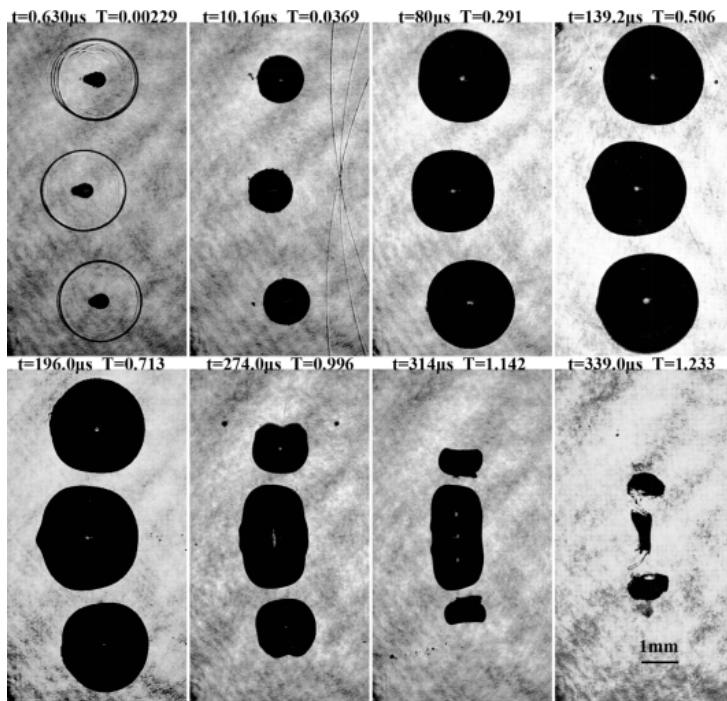
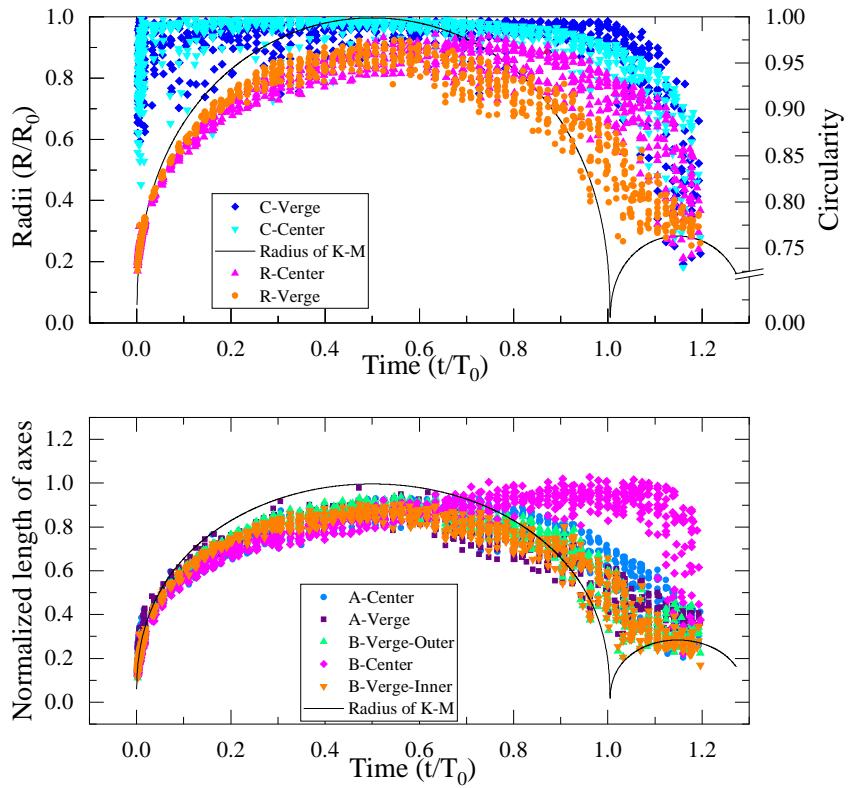


图 4.7 中等  $\gamma_{b-b}$  ( $\gamma_{b-b} = 1.0$ )，中等相互作用，激光自右侧入射

图4.8显示了归一化后的半径轴和圆度相对时间的变化。表示击中的点分布的更加分散，并且随着 T 的增大而变得更加宽。空泡膨胀初期跟随 Keller-Miksis 模型，在膨胀的压力波开始影响彼此后，膨胀因为内外压差减小而减缓。 $R$  的曲线不再是关于  $T = T_x$  (在 Keller-Miksis 模型中， $T_x=0.5$ ) 的对称曲线，变化更加平缓，跨度更加大。内外泡能达到的最大泡半径与 Keller-Miksis 模型的差距相比  $\gamma_{b-b} = 1.47$  时变得更大。边缘泡在  $T = 0.5$  到达其  $R$  最大，而中间泡则在  $T = 0.6$  前后到达最大。中间泡达到并保持较大  $R$  的时间显著变长，边缘泡达到并保持较大  $R$  的时间也有一定的延长。这是收缩形成的张力波的相互影响导致的。

整体上边缘泡轴的变化与  $R$  类似，这也与  $C$  较高结果一致，其圆性较好。中间泡膨胀阶段的  $A$ 、 $B$  小于边缘泡的  $A$ 、 $B$ 。中间泡在其到达最大泡半径的  $T = 0.6$  处开始有较明显的变化。因没有产生黏连且受舒张波的影响较大， $A$  轴的减缓速度减慢，其高度高于边缘泡的两个轴。其  $B$  轴持续近线性增长至  $T = 1.1$ ，然后由于溃灭的发生而产

图 4.8  $\gamma_{b-b} = 1.0$  时的轴参数曲线图

生骤降。相比与  $\gamma_{b-b} = 1.47$  时，这个骤降的转折发生的更快且相位更晚。 $B_{\text{verge-outer}}$  大于  $B_{\text{verge-inner}}$  表示边缘泡的重心向阵列中心移动，从而使更靠近阵列中心的部分横向更宽。（ $B_{\text{verge-outer}}$  和  $B_{\text{verge-inner}}$  的差一定程度上体现了形变造成的重心移动。）A、B 轴表现的中间泡的这种形变体现在 C 上表现为自  $T = 0.6$  开始逐渐平滑的变小，并在溃灭时达到最小。

图 4.9 和 4.10 显示了情形④，即  $\gamma_{b-b} = 0.8$  时的结果。从上栏的第二帧看到，空泡的初期演化空泡仍然形成较好的球形。但空泡在受到其他空泡形成的压力波影响后，开始出现相位的不同。在第三帧中，边缘泡明显大于中间泡。这是上文所述的抑制的作用。中间泡和边缘泡形成较明显的相位差。同时因为膨胀受到抑制，相接触部分产生平化，并对相邻空泡产生一定的推动。在第四帧中，边缘泡开始收缩变小，在静水压和拉力与泡内压的共同作用下，使中间泡达到最大并保持较长时间。因为这种相互拉伸，空泡的间距实际上是减小了。在下栏中，中间泡开始收缩，但因为同时受到来自边缘泡的拉伸，而形成独特的柱状结构。其相对面发生平化，而从水平对称轴亦即中间位置开始收缩。在下栏第二帧中，泡间形成明显的水膜，边缘泡因为射流带动并向内塌陷，中间泡在水平对称轴方向的收缩更加明显。边缘泡与中间泡相对面受到中间泡的拉伸，越靠近竖直对称轴，越靠近相对位置，相位就越慢。从而在外部形成向内的射流。下栏第三帧中，边缘泡的射流击穿边缘泡，并射入中间泡，而中间泡继续收缩，形成显著的束腰形状，后期将由此位置破裂，并形成水锤压向外辐射冲击波。下栏第四帧中，边缘泡完

全溃灭，残余气体与中间泡的残余气体混合在一起。中间泡的中间位置相位更前，形成二次膨胀，但因为不稳定，中间泡实际上解体形成复杂的气体残余状态。该情形形成射流和溃灭的时间分别都大于  $\gamma_{b-b} = 1.0$  时的。在  $\gamma_{b-b}$  足够小的情况下，空泡在脉动过程中可能出现自中心向外蔓延的黏连，但是仍能看到明显的边缘分界缺口，如本例中第七帧所示。在这种情况下，在图像处理时，连接两个缺口最接近的两点，并将连线视为空泡的分界线，而不考虑三维情况下射流对  $R$  的影响。

图 4.10 显示了归一化后的半径、轴和圆度相对时间的变化。从半径图中可以看到， $R$  的曲线失去对称性。在到达最大值以后其变化变缓，并且保持在相对高位上。膨胀初期与 Keller-Miksis 模型曲线差别不大，随着另一个空泡辐射的压力波到达空泡，其膨胀逐渐受到抑制。因中间泡受双重作用，其抑制更大，导致其相位更落后。膨胀时，中间泡的等效半径小于边缘泡的，但在收缩时又大于边缘泡。边缘泡等效半径在  $T = 0.5$  后很短的时间内到达最大，随后缓慢下降。中间泡的等效半径在  $T = 0.8$  附近到达最大。比边缘泡更慢的下降。中间泡和边缘泡的收缩都对对方的收缩造成抑制。 $R$  与 Keller-Miksis 的差变得更大了。

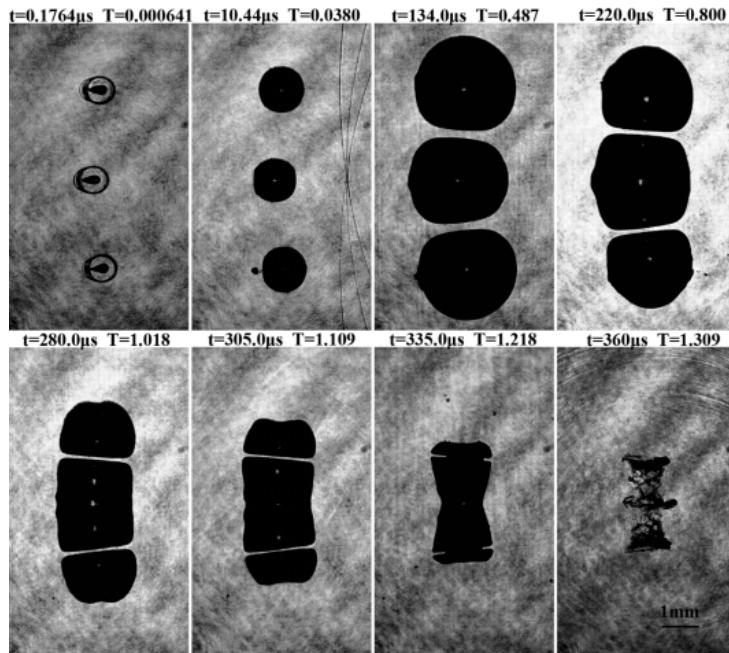


图 4.9 小  $\gamma_{b-b}$  ( $\gamma_{b-b} = 0.80$ )，次强相互作用，激光自右侧入射

从在  $\gamma_{b-b} = 1.0$  时的图 4.8 的轴参数图中中间泡的  $B$  轴在溃灭末期有一个剧烈收缩的过程，但在  $\gamma_{b-b} = 0.8$  时的图 4.10 中，中间泡的  $B$  轴则只有增长和稳定两个阶段，稳定阶段向右延展至空泡破碎。这是因为空泡被拉成柱状后，其收缩主要体现在中间处形成的束腰式收缩，较多的体现在形变上。在束腰处断裂后，残余的中间泡最小外接矩形发生的变化很小。边缘泡的内  $B$  轴受到的影响更大，所以相较外  $B$  轴更小。内外  $B$  轴的差相比  $\gamma_{b-b} = 1.0$  时变大，表明形变造成的重心移动更加明显了。中间泡和边缘泡的相对面和连接处拉力达到平衡，其  $A$  轴收缩具有一定的同步性。且因为收缩

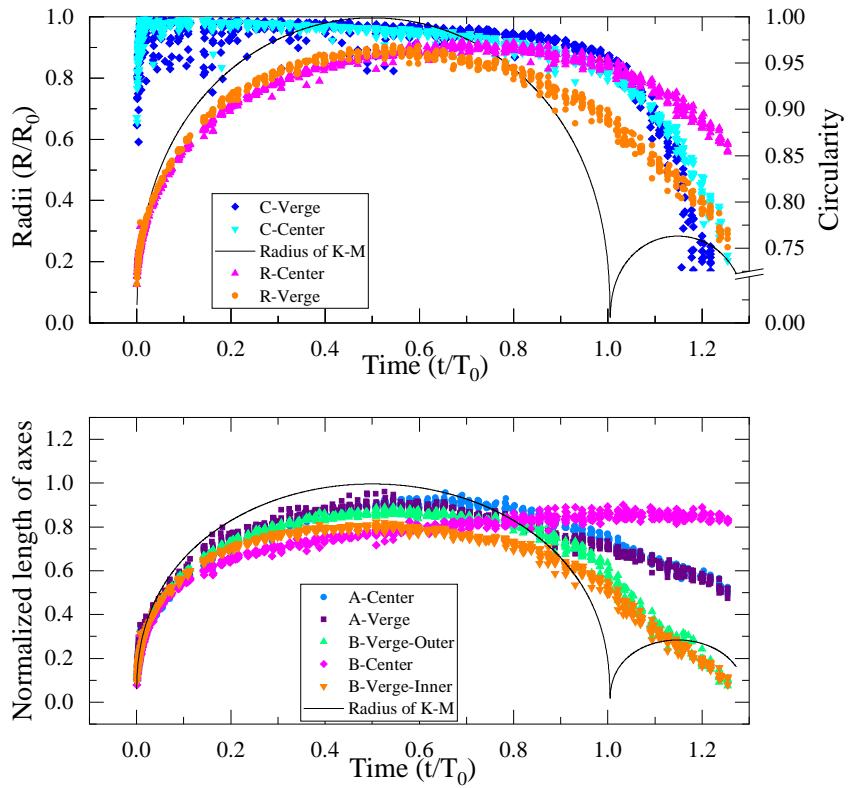


图 4.10  $\gamma_{b-b} = 0.80$  时的轴参数曲线图

没有发生在横向最宽处， $A$  能保持一个较高的值而缓慢下降。

$\gamma_{b-b} = 1.0$  时的  $C$  在  $T = 0.6$  时开始缓慢下降，但  $\gamma_{b-b} = 0.8$  时的  $C$  因为受到相互挤压，在  $T = 0.2$  处就开始形成缓慢下降。 $C$  在膨胀期仍保持较高的值。同时因为中间泡受到的挤压较为明显， $C_{center}$  也较小。开始收缩后，边缘空泡形状因为射流而变得扁平，中间泡形成束腰状收缩，他们的  $C$  逐渐变小，并随着逐渐收缩而剧烈减小，此时因为边缘泡的剧烈变形而导致  $C_{verge}$  更小。

图 4.11, 4.12 显示了情形⑤ ( $\gamma_{b-b} = 0.45$ ) 的结果。上栏第二和第三帧显示了空泡膨胀初期的情景。空泡在彼此相对面发生平化，而其他部位则如常膨胀。这种平化使这些空泡的彼此相对面几乎平行。越靠近竖直对称轴的部位，这种平化发生的越早。而相对面的平行长度在空泡达到最大泡半径之前，随时间增加而增加。在上栏的第四帧，中间泡因两边泡的挤压逐渐形成一个圆柱形。而泡与泡之间的水膜则一直存在。因为相互运动导致的压力差增大使接触处继续膨胀。边缘泡演化成开口碗形状，中间泡的两边也形成双曲线式开口。中间泡的中部因为压力释放而开始收缩。挤压造成了各个部分的运动不同步，不能同时达到最大，空泡在垂直方向上的部分，相位更加提前。在下栏的第二帧中在竖直对称轴上下泡形成向内的射流。并仍能观察到泡间分界。同时能观察到射流尾迹，此尾迹未见报道及研究，但在实验中多见。因为接触处的相位较迟，所以收缩形状呈十字收缩。中间泡受到的其他两个泡的作用，使中间泡的非接触部分的相位较边

缘泡的非接触部分相位较早。所以十字收缩主要体现在纵向上。最后一张可以观察到空泡最终在垂直方向上贯穿溃灭并向外辐射冲击波，最后成碟状残余。根据辐射声波的同心性，可以猜测空泡在中心位置最先发生射流的撞击。在膨胀状态可以看到中间泡一直小于边缘泡，但在收缩时能保持相对较大尺寸。同时三个泡的生存时长基本一致并大于  $\gamma_{b-b} = 0.8$  时。

图 4.12 显示了边缘泡和中间泡的半径  $R$ 、长短轴  $A$ 、 $B$  以及圆度  $C$  关于归一化时间的变化。 $R$  在空泡早期仍然遵守单空泡 Keller-Miksis 模型膨胀。但在空泡与空泡膨胀的压力场相互影响后，泡内压高于泡外压，压力波使泡外压升高，从而使压强差变小， $R$  的膨胀受到抑制。 $R$  的非对称性更加明显。在膨胀时中间泡同时受到两边泡的压力，导致泡外压变化相较边缘泡更大，压强差更小，受到的抑制更大。而边缘泡因中间泡的隔离作用，只受到中间泡的压力场影响，受到抑制更小。边缘泡先于中间泡到达最大，但晚于孤立单空泡第一脉动周期的最大泡半径时间。该情形中最终到达的  $R$ ，边缘与中间差别不明显，小于 Keller-Miksis 和  $\gamma_{b-b} = 0.8$  时，膨胀时  $R$  的变化比  $\gamma_{b-b} = 0.8$  时更加平缓更低。进入收缩阶段后，泡内压小于泡外压。此时空泡对其他空泡形成一个指向自身的拉力，而使其他空泡内外压差变小，使空泡脉动再次受到抑制。但由于空泡阵列同时进行的纵向收缩，边缘泡和中边泡的  $R$  相差不大。整体上，因为中间泡受更强地抑制，其周期更长，其相位更晚。

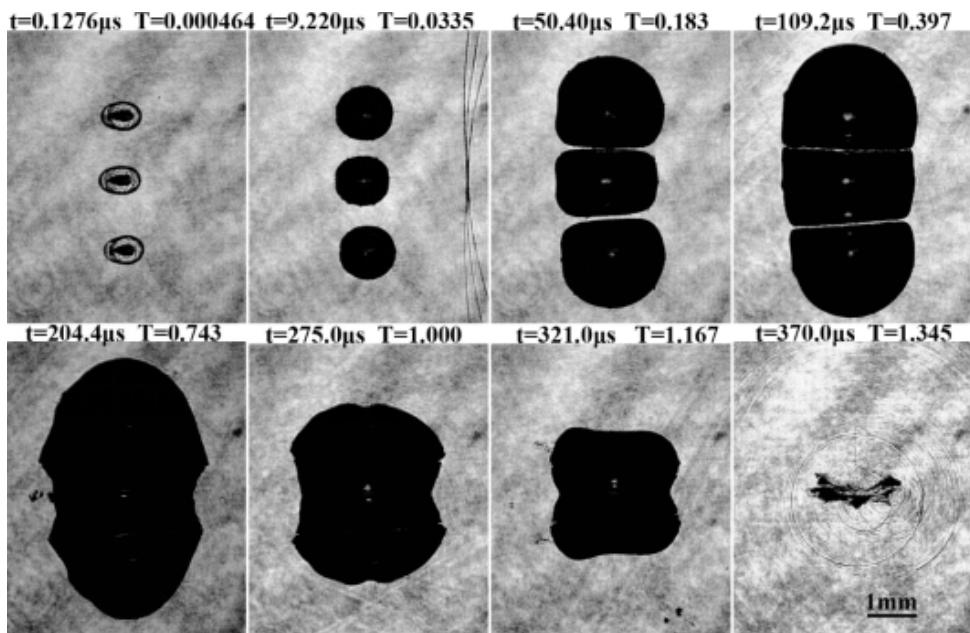
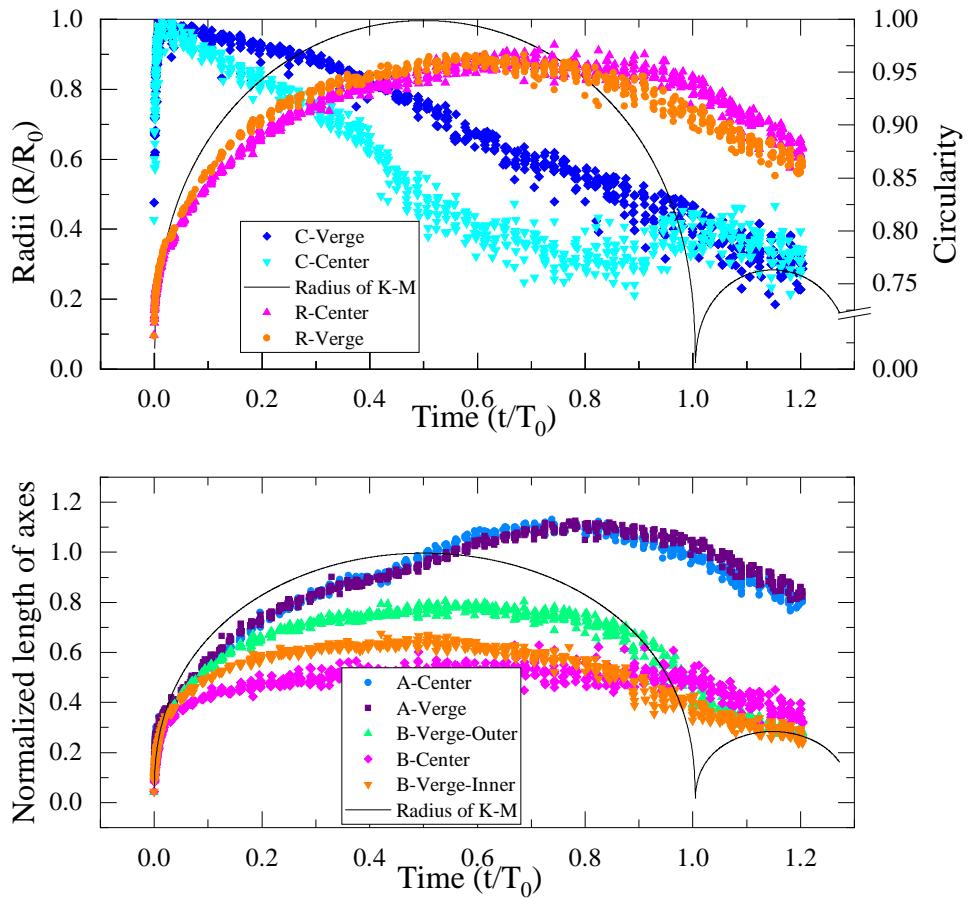


图 4.11 小  $\gamma_{b-b}$  ( $\gamma_{b-b} = 0.45$ )，强相互作用，激光自右侧入射

在轴参数图上，可以更清楚地看到这种抑制效应。在空泡初生阶段，空泡极速膨胀，在归一化长度到达约 0.3 后，增长明显减缓。 $B$  其后稳定在最大值附近，到达最大后慢速的衰减。因为  $B_{inner}$  轴代表空泡直接相对的面距该空泡重心的距离，所以  $B_{inner}$  轴受到的抑制更加严重。

在  $B_{verge-inner}$  与  $B_{center}$  相加等于  $0.9 = 2 \times \gamma_{b-b}$  时孤立膨胀的空泡边缘应该相互

图 4.12  $\gamma_{b-b} = 0.45$  时的轴参数曲线图

接触，而实际上如上栏所示，会存在一层水膜。 $B$  轴继续增长伴随着空泡相对位置的移动。泡间的相互作用形成一种推动效果，使边缘泡远离中间泡。

如上文提到的，中间泡受到两个压力场的共同作用，而边缘泡只受到一个中间泡压カ场的作用，故而中间泡的  $B$  轴小于两边泡。边缘泡的  $B$  轴内外差非常明显，较之  $\gamma_{b-b} = 0.8$  时，表明此时因形变造成的重心移动已经相当可观。这也表明了，边缘空泡在靠近连接处外形延展的稳定性。

特别的，在  $T = 0.4$  时， $B$  轴到达最大值，边缘泡的外短轴到达最大值附近，其空泡间距也到达最大值，如图 4.11 上栏第四帧所示。这之后泡能主要通过泡间连接处的相互延展释放。此时的  $A$  轴就是连接处的长度，其出现一个再次增长的过程。中间和边缘泡的  $A$  轴基本同步，在  $T = 0.8$  附近到达最大。但由于中间泡有较明显的横向收缩，而边缘泡主要在纵向收缩，所以两者之间会存在较小的差别。

但边界泡碗形变形和中间泡的双曲线变形不能通过  $A$ 、 $B$  轴来准确描述。此时  $C$  就是一个很好的描述形变的辅助参数。从图 4.12 的上栏圆度  $C$  图可以看到， $C$  在很早的时间就开始平缓变小，且中间泡的形变大于边缘泡形变。中间泡的  $C$  在  $T = 0.4$  左右开始有一个急剧的减小过程，这个过程对应于空泡相互接触后在连接处开始延展。中间泡的  $C$  在  $R$  到达最大后开始平缓，并因为中间泡的整体收缩而有所回升，后  $T > 1.0$

因纵向收缩占据主导后又开始减小。

在  $T = 0.4 - 1.0$  之间，中间泡的  $C$  形成一个凹形的曲线，与  $T < 0.4$ ,  $T > 1.0$  的近线性，形成鲜明对比。空泡前期从击穿形状演变成球形，并因为相互影响而逐渐变形。空泡相互接触后，迅速发生较强的变形，并保持此形状或微调至溃灭，整个过程空泡不再是球形泡。

图 4.13 显示了五个代表情形的空泡相对间距随时间变化的  $\tilde{D}$  图。 $\tilde{D}$  可以作为泡间相互作用的一个计量量。 $\tilde{D} = 1$  代表着空泡中心的初始位置， $\tilde{D}$  越大表示着该时刻空泡重心较初始位置距离更远，越小表示泡间在此时形成了相互靠近。 $\tilde{D}$  现了空泡对其他泡的整体作用，一方面显示了边缘泡的移动，另一方面也反映了边缘泡的变形，因为空泡形状在近端远端都固定的情况下，形变的也会使重心位置的改变。空泡相对面的平化会使  $\tilde{D}$  变小，射流产生并向内穿刺也会使  $\tilde{D}$  变小。虽然  $B_{\text{verge-outer}}$  减去  $B_{\text{verge-inner}}$  可以一定程度上消除变形导致的重心变化，但为了得到辐射负压导致的距离变化，此处将这两种因素（平化和射流）的效果不加区别的考虑为相互作用导致的重心距离的变化。

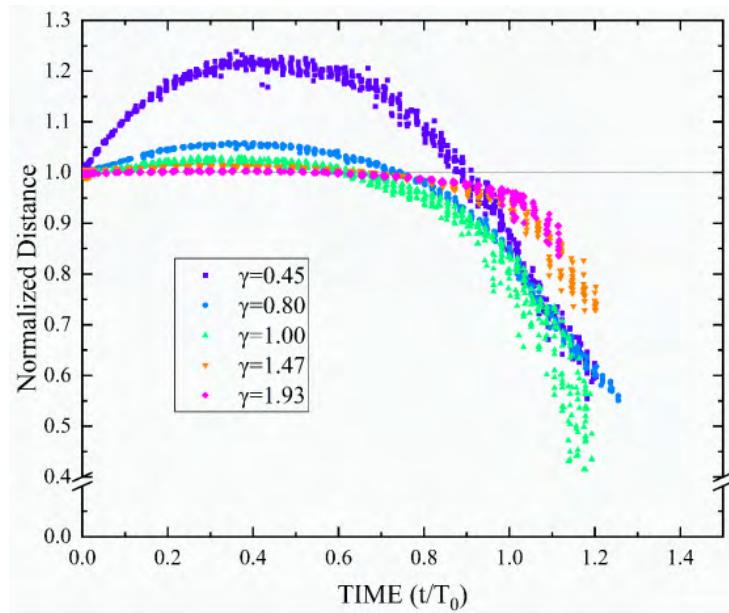


图 4.13 归一化的空泡间距  $\tilde{D}$ 。 $\gamma_{b-b}$  越小，推动作用越明显

由于辐射的声波呈几何衰减，球泡的同一方向，距离空泡位置越近其声压越强；同时， $\gamma_{b-b}$  越小，受力面占辐射球面波的比例越大，受力越明显。形成  $\gamma_{b-b}$  越小，泡间力的效果越明显的现象。

整体上  $\gamma_{b-b}$  越小， $\tilde{D}$  的最大值越大，并且变化越快。 $\gamma_{b-b}$  越小， $\tilde{D}$  到达最大值的时间越靠后。这表明泡间距越近，膨胀至最大泡半径越困难，会有更多的能量用于推动空泡移动。 $\tilde{D}$  在 0 时刻后  $\tilde{D} > 1$  以后，下降到  $\tilde{D} < 1$  的时间随着  $\gamma_{b-b}$  的增大而减小，即  $\gamma_{b-b}$  越大，越早结束膨胀期间造成的相互推动而回到原位置，即相互作用更弱。在收缩阶段至再膨胀前， $\gamma_{b-b}$  越小  $\tilde{D}$  的曲线越陡峭，表明势能积累大，加速距离长，运动速度快。这些也表明了空泡辐射负压的时间跨度很大。

$\gamma_{b-b} = 1.93$  时可以看到，泡间的推动作用几乎可以忽略，但在收缩阶段， $\tilde{D}$  会减小，这一方面是泡的整体移动相互靠近，也包含着射流形成的变形。在再膨胀阶段，射流击穿空泡使再膨胀的不规则边缘空泡继续向内移动，而使  $\tilde{D}$  较小。

$\gamma_{b-b} = 1.47$  时， $\tilde{D} = 1$  以上部分相比  $\gamma_{b-b} = 1.93$  具有了一定高度，空泡间相互推动的作用较情形  $\gamma_{b-b} = 1.93$  大，同时在后段的相互拉近阶段，转折也较早，拉近幅度也比  $\gamma_{b-b} = 1.93$  更多。

$\gamma_{b-b} = 1.0$  时，空泡的推动和拉近现象已经较为明显。后续因泡间时间相位差扩大，中间泡以较稳定的长条状横向溃灭，此时再膨胀的边缘泡在被射流击穿后会在射流前进方向膨胀， $\tilde{D}$  明显减小。

$\gamma_{b-b} = 0.8$  和  $0.45$  时，推动和拉进更加明显。其中情形 ④ ( $\gamma_{b-b} = 0.8$ ) 的收缩阶段末期，中间泡会以束腰状溃灭并自中间破碎，分离的两部分分别向外移动与边缘泡合并并在靠近边缘泡附近溃灭，从而使  $\tilde{D}$  虽然较小但比情形 ③  $\gamma_{b-b} = 1.0$  大。

而情形 ⑤  $\gamma_{b-b} = 0.45$  的收缩阶段末期，中间泡与边缘泡共同形成碟型泡溃灭。因  $D$  的分母 ( $\tilde{D} = D/D_0$ ) 就是初始距离足够小，而使  $\tilde{D}$  较大，且在溃灭时，中间泡与边缘泡的相位差已经较小，没有形成溃灭与再膨胀同时存在的情况。

## 4.3 空泡间相互作用

### 4.3.1 流体现象的声学理解

在多空泡的相互作用中，边缘泡的行为类似于固体边界附近的空泡，而中间泡则可以认为类似于在狭隙中的空泡。

为了便于理解，可以将空泡间的相互作用简化为实时的空泡声辐射与空泡的相互作用。当空泡是一个球泡时，其远场的时变声压可以表示为

$$p_a(r, t) = \frac{\rho_L}{4\pi r} \frac{d^2 V}{dt^2}$$

其中  $p_a$  表示远场辐射声压， $r$  表示空泡中心到测量点的距离， $\rho_L$  表示液体密度， $V(t)$  表示空泡的时变体积<sup>[236]</sup>。在确定了测量位置和空泡的相对方向后，将这个公式推广到非球形泡的辐射声压根据其某一个方向上泡半径的变化上也是顺利成章的<sup>[237]</sup>，

$$p_a(R, \mathbf{r}, t) = \frac{\rho_L}{\mathbf{r}} \cdot R \cdot (2\dot{R}^2 + R\ddot{R})$$

式中  $R(t)$  表示在  $\mathbf{r}$  的方向上空泡半径的变化。将这个声压代入到 Keller-Miksis 模型中的外界声压项  $p(t)$ ，就可以算得空泡受远场声压影响的脉动情况。这里所研究的尺度情形不能完全用远场来表示，且空泡在受到影响后会失去球形，其向外辐射的压力和受压力影响的边界都会产生变化，但用声压理论来解释空泡所受影响仍然具有相当的合理性<sup>[142]</sup>。声波的传播应具有一定的时间，但此处基于不可压缩假设处理成无限情形。可以简单的将受影响的空泡辐射压力分成三个过程<sup>[168]</sup>：

- 甲.** 初始膨胀阶段的高压脉冲和持续降低的正压;
- 乙.** 稳定及收缩阶段的负压;
- 丙.** 溃灭末期形成的正压及高压脉冲。

如前文所述其中甲压力会使空泡的膨胀减慢，中间泡受到来自两边空泡的多个甲压力从而减慢效果更明显。乙压力会促进膨胀阻碍收缩，并造成空泡的拉伸，使空泡在受力方向上维持较长时间的大半径。丙压力在一定程度上加速了相邻泡的溃灭或减速了再膨胀。但由于受到影响后的溃灭有一定的方向性，导致几种情形的结果也有所不同。如  $\gamma_{b-b} = 1.93$  和  $\gamma_{b-b} = 1.47$  中，边缘泡对中间泡的压力几乎抵消了阶段乙造成的形变，而中间泡对边缘泡的再膨胀产生了抑制效果。 $\gamma_{b-b} = 1.0$  和  $\gamma_{b-b} = 0.80$  中，中间泡的收缩主要体现在水平方向，其在阶段丙形成的压力波主要在水平方向上传播，而很难对边缘泡形成影响，但边缘泡对中间泡则体现在相对面的平化和加速收缩上。 $\gamma_{b-b} = 0.8$  时由于距离过近，相位同步，三个泡可以考虑成一个整体，阶段丙的影响可以忽略。

#### 4.3.2 空泡各向脉动的相位差异产生空泡形变

这三个阶段的压力波使相邻空泡的内外压力分布产生变化，不再像孤立球泡那样的均一压力差。而相邻空泡辐射的压力波同样也使相邻空泡周围压力产生变化。空泡内部与外部的压力分布，基本上是以方向为决定因素。这就使得空泡在不同方向上的脉动差异较大。这些压力波对空泡内部的压力分布也形成一定的改造，不再是普遍假设的均一的或环状分布，而是在空泡内形成不同的压力分布。可以认为，一个空泡内不同方向上半径变化具有不同的周期，即一个空泡不同方向具有不同的时间相位。在一个空泡中，先被压力波影响的地方，相位被延迟，外界压力大的地方相位更迟。相位较迟的方向较晚到达最大半径并且较晚达到溃灭最小半径，且空泡不同方向上空泡间的相位差会表现为空泡的形变。相位提前的部分到达最大泡半径而相位较迟的部分未达到最大，继而演变成相位提前部分开始收缩，而相位较迟部分刚达到最大泡半径。这个过程导致了空泡的长轴方向的转置。而相位提前的部分开始剧烈收缩时，延迟部分刚开始收缩，如此便形成从相位提前部分射向延迟部分的射流。

在三个空泡中，中间泡受到更大压力的影响，故而整体相位慢于边缘泡，由此会形成中间泡的生命周期更长，半径更低等现象。具体到单个空泡上，中间泡在垂直方向上先受到压力波的影响，所以相位迟，中间部分后受到影响，相位提前。进而形成如前所述的转置、特殊的圆柱形态和特别的溃灭形式。边缘泡与中间泡相对处先受到压力波的影响，其相位延迟；而与这个位置的相对的背面位置后受到压力波的影响，相位提前。由此而形成边缘泡的外缘脉动先于内缘，并在外缘形成向内的射流。不同  $\gamma_{b-b}$  的边缘泡前后面形成的相位差不同，形成射流的时间和状态也不同。

由空泡壁面的运动可以分成不同的相位，且可推广至空泡阵列。如文献<sup>[238]</sup> 中，角空泡位置距离几何中心更远，可以类比成单空泡的已充分膨胀方向的相位提前，于是塌陷从角而不是边开始形成。在更大的矩形空泡阵列中，该方式可以简单的判断空泡溃灭顺序。

### 4.3.3 空泡泡能的转移

从几何上来说，对定义的根据阴影计算的  $R$  和一个体积固定的气泡来说，球形泡的  $\max\{R\}$  最小，发生形变丢失球形后  $\max\{R\}$  会变大。在多空泡的相互作用，如果泡的体积没有发生变化， $\max\{R\}$  应该变大。实际上测得的每组  $\max\{R\}$  是变小的，这说明受到相互作用影响的空泡体积没有达到孤立空泡所能达到的最大体积。压力波使泡外压力发生变化，从而改变平衡半径。在本例中是压力波使泡外压变大，平衡半径变小。从而使空泡脉动振幅变小，即  $\max\{R\}$  变小。

空泡膨胀过程可以认为是一个动能与势能的转化过程。空泡内压大于外压时是通过内外压强差推动做功实现转化，当空泡半径超过平衡半径后，内压小于外压，空泡靠惯性将残余动能转化为势能。当有多个空泡发生相互作用时，空泡泡能不仅从动能转化成空泡壁的势能，还有一部分动能转移使空泡位置发生相对移动。在膨胀时，空泡间会产生推动效果，使相邻空泡整体相互远离，空泡远离后，又使得空泡系统积累了势能。在收缩时，空泡系统的势能又转化为动能，包括空泡收缩的动能和空泡移动的动能。这个过程是一个统一的与均衡半径相关的过程。但由于直接推动力的不同，这个过程的两个转化又具有一定的独立性，所以造成到达最大泡半径和最远距离的时间不重合。

不考虑形变对  $R$  的改变，直接使用  $\max\{R\}$  计算泡能  $E = (4/3)\pi R^3 p_0$ ，与  $R_0$  计算的  $E_0$  相比获得归一化的空泡泡能  $\tilde{E}$ :

$$\tilde{E} = \frac{E_{\max R}}{E_0} = \frac{(4/3)\pi(\max\{R\})^3 p_0}{(4/3)\pi(R_0)^3 p_0} = \frac{(\max\{R\})^3}{R_0^3}.$$

表 4.1 归一化泡能

	$\gamma_{b-b} = 0.45$	$\gamma_{b-b} = 0.80$	$\gamma_{b-b} = 1.0$	$\gamma_{b-b} = 1.47$	$\gamma_{b-b} = 1.93$
中心泡	0.7360	0.7584	0.7895	0.7833	0.8507
边缘泡	0.7115	0.7216	0.7502	0.7994	0.8702
总和	2.1590	2.2015	2.2898	2.3820	2.5911

表4.1中，将每组  $R$  的最大的 20 个值取平均，然后计算  $\tilde{E}$ 。其中总和一行是一个中心泡能量加两个边缘泡能量的结果。可以发现随着  $\gamma_{b-b}$  的减小，膨胀到最大的泡能越来越小，表示泡能转移到泡间势能的能量越来越多，这也与测得推动距离  $\tilde{D}$  的结果相一致。

### 4.3.4 相互作用量化形式的不足

本章中主要探讨了空泡在相互作用下的形变，并利用  $R$ 、 $A$ 、 $B$ 、 $C$  四个参数来描述了这种形变。但这一切都是基于阴影法拍摄的空泡轮廓，其对  $R$  的定义和获取并不是十分严格的代表了空泡的体积，如在空泡产生内陷时，只能拍摄到其最大轮廓。以此来探讨空泡形变和溃灭是有一定的缺陷的。未来需要一种更准确地描述空泡体积的方法。同时  $A$ 、 $B$ 、 $C$  三个参数用来描述空泡的形变也有很多不足。如  $C$  表示了阴影的圆度，

但实际上三维空泡的球性不能完全用其一个投影来描述，且  $C$  的值变化不明显，对形变的参考价值有所不足。 $A$ 、 $B$  只能表示其最小外接矩形的特征，对具有同样最小外接矩形的空泡的分辨力不足，即使将  $B$  区分为内外两个次级轴，对具有相同重心位置的空泡也很难描述。

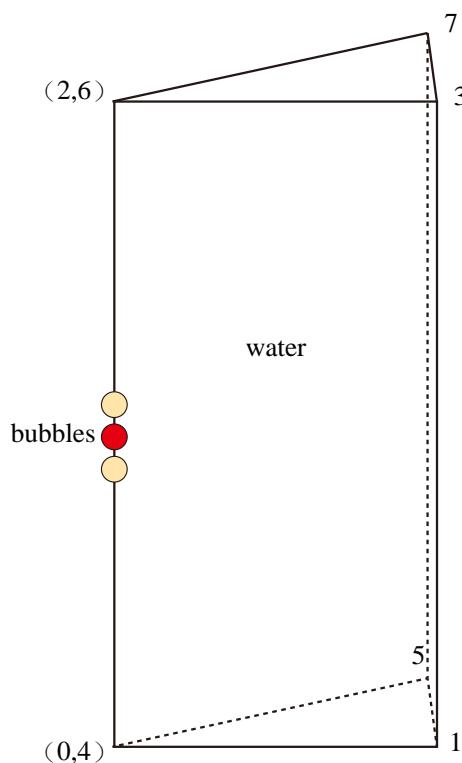
空泡因为相互作用导致相位推迟，生存周期延长，其稳定的最大泡半径阶段时间增加，这种增加也需要量化。特别是在空泡阵列和空泡群中，同时或者时间相位差较小的空泡间都会产生的由中间泡向边缘泡的生存周期递减。在本文中没有详细说明这段稳定阶段的时长，只是把它当作 Keller-Miksis 曲线某种程度上扩展的一部分，在更普遍的多空泡场景中，中间泡的明显被延长的稳定状态值得一个新的量化方式来定义整个过程。而且实验也没有获得足够的溃灭时刻样本。溃灭半径没有得到足够的数据显示。

本文使用的阴影法，只能获得其轮廓信息。对空泡内部信息的捕捉上存在不足。比如  $\gamma_{b-b}$  较小时的空泡间水膜是如何变化的并没有准确捕捉；边缘泡进入中间泡的部分是只有背面射过来的射流还是射流带着边缘泡的内容物一同进入中间泡，以及两边射流在中间泡的内部发生何种相互作用，实验中都没能准确的获得该信息，通过建立该种情形的物理模型，并数值模拟获得更多信息是非常有必要的。

## 4.4 CFD 模拟

### 4.4.1 CFD 具体设置

在本章涉及的实验中给出了五种典型情形，表现出了不同的膨胀和溃灭机制。此处将这些机制总结为空泡间的抑制作用与初始距离限制的竞争。在距离较远时的弱相互作用，空泡间的推动作用较小而吸引作用较为明显。继而在收缩阶段产生向中心聚集的效果。间隔距离次远时，空泡间形成一定的拉伸效果，并使空泡的寿命延长。间隔距离等于两个相互孤立的空泡半径之和时，空泡间在收缩阶段表现出较为明显的拉伸效果，使得中心位置的空泡在溃灭时呈长条状。距离更小时，空泡间拉伸效果更加明显，中心位置空泡被拉断。但在距离足够小时，距离的作用会压制膨胀的推动作用，使空泡的膨胀和收缩都被压制，形成近似空泡合并的效果。在这些不同机制的相互变化过程中，可能存在某种突变或者渐变机制。为了更加详细和明确地探究距离对这种线性排列的空泡间相互作用的物理机制，下面借助模拟计算，对该问题进行参数研究。也就是  $\gamma_{b-b}$  以 [0.1:0.1:2] 的方式形成 20 组结果对比。数值模拟采用如第二章中第 2.5 节中给出的基于 OpenFOAM 的算法实现，并对本章中涉及到的情形做如下特殊设置。



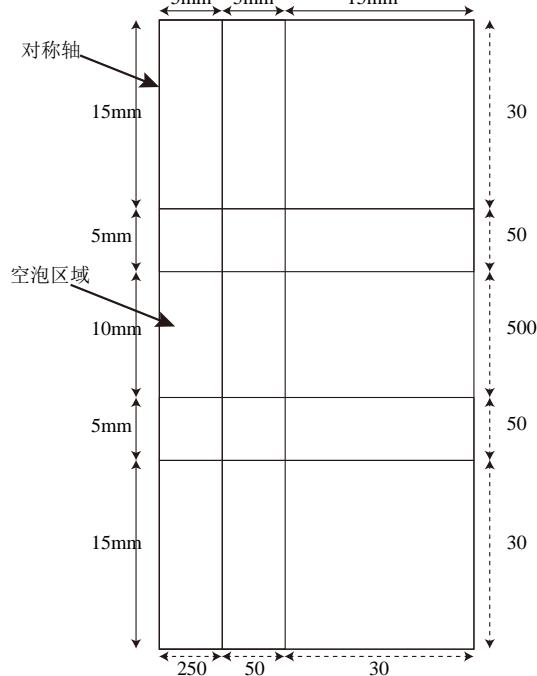
**图 4.14** 楔形对称计算域。点以数字方式标注。空泡以红色表示。在计算域中,  $(0, 2, 6, 4)$  设置为旋转对称面, 底面  $(0, 1, 5, 4)$ , 顶面  $(2, 3, 7, 6)$ , 外面  $(1, 3, 7, 5)$  属性是 patch, 前后面  $(0, 1, 3, 2)$ 、 $(4, 5, 7, 6)$  是对称面 wedge。

在 OpenFOAM 中, 通过单层三维网格获得二维网格模式。在这里设置为楔形结构, 如图 4.14 所示。其中地面和顶面以及外面三个面设置边界为: 压力, “waveTransmissive”, 无反射边界; 速度, “pressureInletOutletVelocity”, 流入流出边界。如此设置可以获得近似自由域的效果。基于惯例的模拟设置自由域流场大小, 也就是计算域的边界距离空泡中心  $20R_{\max}$  及以上, 这里设置为  $25R_{\max}$ , 同时也是实验中容器的大小。本节中设置的情景并不完全与实验结果对应, 而是更理想化的自由域情景, 比如实验中存在水域的硬边界和软边界, 在本节中统一设置为自由域边界。本节构造了如图 4.15 的计算域。为了减少计算时间和提高计算精度, 空泡区域的网格密度设置较高, 并构成阶梯形式减少的正方形(六面体)结构化网格。在初始生成的计算域中, 空泡计算域的网格密度为  $X \times Y = (250/5 \text{ mm}) \times (250/5 \text{ mm}) = 50 \times 50 (\text{mm}^{-1})^2$ 。

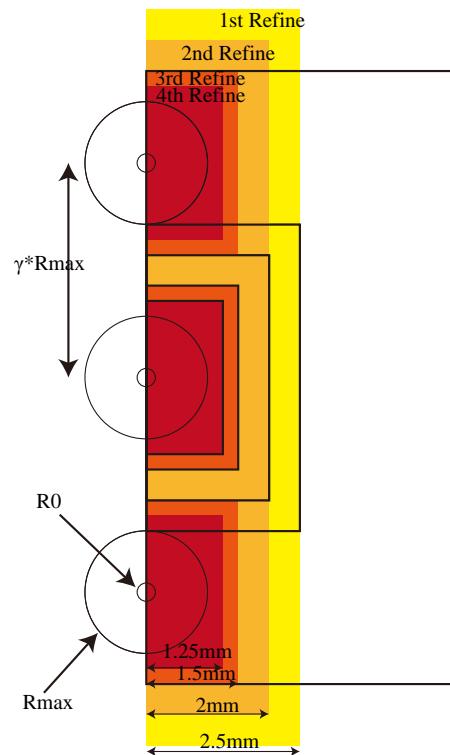
而空泡区域的网格尺寸  $20 \mu\text{m}$ , 相比空泡的最小泡半径(初始泡半径  $34 \mu\text{m}$ )处于同一数量级。这不足以精确的追踪空泡的脉动。通常要求最小泡半径时覆盖  $\sim 100$  左右个网格。本文中采取更加极端的选择, 即在空泡的脉动区域形成更小的网格尺寸。为此针对空泡区域做了四次网格细化, 每次细化将  $X$  和  $Y$  方向上密度加倍, 也就是一个正方形网格变成四个正方形网格。具体到不同  $\gamma_{b-b}$  值, 则如图 4.16 中所示, 形成四次细化, 其中第一次细化范围是每个空泡中心的  $2.5 \text{ mm}$  边长的正方形, 第二次细化  $2 \text{ mm}$ , 第三次细化  $1.5 \text{ mm}$ , 第四次细化  $1.25 \text{ mm}$ 。在相同的细化过程中, 如果三个空泡周围的

细化范围有所重叠，则细化范围取其范围并集

最核心部分的网格密度可以达到  $X \times Y = 50 \times 50 (\text{mm}^{-1})^2 \times (2 \times 2 \times 2 \times 2)^2 = 800 \times 800 (\text{mm}^{-2})$ 。也就是最小网格尺寸为  $1.25 \mu\text{m} < 1/20 \times R_{\text{init}} = 1.7 \mu\text{m}$ 。如此设置后，不同的  $\gamma_{b-b}$  情形网格总数量不一致，但每个计算域有大约  $\sim 2 \times 10^6$  个单元格。



**图 4.15** 二维网格划分正面图。计算域尺寸标注在左侧与顶部。对应尺寸划分网格数量标注在右侧和底部。从而获得在图中空泡区域均匀的 0.02mm 网格尺寸



**图 4.16** 对图4.15中空泡区域的细化，如图中所示。细化顺序由颜色从浅至深标注

#### 4.4.2 线性对称排列的三空泡的仿真

上述的 20 组模拟中，模拟结果表现出较好的规律性，也揭示了一些实验难以获得的信息。上文中实验给出的五组  $\gamma_{b-b}$  值，其对应的模拟结果相云图如图 4.17 所示。

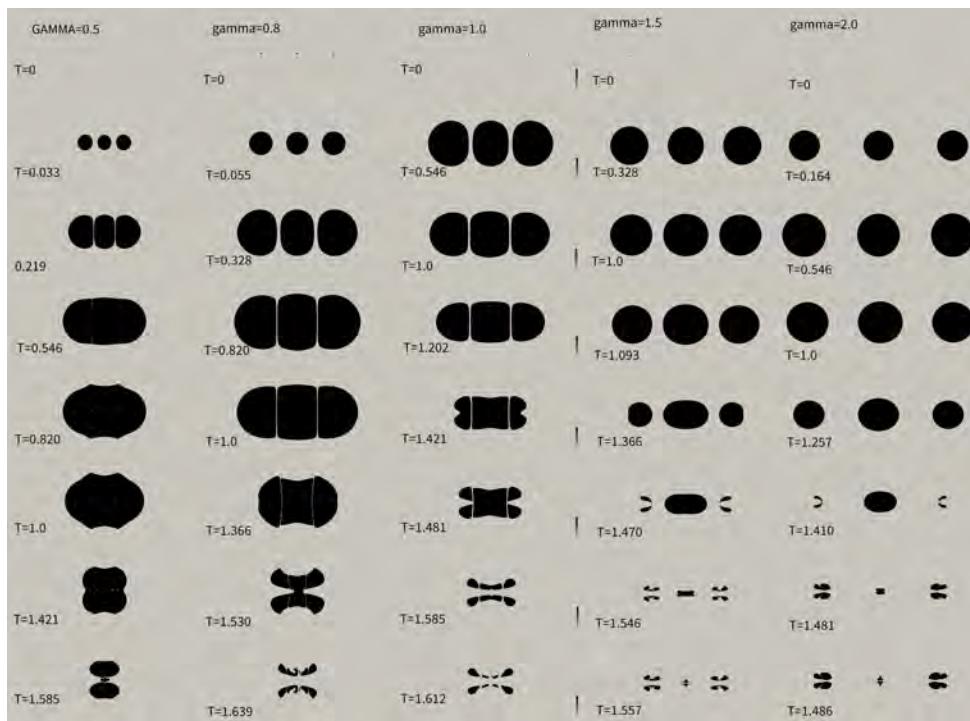


图 4.17 模拟的线性对称排列的三空泡气相云图

在如图4.17所示的模拟结果中，较好地模拟了三空泡间相互作用的过程，且与实验结果吻合，尤其是模拟获得的三空泡阵列膨胀收缩过程中的拉伸和挤压效果。

在实验中根据空泡溃灭后的破碎残余气体团，推断空泡之间存在着一定程度上的间隔，并据此将空泡分割。在模拟结果中，可以观察到空泡在膨胀期间其水膜稳定存在；但在收缩期间，则取决于  $\gamma_{b-b}$  值，水膜过薄时会因拉伸效应和张力的共同作用使水膜断裂成间断排列在原水膜位置上的小液滴，通常这种现象被称为接合（coalescence）。在上述的模拟结果中，这种现象发生在  $\gamma_{b-b} \leq 0.6$  情景下的收缩期间。水膜断裂时通常会在空泡边缘形成凹陷，这是空泡接触所形成的特殊结构，仍然可以拓扑的分辨各个空泡的主体。特别地，在  $\gamma_{b-b} \leq 0.4$  时，因空泡间距过近，空泡在膨胀阶段就挤压水膜形成断裂，在最大半径时就完成接合。如此三空泡表现为近异形单空泡的脉动。另外值得关注的问题是中间空泡的溃灭方式。在线性对称排列的三空泡中，边缘空泡的溃灭方式相互类似，同时也类似于近壁面空泡溃灭，也就是空泡会产生自近自由面指向近约束面的射流导致溃灭。在实验中，基于现有的实验结果，以及对空泡控制的不确定性，认为主导中间空泡形成三种溃灭方式的主要原因在于边缘空泡的挤压作用与拉伸作用的竞争。但在模拟中，因条件的设置更加理想化，使结果中另一种特殊的可能存在的机制暴露出来。也就是在以上讨论中提到在中间空泡收缩过程中，因自身收缩形成射流，或边缘空泡的射流刺穿边缘空泡后进入中间空泡。在相对方向前进的射流，在接近中间空泡的中心位置处相互撞击后，向射流发展的正交的方向延展，在空泡内部形成自内而外的水相圆盘形射流，使中间空泡自中间层断裂，形成类似拉断的效果。

上一节中提出的三种中间空泡的溃灭机制：1. 拉长；2. 拉断；3. 上下挤压。其中

2. 拉断合并了上述射流撞击机制可以作为断裂机制。针对这三种机制（拉长，断裂，挤压），其代表情形的压力和速度场的云图如图4.18所示。

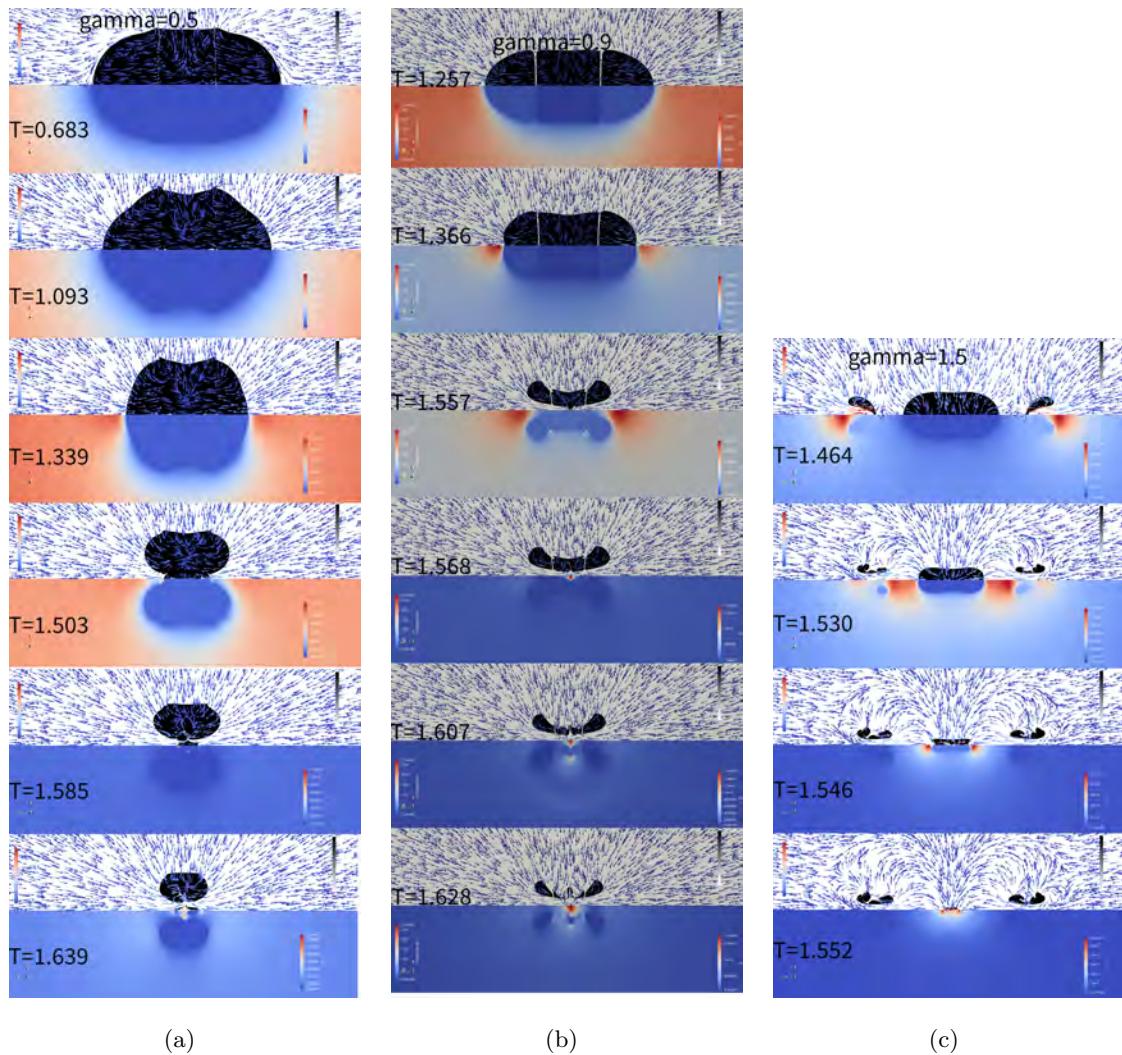


图 4.18 三种空泡溃灭机制的压强-相态-速度云图。(a) 显示了挤压机制, 其对应  $\gamma_{b-b} = 0.5$ ; (b) 显示了断裂机制, 其对应  $\gamma_{b-b} = 0.9$ ; (c) 显示了拉长机制, 其对应  $\gamma_{b-b} = 1.5$

在图 4.18.(a) 中, 第一帧显示了边缘空泡开始收缩但中间空泡仍在膨胀期时的压力-相-速度图。可以看到空泡在接触面处延展。第二帧显示了三个空泡都进入了收缩期时的状态, 可以看到泡外水体较为均匀地流向空泡区域, 并且在边缘空泡轴向外围主要与对称轴平行地流向空泡接触面, 这也就造成了在后期形成碟状结构, 即在空泡的主轴(即图中 Y) 长度保持较高长度, 而次轴(即图中 X) 形成溃灭。第三帧中, 三个空泡继续收缩, 但上述平行的运动趋势仍然存在。第四帧中边缘空泡的射流进入空泡阵列内部。第五帧射流撞击, 并形成向外的内生外延水体(面射流), 此时空泡内部压强仍小于环境压强, 且水体速度仍指向空泡阵列。第六帧显示了如实验图4.11中溃灭末期的景象, 水体主要在空泡排列方向流向空泡内部, 即挤压模式下的碟形溃灭, 面射流没有在空泡溃灭前击穿空泡。

在图4.18.(b)中，第一帧显示了射流形成并向阵列内运动的情景。此时中间泡因为泡间距离较大使空泡间拉伸形成较大的长度。第二帧显示了三个空泡持续收缩的场景，边缘空泡形成的射流指向中间空泡的内部。第三帧显示了相对射流进入中间空泡内部，中间空泡的外壁仍在收缩但射流附近形成向外的趋势。第四帧显示了射流撞击并产生向外延展的水体。第五帧，射流持续撞击，面射流撞击中间空泡外壁。第六帧中，在边缘空泡的牵拉和面射流的共同作用下，中间空泡自中间破裂，也就是上述的断裂机制。

在图4.18.(c)中，第一帧显示了射流贯穿边缘空泡、中间空泡在被拉长的基础上收缩的情景。中间空泡主要受正交于阵列排列方向的速度推动。第二帧中，边缘空泡的射流接触中间空泡，更强的流动促使中间空泡在正交方向上收缩。第三帧中中间空泡收缩到射流撞击前刻，可以看到速度达到了 $250\text{ m/s}$ 。第四帧中，空泡溃灭至极小，正交方向的水体与射流撞击，产生较高的当地压力可以达到 $5.8 \times 10^7\text{ Pa}$ 。这种形成正交高速水体与边缘射流撞击的溃灭形式，就是上文中的拉长机制。

在图中，发现了面射流在某些情况下能够在空泡溃灭前截断空泡，这个范围是 $0.6 < \gamma_{b-b} < 1.2$ 。更宏观地，统计了20组不同 $\gamma_{b-b}$ 值的内外空泡的溃灭时间，以研究 $\gamma_{b-b}$ 对内外空泡溃灭形式的影响。因为空泡的不对称溃灭，在空泡生存末期，不会有一个体积极小的瞬间，而是在射流刺穿后逐渐破碎，故而本文中将边缘空泡的射流到达相对面的瞬间作为边缘空泡的溃灭时间，并将中间空泡的射流与相对面接触时当作中间空泡的溃灭时间，即空泡被液体贯穿(penetrated)的时刻当作空泡的溃灭时刻，而不是过度地追踪残余气体的脉动。边缘和中间空泡的溃灭时间受 $\gamma_{b-b}$ 影响的曲线如图4.19所示。

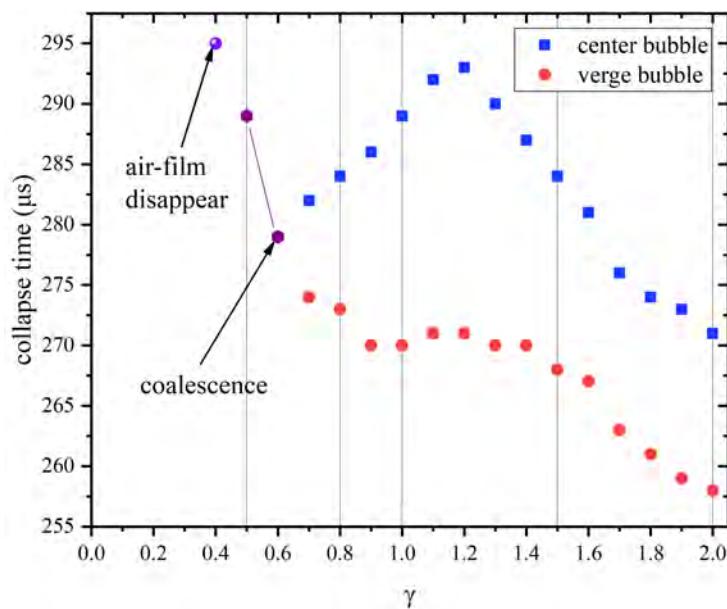


图4.19 不同间距条件下内外空泡被射流击穿的时间对比

如图4.19所示， $\gamma_{b-b}$ 越小，即空泡间距越小，边缘空泡受其他空泡的影响越大，边缘空泡的溃灭时间越大。在图中，对应的孤立单空泡的生存时间是 $183\mu\text{s}$ ，也就是 $\gamma_{b-b}$ 极大时，其溃灭时间会趋向于 $183\mu\text{s}$ 。与之不同地，在 $0.6 < \gamma_{b-b} \leq 1.2$ 时， $\gamma_{b-b}$ 越大

中间空泡溃灭时间越长。这是因为这段区间正对应这上文中面射流在空泡溃灭前截断空泡的范围。空泡的溃灭受次轴方向控制，而中间空泡因空泡间的拉伸效应在次轴方向上持续拉伸，边缘空泡的射流进入中间空泡的路径增长，碰撞时间变长。同时因距离增大，中间空泡的膨胀时间更长，膨胀更加充分，也推迟了其溃灭时间。在  $\gamma_{b-b} > 1.2$  时，因泡间相互作用减弱，拉伸效果减弱，导致溃灭时间减小。特殊地，在  $\gamma_{b-b} \leq 0.6$  时，空泡在溃灭阶段形成一个大的接合空泡，在  $\gamma_{b-b} \leq 0.4$  时空泡在膨胀阶段就接合成一个大空泡。在这个区间，空泡接合，一般地，间距越小，其相互作用越早越强，接合成一个大空泡的时间就越早能量也越高，持续的时间就越久。

为了量化地反映空泡溃灭机制，定义了一个参数，即空泡溃灭瞬间的长短轴比，

$$\chi = \frac{B}{A} = \frac{X_{\text{end}}}{Y_{\text{end}}}$$

其中  $A$ 、 $B$  的定义如上文中给出，在模拟中，将  $A$  与  $Y_{\text{end}}$ 、 $B$  与  $X_{\text{end}}$  等效，即模拟中空泡在  $y$ - $x$  轴上的边界值就是主次轴长。 $\chi < 1$  时，溃灭的形态偏挤压， $\chi > 1$  时，溃灭的形态偏拉伸。图 4.20 中给出了不同  $\gamma_{b-b}$  值下的中间空泡的  $\chi$  值。

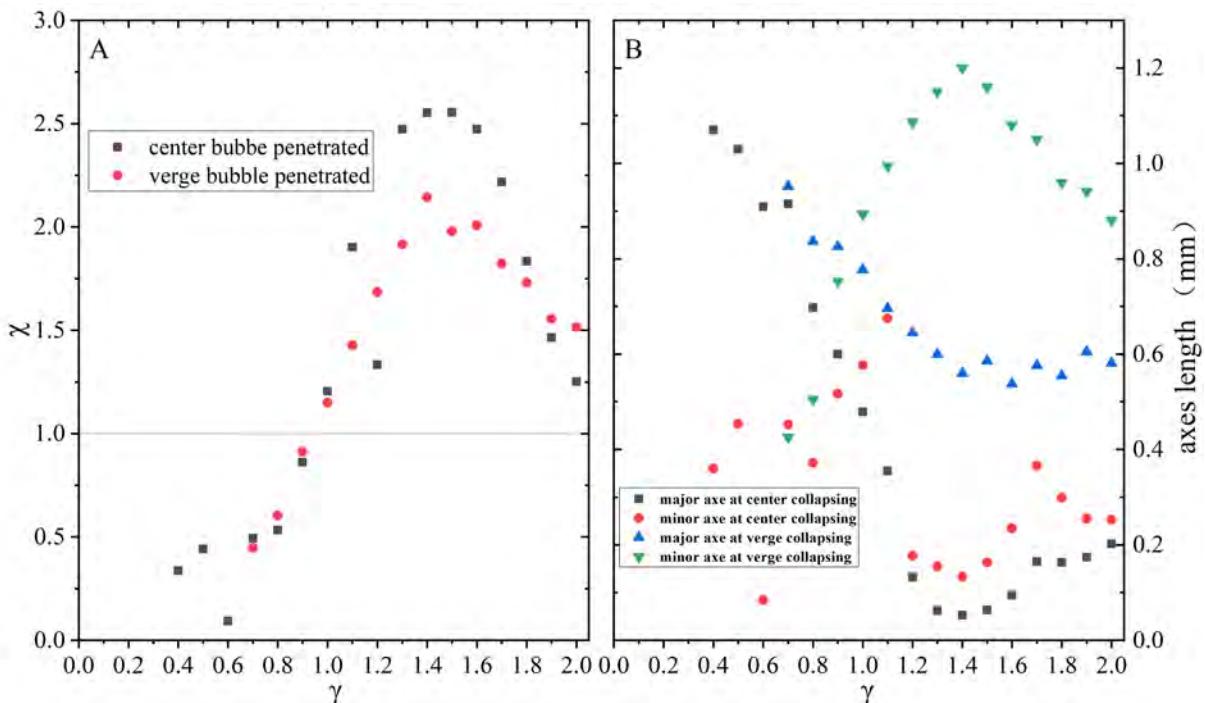


图 4.20 空泡溃灭时的长短轴。A 给出了分别在边缘或者中间空泡被穿刺时的中间空泡主次轴长比。B 则给出了对应的情景下的主次轴长度

从图 4.20 中可以看到，在  $\gamma_{b-b} = 1.4$  时  $\chi$  获得最大值，也就是在  $\gamma_{b-b} = 1.4$  时，空泡溃灭时的拉伸效果最好。在  $\gamma_{b-b} = 0.9$  时获得  $\chi \approx 1$ ，也就是其溃灭时主次轴比约为 1，此时空泡具有较好的圆性，可以形成较强烈的溃灭效果。在  $\gamma_{b-b} > 1.4$  时  $\chi$  逐渐趋近于 1，也就是随着距离的增加，空泡间的相互作用减弱，中间空泡趋向于恢复自由脉动状态。同时，可以发现，在  $\gamma_{b-b} > 1.4$  时，溃灭时的主轴长度几乎不发生变化，由

此可知在此情景下，无穷远处对空泡的影响趋同，只有泡间相互作用影响其拉伸效果。在 B 图的  $\gamma_{b-b} < 1.4$  时，因为泡间相互作用造成在泡间阵列排列位置上的挤压和正交方向上的延展，遗留到溃灭阶段形成主轴和次轴的其交叉形状。

## 4.5 本章总结

本章通过实验和数值研究了均匀分离的三个激光致空泡的动力学。实验中，利用衍射光学在三维准自由水域获得特定排布的多点激光击穿，得到了水中空泡阵列。精确控制空泡间距离和能量实现了较为理想条件下单生命周期内的多空泡相互作用。并利用  $\gamma_{b-b}$  作为归一化的多空泡间距的参数作为研究中的主要参数。

1. 在空泡阵列中，空泡的生存时间普遍延长，体积变小。其中，中间泡因受到的抑制最明显使其生存时间延长最为突出。在溃灭时，这种生存时间差使空泡的溃灭从外到内有序进行，且  $\gamma_{b-b}$  越小该现象越明显。

2. 空泡不同部位的不同相位延迟造成了空泡的特殊形状。可以认为，一个空泡的壁面，距相邻空泡越近的部分相位推迟越大。这种现象通过空泡与空泡脉动的声辐射相互作用来实现。声辐射使空泡内外压差产生变化，且抑制了其脉动阶段的继续运动，从而使空泡产生相位延迟。

3. 同相位等间距的三空泡系统中，中间空泡的溃灭机制有多种：拉长、断裂和挤压。中间泡不产生射流，两边向中间射流并且随着  $\gamma_{b-b}$  值的减小而变得强烈。两边空泡形成射流进入中间空泡后的行为能够决定中间空泡的溃灭形态，没发生撞击则长条状溃灭，发生撞击并在溃灭前形成圆盘射流击破中间空泡则形成断裂溃灭 ( $0.6 < \gamma_{b-b} < 1.2$ )，发生撞击但形成的圆盘射流没有在空泡溃灭前冲破中间空泡则形成挤压机制。表示空泡形状稳定性的参数—圆性可以在任意阶段开始下降，并随着  $\gamma_{b-b}$  减小而向前移动，从溃灭末期直到初生阶段。

4. 在空泡阵列脉动期间，空泡通过声辐射相互作用，泡能转移使相对位置变动。在膨胀期，边缘空泡被向外推动。在收缩期则牵拉边缘空泡向内移动。 $\gamma_{b-b}$  越小，这种效果越明显。

5.  $\gamma_{b-b} \leq 0.6$  时，空泡在溃灭前接合， $\gamma_{b-b} \leq 0.4$  时，空泡在最大泡半径前接合。



## 5 激光致空泡与压力波相互作用动力学

本章将从实验和数值计算等角度探讨激光致空泡受不同的压力扰动的动力学机制，着重解释空泡在脉动过程中受到压力波扰动和空泡诞生在不同压力波相位中所受压力波的影响两部分。出于简化模型的考虑，将压力波简化为正压和负压两部分，即压力波和张力波的组合。通过在一定距离外的压力入口处输入正弦波在空泡位置获得这个压力波。

在这里，关注空泡产生与压力波入射时间的时间差  $\Delta T = t_{\text{bubini}} - t_{\text{pulse}}$ ，并定义一个无量纲变量

$$\Delta \tilde{T} = \frac{t_{\text{bubini}} - t_{\text{pulse}}}{T_{\text{bubble}}}$$

其中  $t_{\text{bubble}}$  指空泡的产生时间，即激光击穿时间； $t_{\text{pulse}}$  指压力波前到达空泡位置的时间； $T_{\text{bubble}}$  指空泡的第一运动周期。 $t_{\text{bubble}} - t_{\text{pulse}}$  为正时，表明压力波已经开始影响空泡位置，空泡在压力波的影响中诞生。 $t_{\text{bubble}} - t_{\text{pulse}}$  为负时，表面空泡诞生并运动了一段时间后，压力波前到达空泡位置，并开始影响空泡脉动。通过这个空泡运动周期来归一化空泡诞生和压力波前到达空泡位置的时间差，这样  $\Delta \tilde{T}$  表达了这个时间差与空泡第一脉动周期的相对尺度。当  $\Delta \tilde{T} < -1$  时，压力波在空泡第一脉动周期结束后到达空泡处；当  $-1 < \Delta \tilde{T} < 0$  时，压力波在空泡第一脉动周期中到达空泡处，其中  $-1 < \Delta \tilde{T} < -0.6$  表示压力波影响空泡的溃灭过程， $-0.6 < \Delta \tilde{T} < 0.4$  表示压力波影响空泡的稳定阶段，当  $-0.4 < \Delta \tilde{T} < 0$  压力波影响冲击波的膨胀阶段；当  $\Delta \tilde{T} > 0$  时，空泡诞生处于压力波影响范围内。

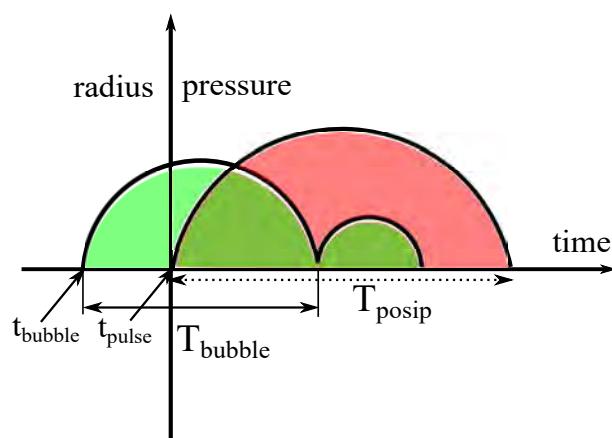


图 5.1 空泡产生和生存时间和压力波引入和持续时间对比图

同时，压力波时间尺度与空泡生存时间的比值定义为

$$\eta = \frac{T_{\text{bubble}}}{T_{\text{posip}}}$$

其中,  $T_{\text{posip}}$  指压力波的正压时间跨度。在压力波和击穿激光同时扰动空泡位置情况下 ( $\Delta T = 0$ ), 若  $\eta > 1$ , 空泡脉动会同时遭受正压和负压影响, 若  $\eta < 1$ , 空泡只在正压范围内运动。

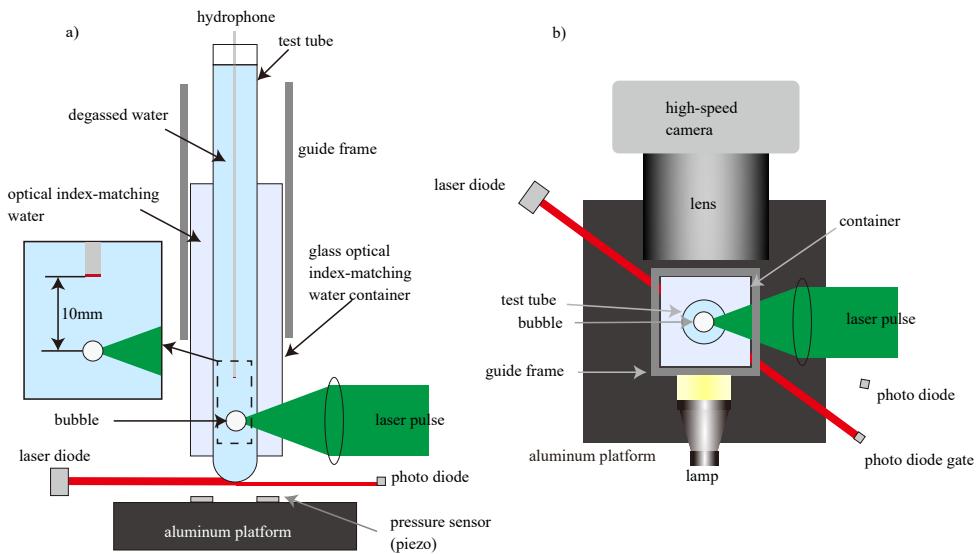
本章分为两部分, 先是实验获得现象, 进而通过数值求解 Keller-Miksis 方程的理论结果解释和验证该现象; 然后利用验证的理论结果推导更多结果。

## 5.1 撞击驱动的空泡运动

如前文所述, 撞击作为一种简单的冲击波产生方式有其独特的优势。下面将采用第二章中介绍的试管撞击法产生冲击波。此时产生的高强度压力波沿着试管方向传播, 经由界面反射回水体后形成舒张波。当压力波在水体中传播过程的不同阶段注入空泡, 能够获得不同动力学反应, 并运用高速摄影法研究其脉动机制。

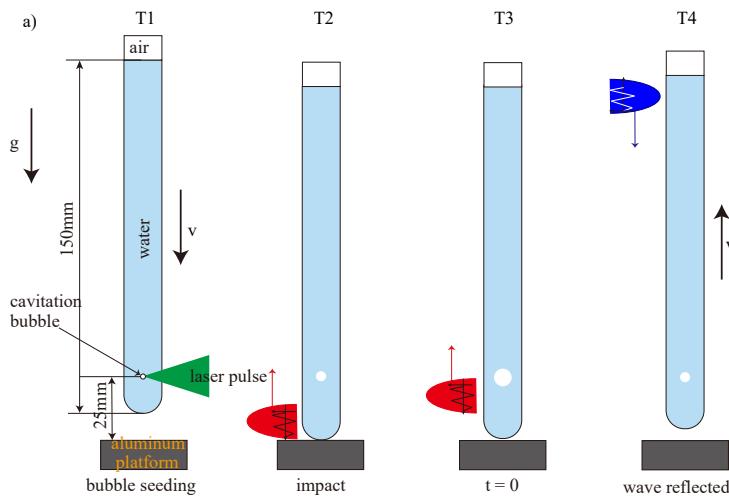
### 5.1.1 撞击压力波与激光空泡相互作用的高速摄像系统

为了研究激光致空泡在压力波作用下的脉动, 实验设计如图5.2 所示。在内径 13.5mm 的试管注入 150mm 的去离子水, 并在试管对称轴处用激光形成空泡。由于试管的圆柱形状不利于光学观察和激光聚焦, 实验中采用高透玻璃做透光面的棱柱形容器包裹试管, 并在容器中充满水, 以实现光学折射率匹配。这个容器置于一个导引轨道中, 以使重复实验中试管撞击底部铝镁合金平板于同一位置。将一束 He-Ne 红光以光门方式触发光电二极管 (DET10A2,Thorlabs) 和示波器, 当试管到达并遮挡住光波路径时, 延迟发生器 (BNC525, Berkeley Nucleonics Corporation) 产生一系列外触发信号输入到相机和激光器中, 激光脉冲 (Q2, Quantum LightInstruments, wavelength 532 nm, 6 ns duration) 聚焦到试管轴上, 以此产生空泡。空泡动力学过程通过高速摄像机 ((Mini AX200, Photron) 获得, 另外一个光电二极管用来记录等离子体闪光时刻以作为空泡零时刻, 通过散射匀光的 LED 灯 (SugarCUBE, EdmundOptics) 实现拍摄区域的照明。通过高速摄像机拍摄的系列图像, 可以获得空泡的等效半径  $R(t)$ , 即计算截面气相面积并推导同等面积情况下的圆半径, 以之为空泡的半径  $R(t) = \sqrt{\text{Area}(t)/\pi}$ 。为了获得空泡截面面积, 首先对图像平均阈值二值化, 并以  $2 \times 2$  像素的正方形进行开运算并闭运算来移除噪音。



**图 5.2** 实验设置。a) 实验装置的侧视图, b) 俯视图。激光、高速摄像机、传感器连接并通过示波器和延迟发生器 (BNC525) 控制。试管在导引结构内下落, 并逐渐阻挡光电二极管的光门。BNC525 由此产生触发信号到激光器和摄像机, 随后光学击穿产生空泡。空泡的产生时间通过一个光电二极管所受等离子体闪光触发获得。试管撞击到平台并产生向试管内传播的压力波。整个过程由摄像机记录 (帧率 160000fps, 曝光时间 1/900000 s, 视野  $128 \times 128\text{pixels}^2$ )

在距离金属板 50 mm 处释放试管, 并撞击到底部金属板, 这里涉及的撞击实验中距离保持固定。如图 5.3 所示在试管撞击到平台后, 产生的压力脉冲在试管内通过水体向上传播, 其在声学软表面——液气界面发生反射, 由此产生的舒张波向下回传到空泡产生位置。



**图 5.3** 压力波在试管内产生和传播的时序图。T1 到 T4 表示时间顺序。试管在撞击平台 (T2) 前自由降落 (T1)。撞击产生的压力波向上传播 (T3), 并经过激光聚焦 (T1) 产生空泡的位置。经过水气界面反射后, 压力波反射回水体内行成张力波 (T4)。 $t = 0$  表示压力波波前第一次到达击穿位置的时刻。激光在  $t = -\Delta T$  时聚焦到距离平台 25mm 处。在研究关注的时间范围内, 空泡不发生较大位移

通过控制 BNC525 得到延迟时间, 压力波波前经过空泡位置时刻与激光致空泡产

生时刻的时间差  $\Delta T$  可以控制在较大的范围内变化。为了获得精准的撞击时间，将压电陶瓷压力传感器 (SMD05T04R411, STEMINC) 粘贴到金属平台靠近撞击点的位置，并将一个针状水听器 (Müller-Platte) 置于空泡产生位置以记录水中压力变化。在无激光入射情况下，于 50mm 处释放试管撞击底板，压电陶瓷传感器记录撞击后金属板上的弹性波脉冲波前到达压力传感器的时刻，水听器记录水中压力波前到达水听器位置的时刻，从而获得二者的时间差。在后续将水听器从空泡位置移除的实验处理中，利用这个时间差以及压电陶瓷获得的压力信号，推算压力波波前到达空泡位置的时间。值得注意的是，水听器的接口不影响试管的自由落体，重复加载水听器或者卸载水听器的实验获得结果是相似的。典型的水听器记录波形如图 5.4 所示。

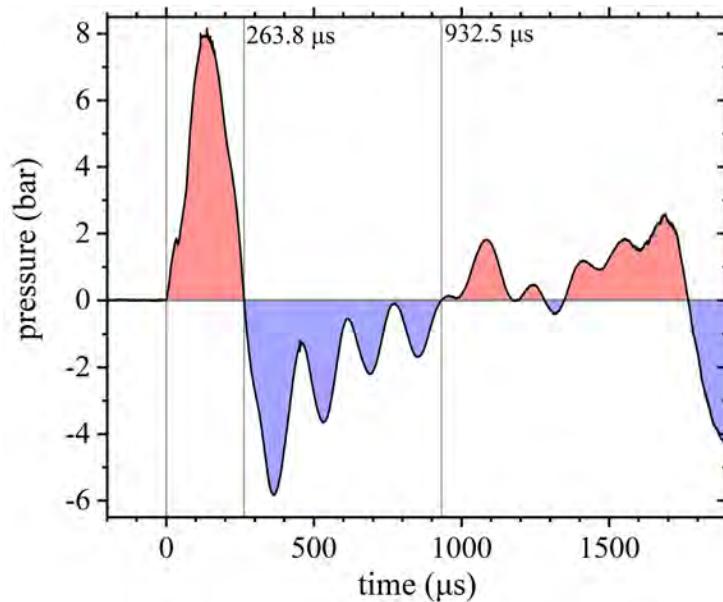


图 5.4 冲击压力波,  $p_i$ , 在未射入激光情况下原击穿位置测得 (十次平均)。压缩相用红色标识, 舒张相 (反射导致) 用蓝色标识

从图 5.4 给出的波形可以看到，撞击后产生的压力波传播到空泡位置处的压力最高可达 8bar 左右。由于撞击压力的衰减和自由水气界面反射形成的张力波作用，压强在  $150\mu\text{s}$  左右压强开始下降，并在  $263.8\mu\text{s}$  处下降到静压以下。压力舒张一直持续到  $932.5\mu\text{s}$ 。除了撞击外，激光击穿同时也产生一个瞬态压力脉冲。为了区分并考察两个压力源，分别记录了在无激光情况下撞击和无撞击情况下的激光击穿的压力波形。图 5.5 显示了只有激光击穿压力情况的水听器压力记录。此时试管静止置于平台上，而水听器置于击穿点正上方 2mm 处。该波形记录了空泡击穿冲击波信号、击穿冲击波经试管壁面反射形成的反射波以及空泡溃灭冲击波。从图中击穿冲击波到溃灭冲击波的时间间隔，可测得的空泡生存时间约  $97\mu\text{s}$ 。冲击波在 2mm 范围内的速度较当地声速快，但因其在极速的衰减过程，这里将其处理成声速，产生的时间误差远远小于空泡生存时间，故而忽略这个差别。

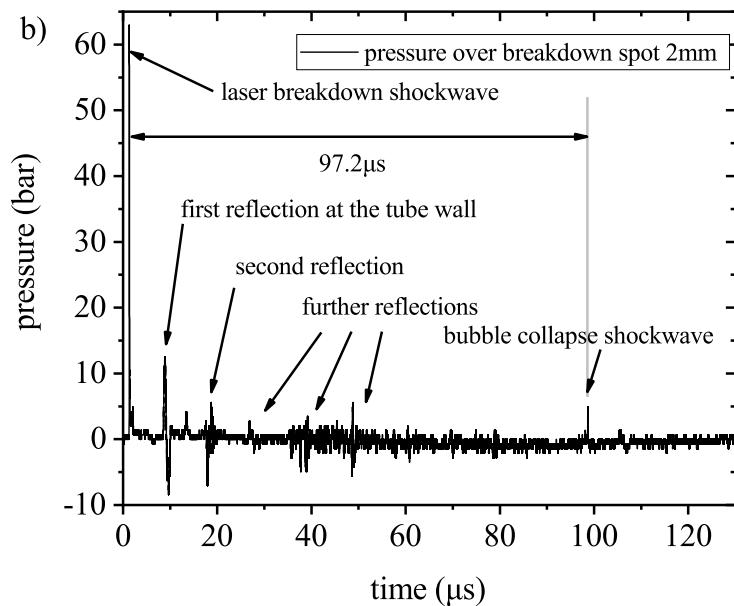


图 5.5 激光击穿冲击波压力，在无冲击情况下的静态试管中，激光击穿位置上方 2mm 处测得压力

后续结合撞击产生的压力波 5.4 与图 5.5 中显示的反射冲击波，以重建空泡位置处的压力。根据实验装置可知，越靠近击穿位置，空泡与水听器得相互作用越强烈；但水听器无法直接放置于激光击穿位置并获得空泡所受的压力。因此，为了将实验与 Keller-Miksis 模型的结果相比较，需要评估空泡位置的压力。在降落和撞击实验中，空泡在其位置上遭受的压力  $p(t)$  可以看成撞击产生的压力波  $p_i$  和激光击穿冲击波的反射波  $p_s$  两个压力的叠加，即  $p(t) = p_i(t) + p_s(t)$ 。通过有限元软件 (COMSOL Multiphysics) 模拟计算可以得知，空泡位置处受到的压力与 2mm 处压力相差不超过一个数量级 5.6。通过最小方差法拟合实验结果，获得最佳重建压力比例系数  $k=8.3$ ，见 5.8。即可以将 2mm 处测得的试管壁面反射波压力乘以  $k$ ，并添加时延后获得重建的空泡所受的试管反射压力， $p_s(t) = kp_{hyd}^{2mm}(t + \Delta t)$ ，5.7。后续针对实验的数值计算中，使用此可变压力作为空泡的驱动声压。

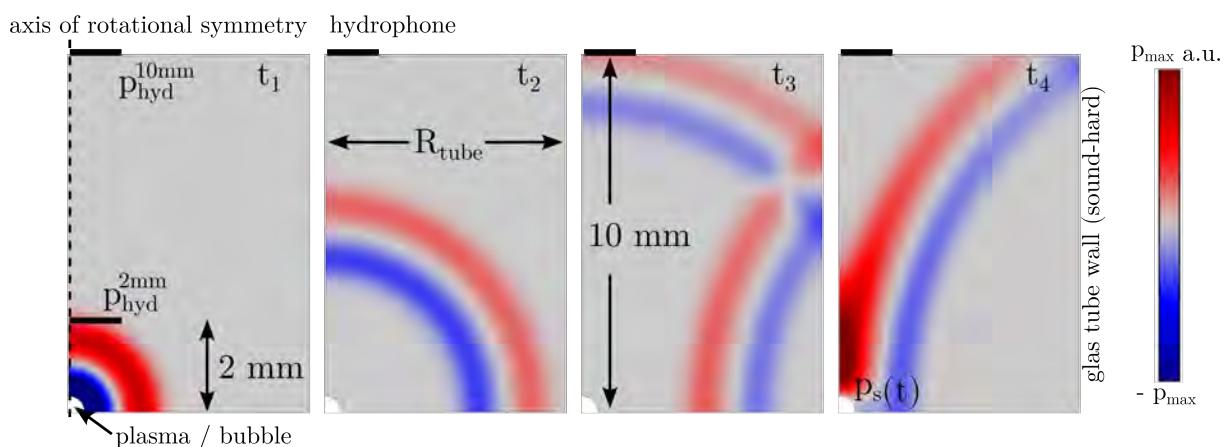
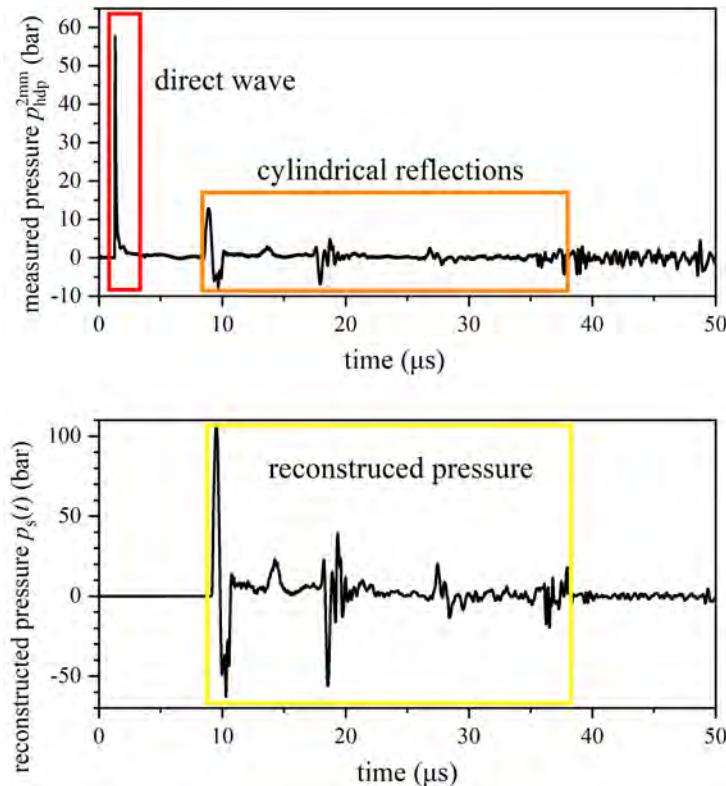
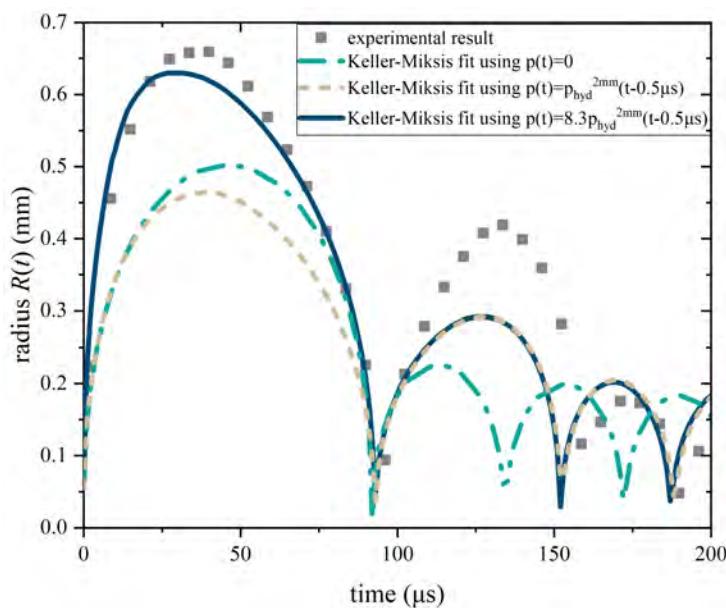


图 5.6 comsol 模拟获得压力重建乘数 k



**图 5.7** 利用 2mm 处测得的压力（上）重建空泡处压力（下）。重建压力在反射波到达前设置为 0，在受到影响后为  $p_s(t) = kp_{hyd}^{2mm}(t + \Delta t)$ 。在 38  $\mu$ s 后使用测得压力，并在空泡溃灭冲击波处后再次将压力设置为 0



**图 5.8** 利用重建的压力代入 Keller-Miksis 模型计算获得的空泡半径与使用其他压力的计算结果对比。实验半径采自静止试管实验。模型计算的初值为  $R(t = 0) = 54.5$  mm，重建压力情况下的初始速度为 1280 m/s，直接使用 2mm 水听器压力的情况下初始速度为 540 m/s，使用静压条件的情况下初始速度为 260 m/s。所有情况下空泡均在 94  $\mu$ s 左右处溃灭。均衡半径取自静止实验中 1 ms 时，残余气体形成的小空泡  $R_0 = 0.09$  mm

### 5.1.2 静止和自由落体中空泡脉动的对比

在特定高度释放试管后，试管内液体在试管撞击金属板前处于失重状态。此时激光击穿水体形成空泡，空泡处于一个零加速度场中。

图5.9上行显示了激光产生的空泡在无干预情况下，也就是试管静止时的动力学过程。它在本章中作为与自由落体和撞击情况的参照。在所有实验中， $t = 0$  是激光击穿形成闪光的时刻，将此时作为空泡形成的开始时刻。在空泡形成后，在  $t \approx 39.9 \mu\text{s}$  时达到最大泡半径  $R_{\max} = 0.69 \text{ mm}$ ，并在  $t = 96.1 \mu\text{s}$  时溃灭。因为试管体积的限制，空泡的膨胀相和收缩相不再对称，这与在准自由场（即空泡距离边界  $> 20 \times R_{\max}$  以上）中产生的空泡存在差别。这种现象可以用激光击穿冲击波及其后续反射波对膨胀相空泡的影响来解释。当空泡在立方体水箱中产生时，击穿冲击波因平面反射的缘故，不会在空泡位置产生汇聚效应，所以通常在水箱实验中忽略这种聚焦效应。但在本实验中，因空泡产生位置位于具有圆形界面的试管中央，击穿冲击波部分被试管玻璃壁面反射回空泡位置，从而影响空泡脉动。而冲击波产生到返回的时间大约是  $10 \mu\text{s}$ ，此时空泡处于膨胀相，这使得空泡的膨胀现象受到明显抑制。但相较于撞击产生的高强度、长持续时间的压力脉冲，这个聚焦冲击波对空泡的影响只有短时的压缩效果，对空泡整体上的膨胀和收缩过程的影响小得多，因此，这并不影响使用这种手段来研究撞击冲击波对空泡的作用机制。

图5.9所示，空泡溃灭后回弹，并在约  $t = 139.9 \mu\text{s}$  时到达二次脉动的最大泡半径  $R_{\max 2} = 0.43 \text{ mm}$ ，然后再次在  $t = 164.9 \mu\text{s}$  时溃灭。这之后，空泡仍然持续脉动，直到泡能消耗。这个过程约持续到  $t = 400 \mu\text{s}$ ，并因浮力作用而逐渐上浮，离开空泡原位置。图 5.12 中显示为黑色和红色的点分别表示了两例空泡脉动的半径值。

图5.9底行为自由落体情况下的空泡脉动的动力学过程。此自由落体情形是指在特定高度释放试管后，射入激光产生的空泡在试管撞击金属平面前的后续脉动过程。空泡在自由落体和静止状态下的动力学表现非常相似。图 5.10 显示了分别采用大帧率小视野 (cut method)、和大视野小帧率两种方法获得的空泡半径随时间变化的曲线，其中 cut-method 是高速摄像取较小分辨率 ( $8 \times 128$ ) 以获得较高帧率的方法，该方法可拍摄到如切片一般的空泡中心区域阴影，并使用最远距离为空泡直径，而试管的微位移造成的空泡位置变动是 cut-method 测得空泡半径变化的主要因素。后者使用面积法获得半径。误差棒表示十次采样的均方差，多次采样间的激光能量密度和试管微位移造成的击穿冲击波及其后续压力波变化，是影响多次测量间不同结果的主要因素。针对自由落体和静止状态情形，可以认为在空泡尺寸不够大的情况下，重力的影响十分微弱。在第三章中给出的参数  $\zeta = -\rho g R_{\max} \Delta p^{-1}$  可以间接地用来表达空泡形变的程度。在实验中，设定最大泡半径为  $R_{\max} = 0.7 \text{ mm}$ ，环境压强  $p_a = 1 \text{ bar}$ ，获得的  $\zeta = 7 \times 10^{-5}$  远远小于能够产生微射流的阈值  $\zeta = 10^{-3}$ 。这也证明在百微米和毫米尺寸的空泡可以完全忽略重力的作用。

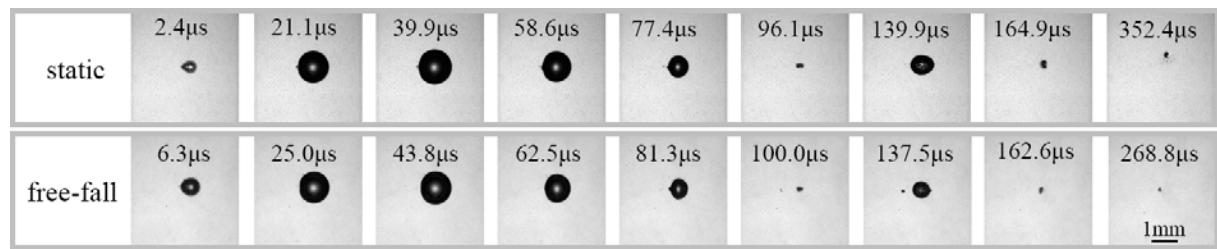


图 5.9 静态和自由落体环境下的空泡动力学过程的照片。上下栏分别对应了静态和自由落体的情形。激光自图片的右方入射，而撞击产生的压力波自下而上传播

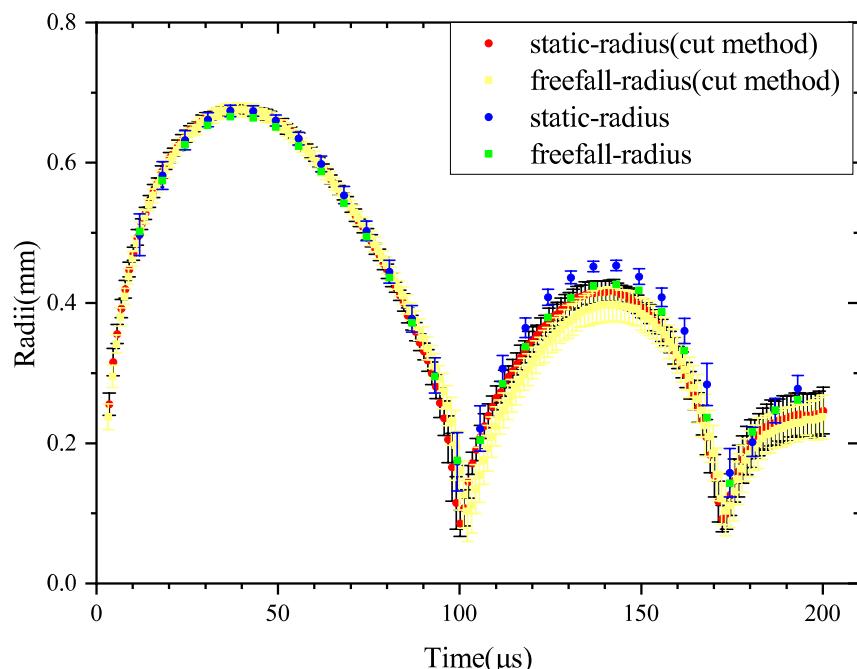


图 5.10 两种方法测得的空泡半径对比

### 5.1.3 瞬态压强驱动的空泡及空泡团簇的运动

图5.11 显示了在不射入激光的情况下，试管自由下降并撞击金属平台，在空泡产生位置测量得到的撞击压力波波形。从图中可以看到正压力波持续了  $263 \mu\text{s}$ ，随后进入舒张波阶段，舒张波持续到  $t = 932 \mu\text{s}$ 。并继之一些后续波动。在整个压力波阶段，正压可以达到 8 bar，而负压能达到 -5.5 bar。

在此将讨论四种不同空泡产生时间相位下的空泡动力学。空泡的产生如图 5.11.b 所示，“L”代表激光入射时间。静态情况下，空泡的第一脉动周期持续  $96 \mu\text{s}$ ，小于脉冲压力下的正相周期。四种情况分别是：(a) 空泡先于压力脉冲产生；(b) 空泡在脉冲正压的波峰附近产生；(c) 空泡先于负压开始产生；(d) 空泡在负压状态产生。此四种情况及其相应得时序如图5.11 所示。

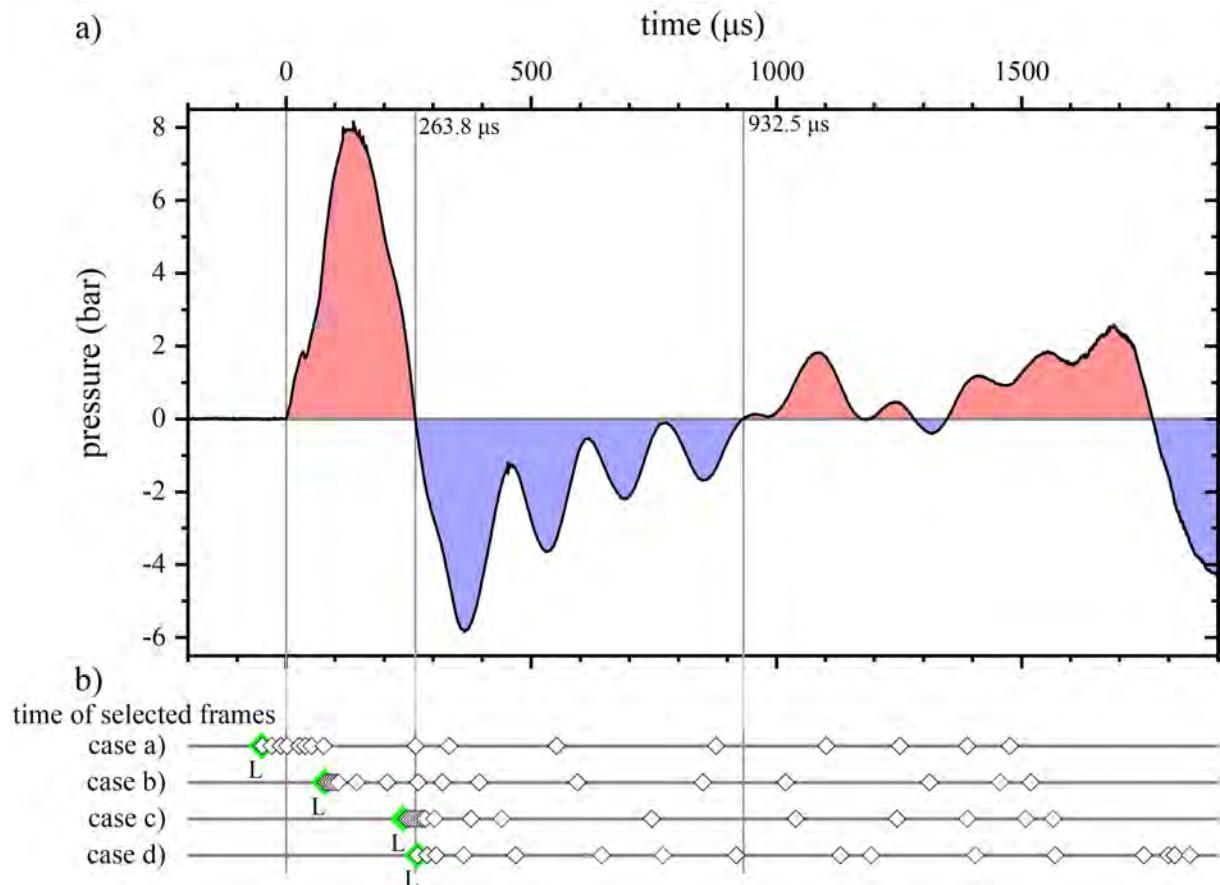
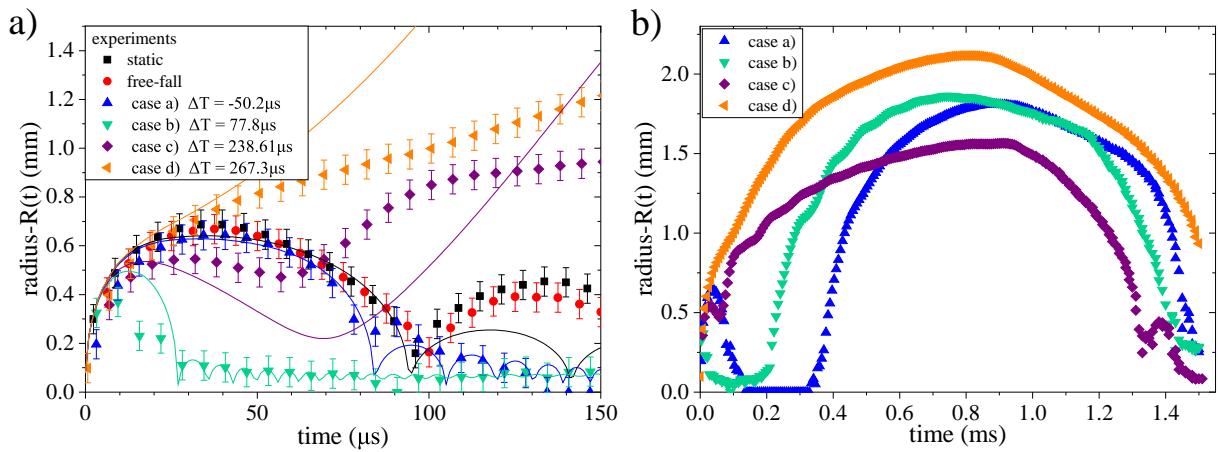


图 5.11 a) 即图 5.2 压力波形图; b) 图 5.13 中图的时间线。每帧用空心菱形 ◊ 标注, 绿色实心菱形并以“L”标注的是该情形的激光入射时间

图 5.13 显示了四种不同脉冲相位产生的空泡。图 5.13.a 表示压力脉冲在空泡处于最大泡半径阶段时开始作用于空泡的情景。此种情形下，竖直方向上存在压力梯度，高压加速了空泡的溃灭，继而减少了空泡的生存时间（见图 5.12 的  $R(t)$  曲线）。空泡的回弹也因为高压压迫而造成较小的空泡半径。在  $t = 89.2 \mu\text{s}$ ，如图 5.13a 中箭头所示，可见清晰的逆重力方向，也就是顺着脉冲传播方向的射流形成。此射流的形成与压力脉冲的空间分布有关。使用如第三章中介绍的各向异性参数  $\zeta = |\nabla p| R_{\max} \Delta p^{-1}$  来辅助解释这个效应。由图 5.11.a 中曲线的斜率与水中声速  $c = 1483 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ ，可以估算  $|\nabla p| \approx 436 \text{ bar/m}$ ，由此可以得到在空泡第一次溃灭，射流形成时， $\zeta \approx 0.30$ ，这样的梯度比冲击波驱动的空泡溃灭要小得多<sup>[199]</sup>。从而，射流在空泡的再膨胀阶段  $t = 89.2 \mu\text{s}$  时才明显可见。 $t = 126.7 \mu\text{s}$  附近空泡发生第二次溃灭，在  $t = 314 \mu\text{s}$  张力波射入时，微小的空泡溃灭后残余混合气团，膨胀成为一群大空泡团簇。这群团簇持续生存至大约  $t = 1500 \mu\text{s}$

图 5.13.b 为空泡在正压相下产生的时间序列照片 (序列位置见图 5.12. b)。空泡在约  $t = 9.5 \mu\text{s}$  时到达最大泡半径, 此最大泡半径远远小于参照组的最大泡半径, 即静压情形的  $R = 0.69 \text{ mm}$ , 且该情况下, 高压大大减小了空泡的生存时间, 也大大减少了空泡后续脉动的持续时间和幅度。在这里, 第一次溃灭时空泡在垂直方向上溃灭, 由

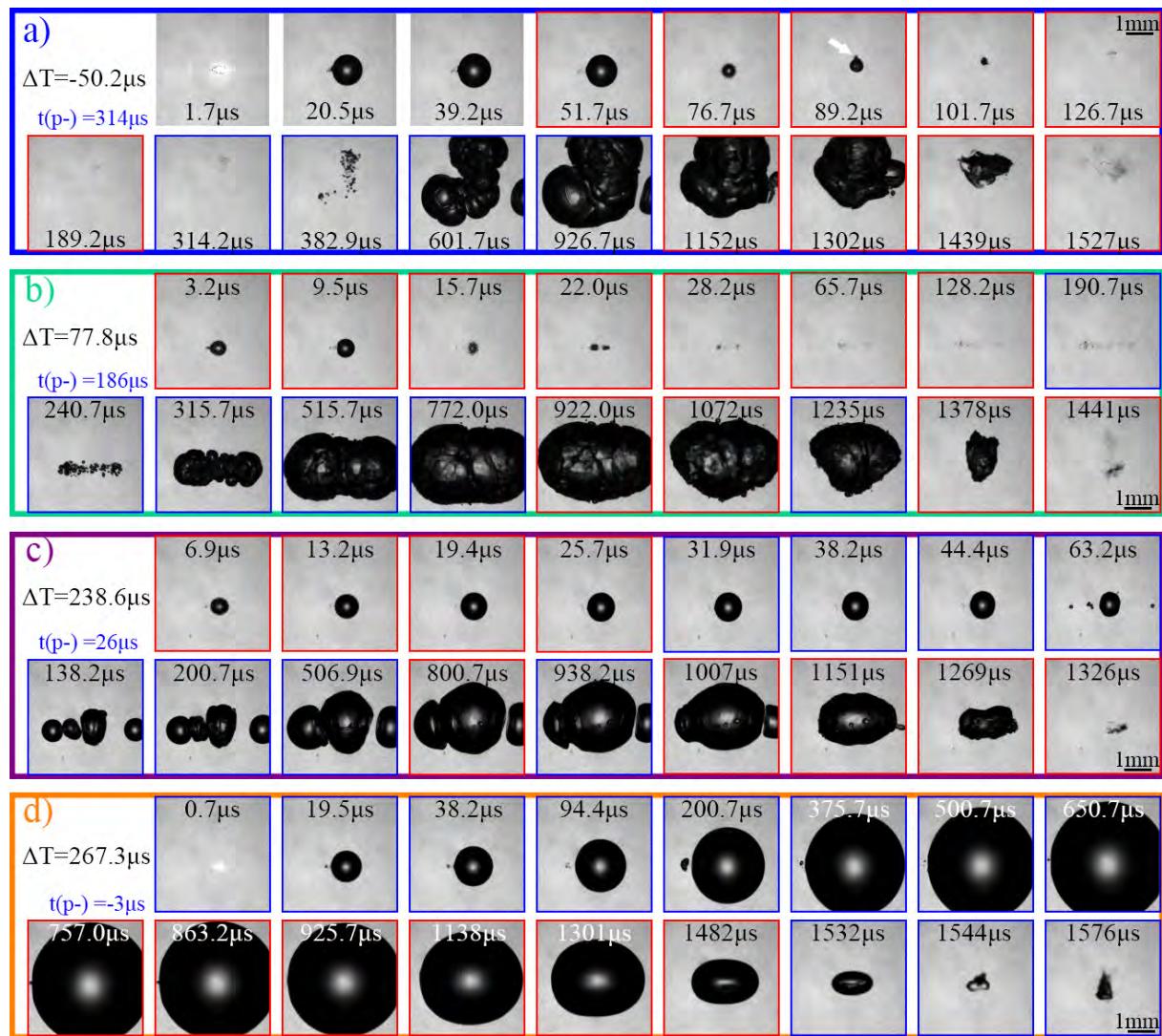


**图 5.12** 四个典型情形的空泡半径-时间曲线图。符号表示实验数据，实线表示 Keller-Miksis 模型计算所得的半径。此处的半径是指等效半径  $R(t)$ ，即根据面积求得等面积圆形的半径。图中所包含的六种情形对应图 5.9 和图 5.13。误差棒表示图像处理所致的不确定度。b) 与 a) 为相同的实验，但 b) 中延长了时间尺度以包含后续空化云动力学过程

此形成水平排列的空泡碎片，这些碎片随着时间的推移而扩散。在溃灭过程中可能由于高压产生了一个水平流，运输空泡碎片。最后，空泡的残余混合气团在环境转为舒张相时 ( $t = 240.7 \mu s$ ) 被拉伸成为一群空泡团簇，这团空泡团簇在溃灭时因水平和竖直方向的相位差异，形成竖直方向的射流并击穿空泡，后形成竖直分布的二次残余气团，如  $t = 1441 \mu s$  所示。

在图 5.13.c 中，空泡产生于压力脉冲正压相的终末阶段。此时，相比于参照组，其在产生和膨胀初期仍然受高压相的压迫，因而最大半径及时间相应减小。而在空泡收缩时，由于环境压降低至舒张相，空泡收缩受到抑制，继而没有产生溃灭，而直接再膨胀。在再膨胀过程中 ( $t > 55 \mu s$ )，在空泡原位置的左右处产生了继发空泡。这是由于激光在当地传播过程中，电子密度不足以形成击穿，但是当地形成微小的体积相变。这些相变位置作为凝结核，在受到张力波作用后形成新的空泡。由于这种激光和张力的双重作用，形成的随机空泡多数尺寸在分辨能力以下，但在激光路径高热区形成的这些空泡与原空泡碎片膨胀合并，在  $t = 900 \mu s$  处达到最大泡半径，并在  $t = 1300 \mu s$  时溃灭，参考图 5.12。

图 5.13，情形 a) 到 c) 都受到高压相影响，而情形 d) 则是空泡产生于张力相，张力持续了  $668 \mu s$ 。在此期间空泡膨胀成为一个远大于静态空泡尺寸的单体大体积空泡，即  $R_{max} = 2.22 \text{ mm} \gg R_{max} = 0.7 \text{ mm}$ 。在  $t = 932.5 \mu s$  时，压力重新转为正压，此时空泡开始收缩。空泡溃灭时是一个凸出的椭圆体，其次轴与重力方向一致，这种形变来源于叠加边界和压力波的双重作用。由于试管壁的存在，边界阻碍了水从侧面的流入补充空泡收缩让出的空间。后续正压在竖直方向上形成压力梯度，助长了椭圆体得形成。双重作用形成的压力梯度诱发了向上的喷射流，在图 5.13.d 中  $t = 1544 \mu s$  时很明显。



**图 5.13** 四种不同的压力波相位下空泡和空泡团簇的动力学过程照片。同一序号内图片表示同一次激光射入特定压力波相位时的情况，相位用时间延迟  $\Delta T$  表示，即激光空泡产生时间减去压力波到达空泡位置的时间。压力脉冲如图 5.11 a 中所示，对应的空泡半径演化如图 5.12 中所示。蓝色  $t(p-)$  标记表示在空泡时间线上，空泡所遭受的环境压力变为负压的时间点。在每个情形的最后一帧标记了比例尺。激光自右侧入射。情形 a)  $\Delta T = -50.2 \mu s$ , 空泡在压力波到达之前产生，并在第一个脉动周期受压力波影响的情况下；情形 b)  $\Delta T = 77.8 \mu s$ , 空泡在高压阶段产生；情形 c)  $\Delta T = 238.6 \mu s$ , 空泡产生在环境压从正压到负压的转换点附近；情形 d),  $\Delta T = 267.3 \mu s$ , 空泡在负压阶段产生。

同时图 5.12 还给出了数值模拟下的空泡半径。实验和数值曲线在第一次脉动中相吻合，而后续的差别主要是由于忽略了空泡到空泡团簇之间的破碎过程，以及从团簇到球形空泡的近似。同时液域的圆柱形封闭限制了实验中空泡的膨胀和收缩，这在简单的计算模型中没有考虑。

### 5.1.4 空泡对压力波的相位响应

图 5.14.a 和 5.14.b 分别显示了空泡对  $\Delta T$  的响应的实验和模拟结果， $\Delta T$  是空泡产生时刻和脉冲压力通过空泡点之间的时间差。其中，空泡半径  $R(t)$  是用颜色表示的。在  $\Delta T = 0$  时，在脉冲压力波到达激光焦点的时刻产生空泡。 $\Delta T$  的负值指的是空泡在压力波通过前产生。虚线表示压力波到达空泡位置的时间。因此在这条线开始后的一段时间，存在一个表示空泡被正压极度压缩蓝色的区域。然而，对于  $-250 \mu\text{s} < \Delta T < -200 \mu\text{s}$  的阶段，第一次和第二次膨胀发生在压力脉冲通过之前。因此，空泡力学基本与  $\Delta T$  无关，这个阶段范围内的空泡显示出基本相同的力学，例如，它们都在  $100 \mu\text{s}$  左右溃灭。然而，在压力波通过前  $100 \mu\text{s}$  产生的空泡 ( $\Delta T < -100 \mu\text{s}$ ) 的反弹却受到影响。在更接近压力波通过的地方产生的空泡，例如  $\Delta T > -50 \mu\text{s}$ ，显示出第一个空泡膨胀的强烈减弱，只有微小地反弹。对于  $\Delta T > 100 \mu\text{s}$  (图中右下角的  $time > 140 \mu\text{s}$ )，由于稀疏波的通过，空泡再次膨胀。

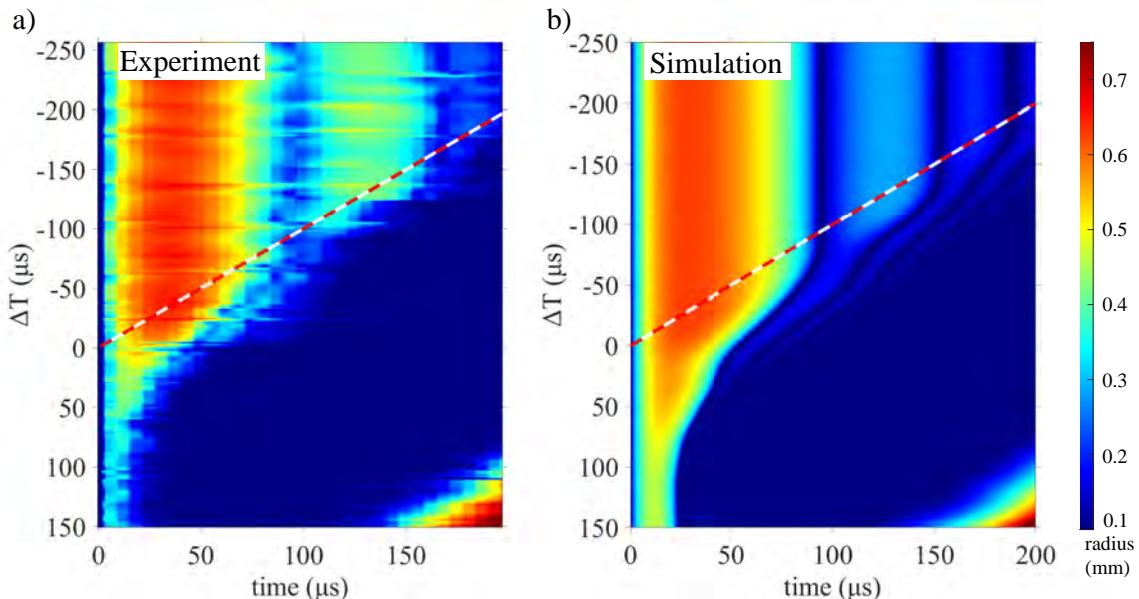


图 5.14 空泡生成时间与冲击波射入时间差 ( $\Delta T$ ) 对应的空泡半径  $R(t)$  演化。时间零点  $t = 0$ ，指空泡诞生时间。纵轴是空泡产生时延 ( $\Delta T$ )，其中负值指空泡先于压力波作用产生。红白间断线代表了压力波开始时间。a) 实验结果。b) Keller-Miksis 与测得压力波结合计算所得的空泡响应

对于所有的数值模拟，Keller-Miksis 模型的初始条件是  $t=0$  时，初始半径  $R(t) = 54 \mu\text{m}$  和初始泡面速度  $\dot{R}(t) = 1280 \text{ m/s}$ ，受不可凝结的气体量和表面张力影响下的平衡半径  $R_n = 90 \mu\text{m}$ 。通过对比空泡响应实验的值与图 5.14.b 中的模拟结果进行比较。发现实验和球形空泡模型之间无论是在定性还是定量上都具有良好的一致性。特别是，随着  $\Delta T$  的增加，空泡生存时间明显缩短。另外，数值模拟结果也得到了空泡开始重新膨胀的现象，即图 5.14.b 中右下角区域的  $\Delta T$  和  $t$  取更大值时的现象。两种结果良好的一致性也证明了空泡成核和脉冲压力产生的实验是高度可重复的。

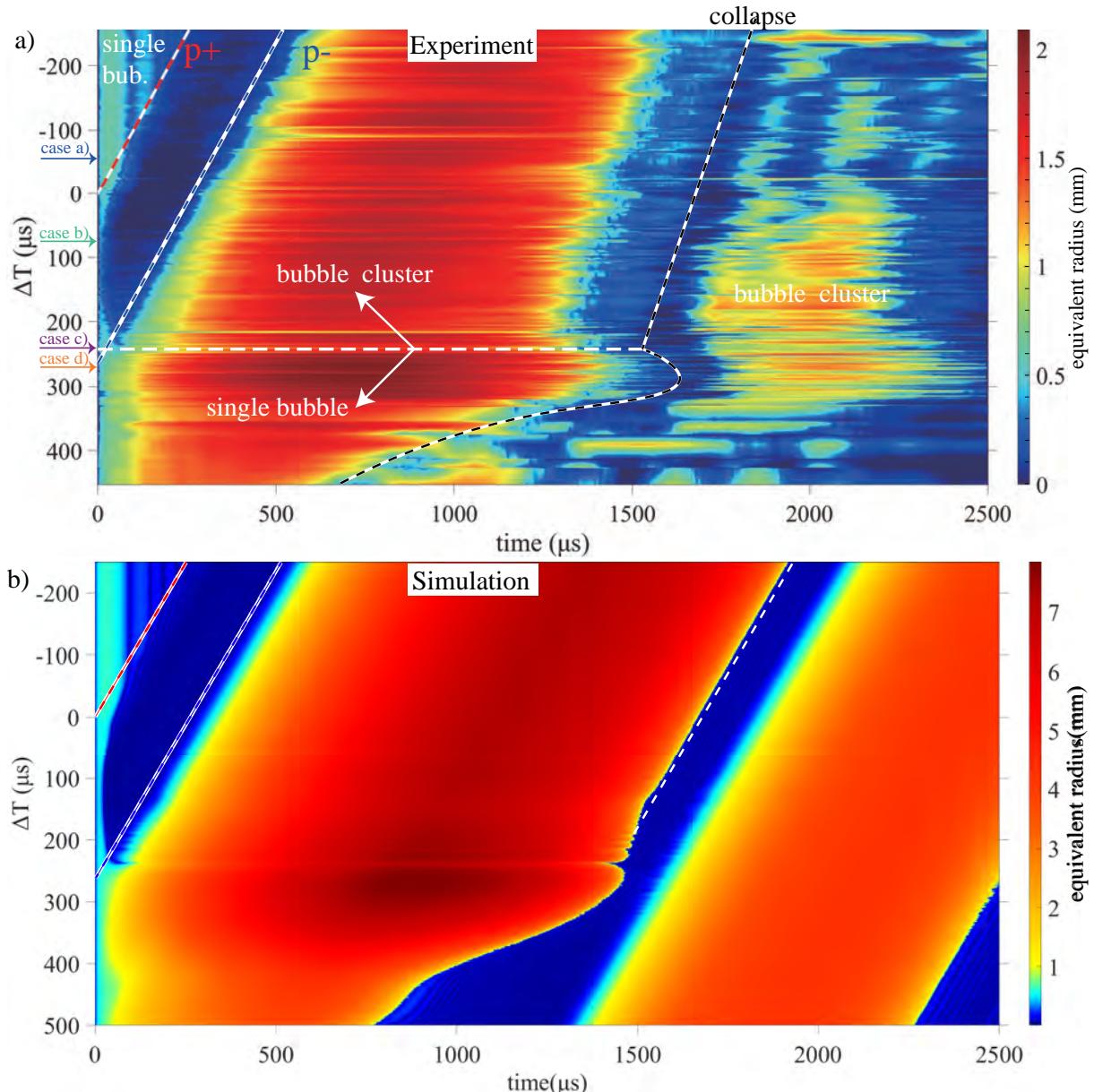
针对空泡的反弹过程，模拟和实验结果之间有一些差异，特别是在实验中，空泡反弹持续的时间相比模拟小了约 20%。这是因为实验中的溃灭相比模拟更弱。实验中较弱的溃灭通过声发射消散的能量较少。残留的能量可用于再膨胀，从而使空泡可以膨胀到一个更大的范围。在模拟中空泡的溃灭会辐射更多能量，其原因可能是：1. 由于理想绝热气体的热力学简化导致；2. 试管的封闭几何形状在模拟中没有考虑周全，实验中试管的几何形状阻止了球形汇聚流，与较大的水箱相比，可能会形成较小的液体速度。

### 5.1.5 空泡团簇的脉动行为

在压力波实验中，除了空泡溃灭的时间缩短外，当脉冲压力的稀疏波部分与激光诱导产生的空泡相互作用时，可以产生大体积空泡和空泡团簇。

在图 5.15 中，分析大体积空泡和空泡团簇与相位  $\Delta T$  相关的动力学，该图涵盖了与之前的图 5.14 中的  $\Delta T$  和时间  $t$  的范围。图 5.15.a 显示了实验中空泡半径随时间得变化，图 5.15.b 显示了模拟中的空泡动态。两图中不同的色标范围是因为模拟与实验条件存在一定差异形成的计算偏差。图 5.15.a 的左上方，即  $\Delta T$  和  $t$  均较小时的情景，是图 5.14.a 的再现。正压开始时用红色虚线表示，标记为  $p+$ 。图 5.15 最突出的特征是在  $p-$  线之后形成一大片的红色区域。其代表空泡的半径的超量膨胀现象。它的最大值在张力阶段开始后约  $500 \mu s$  达到。在  $p+$  和  $p-$  线之间的淡蓝色区域表示只有非常小的空泡或根本没有探测到空泡。其中仍然有微纳尺寸的气泡作为空化核存在，一旦舒张波到达空化核位置就会膨胀成大空泡。该区域在图 5.15.a 中称为“空泡团簇”，因为这里有多个空泡膨胀并合并。这里绘制的等效半径是要理解为一个近似的半径。它是通过整合高速帧中被空泡覆盖的像素区域而得到的，即假设其是个单一的投影空泡，将这个面积转换为等效半径。

形成空泡团簇的多空化核是起源于激光诱导产生的空化空泡在溃灭过程中形成的小空泡碎片。同时，形成的微观气体碎片会因扩散以及溶解而减小。但这个溶解时间比  $p+$  和  $p-$  之间的时间跨度要长得多，一旦稀疏波到达，这些气泡碎片就会作为空化核而形成新的空泡。



**图 5.15** 实验和 Keller-Miksis 模型计算结果比较。与图 5.14 具有相同的轴内容设置，但具有更长的包括空泡团簇过程的时间尺度。a) 实验获得的  $R(t)$ 。图 5.13 中显示的典型情形在  $y$  轴上特殊标识。b) Keller-Miksis 模型计算获得的空泡响应，脉动半径  $R(t)$ 。Keller-Miksis 模型获得了较大的空泡半径，图色标尺作了截止处理，以获得更好的对比效果。红白间断线代表了压力波到达空泡位置的零时刻。蓝白间断线代表了压力波转化为张力波的时刻。黑白间断曲线勾勒出了空泡溃灭时刻，而白色虚线将图划分为空泡团簇区域和单空泡区域。

图 5.13 中提出的四种不同  $\Delta T$  的阶段在图 5.15 纵轴上标出。情形 a) 和情形 b) 表现为空泡较早溃灭和空泡碎片重新膨胀成团簇，而情形 c) 和情形 d) 则表现为单个空泡的膨胀。值得注意的是情况 c)，这时正压作用在空泡上的时间很短，不足以诱发空泡的完全溃灭，空泡在收缩一段时间后，在负压的作用下重新膨胀为一个单体的大体积空泡。这个单一空泡的生存时间明显长于其前稍短的阶段  $\Delta T$  产生的空泡团簇。

当空泡完全在张力阶段引入时（见  $\Delta T \geq 263.8 \mu\text{s}$ ），空泡扩展为一个更大的单体

空泡，具有更长的第一次脉动周期，在这里它被张力阶段的持续时间所限制。 $\Delta T$  增加时第一次脉动持续时间的减少也证实了这点。从空泡团簇向单体大空泡过渡发生在情况 c) 周围，如图 5.15.a 中的水平虚线所示。

在实验中，空泡团簇的溃灭时间大于实验中获得的时间，这是因为试管边界限制了实验中空泡的膨胀。因此实验中空泡没有像模拟中那样超量膨胀，也没有像模拟中那样较晚溃灭。一般地认为，模拟中的空泡膨胀到了实验中半径的大约两到三倍，这将对应于至少两倍的溃灭时间。但在实验中，溃灭时间相比模拟缩短了不超过 20%，这可以解释为，在空泡与容器大小相近的受限几何形状中，空泡的生存时间也会延长<sup>[239]</sup>。

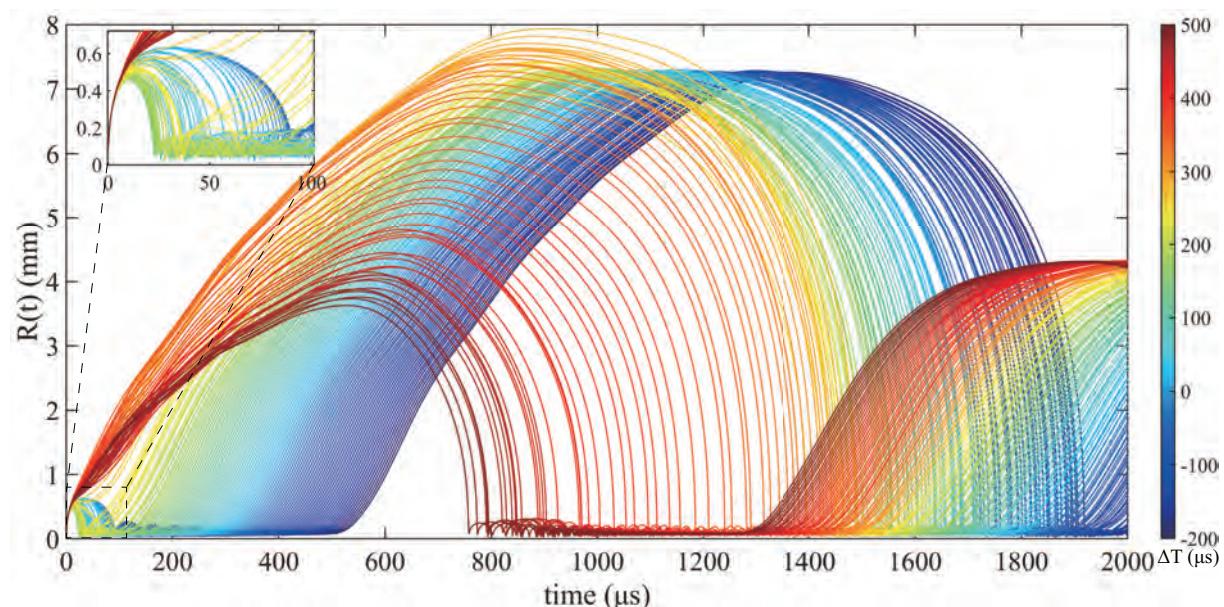
当  $80 \mu s \leq T \leq 160 \mu s$  时，空泡的生存周期减少到小于  $20 \mu s$ ，这在实验和模拟中获得了相似的结果。然而，对于空泡团簇的溃灭和再膨胀，实验和模拟之间的一致性较差。在模拟中，如图 5.15.b 中右边的红色条带所示，在第一次大膨胀之后，所有的空泡都以同样的方式重新膨胀，只是相位被  $\Delta T$  的转移了。在实验中，只有在  $150 \mu s$  和  $300 \mu s$  之间的  $\Delta T$  观察到相当大的再膨胀。这表明，用简单的未加更多修正的 Keller-Miksis 模型只能在一定程度上模拟团簇的动态。另外，再膨胀在很大程度上是由空泡内容物含量决定的。该模型没有考虑到质量运输、冷凝和蒸发，这对主要含有水汽的空泡来说特别重要<sup>[240]</sup>，因而造成该模型解释的局限性。当压力波的正负压转换发生在空泡的第二个脉动周期，甚至在溃灭的很晚阶段，压力波正压相仍然压缩第一周期的空泡，反射的溃灭冲击波也能影响它的反弹，这在计算中都没有考虑。在实验和模拟结果均表明越来越大的负压直接使第二个循环的空泡反弹。

在正压相的最后阶段产生的空泡脉动有着逐渐增大的脉动周期，这是由于空泡初始环境压力的压差逐渐降低而导致的。同时，空泡溃灭时间线和团簇重生的时间线重合，表明空泡团簇重生机制转变为空泡自身反弹机制，发生在  $\Delta T = 234 \mu s$  左右。这时空泡产生于正压的很晚阶段，其中空泡的第一周期时间远小于静态第一脉动时间。即使这个空泡在溃灭阶段内遭受负压，它仍不能达到其孤立自由脉动可达到的最大半径和生存时间。可以解释为空泡能量损失发生在空泡产生的初始阶段，同时也是与空泡相互作用的正压力急剧变化的阶段。这种情况下，压力波释放了新生空泡的能量，使其最大半径变小，例如，在  $\Delta T = 234 \mu s$  的情况下，空泡在  $20 \mu s$  时达到最大半径约为 6mm。在空泡生成的  $30 \mu s$  后，它遭受了负压，但其仍在收缩，直到  $80 \mu s$ 。 $\Delta T = 234 \mu s$  是一个分水岭，在这之前，负压不能在空泡溃灭之前使其半径回升，在这之后，空泡会在其溃灭之前反弹。这在实验和模拟中都很清晰。由于溃灭抵消了张力，空泡失去了能量，所以它的生存时间明显缩短，这在图像上显示为一个缺口。正如前面提到的情形 c) ( $\Delta T = 238 \mu s$ ) 所示，在这个阶段产生的空泡并没有达到静态的最大半径，在缓慢收缩后，它又反弹了。由于不充分的溃灭，空泡的能量在开始重生的时候相比溃灭只会有一点衰减。在这种情况下，由于更大的初始半径、少许衰减的空泡能量以及高负压等条件使得空泡半径变得更大。

在后期负压阶段产生的空泡会由于张力波的拉伸直接膨胀到空泡簇的最大半径，而

不经过任何收缩。相比于之前的情况，在这种情况下，空泡有更多能量，会增大空泡团簇的最大以及半径生存时间，如图中的凸起所示。随着空泡产生的相对时间越来越晚，其生存时间和最大半径均逐渐减少。这是由于环境压力在达到最大值之前越来越早地上升到最初的正常水平。

尽管如此，空泡团簇也会发生第二个脉动周期。但由于空泡团簇溃灭残留的气体比较分散，很难区分和计数代表分散的小空泡的像素，且单体大体积空泡有更多的能量产生更密集的现象。



**图 5.16** 使用 Keller-Miksis 模型与测量获得的压力波耦合计算的不同空泡诞生和压力波时延  $\Delta T$ ，情景下的空泡团簇脉动。在没有脉冲压力的情况下，空泡只在  $100\mu\text{s}$  左右扩展到大约  $700\mu\text{m}$ （见  $T < -100\mu\text{s}$  的曲线）。当空泡的引入在时间上与舒张波开始相吻合时，空泡膨胀获得最大半径，它在最大膨胀时可以达到 8 毫米以上。数值曲线高估了测量的空泡尺寸约 4 倍，将其归因于管壁的影响和由此产生的空泡的几何限制

由张力波引起的空泡团簇或单体大空泡膨胀到最大半径，受试管的有限体积和张力波的双重影响。Keller-Miksis 模型通常用来解释准自由域中的空泡行为，而在本章中，回弹空泡的半径与试管半径相似，因此模型解释有相符之处，也有不是很准确之处。如在模拟和实验中，回弹的空泡团簇或者单体大空泡的生存时间都很好的符合在  $1.3\text{ ms}$  左右。这个时间点的吻合代表这个过程是因压力波的周期变化而引起的空泡动力学变化。而实验和模拟中半径极限的差异是由试管的有限形状引起的，但同时这个有限形状也同时延迟了膨胀和溃灭的过程。

### 5.1.6 空泡溃灭致辐射冲击波

与仅由恒定的环境压力驱动的溃灭相比，强制溃灭可能导致空泡的压缩增强。在实验中，水听器放置在击穿点上方  $10\text{ mm}$ ，以检测后续系列实验中该位置的压力。不同  $\Delta T$  情况中，激光入射后  $0\mu\text{s}$  到  $200\mu\text{s}$  的压力云图如图5.17 所示。为了从数据中读取

峰值压力，对记录的信号使用了 40 kHz 的高通滤波，以去除本底压力波（即图 5.4）。激光击穿冲击波用箭头 A 标记的垂直高亮线，其时间大约在  $7 \mu\text{s}$  左右。此冲击波到达水听器时，压力仍然很高，约为 3.5bar。随后，在图中可以看到多条平行于 A 线的颜色较淡得线，代表了这种溃灭冲击波的多次反射。箭头 B 指向的是第一个空泡溃灭冲击波的高亮带。在  $\Delta T < 53 \mu\text{s}$  的情况下，它位于  $104 \mu\text{s}$  左右，其经过 10mm 的衰减，强度已经很弱。箭头 C 指向强制溃灭形成的冲击波的曲线。由于压力波的作用使得空泡加速溃灭，这导致了空泡溃灭冲击波的增强。在正高压区，压力波和空泡残余物之间的进一步相互作用导致图中出现了许多后续的压力峰，这主要是由容器的强化冲击波的反射引起的。在入射压力由正转负后，空泡在环境负压的作用下膨胀而没有溃灭，这被称为单体大空泡的产生，在如上文情形 c) 所述。正如箭头 D 所示的，在  $\Delta T \approx 235 \mu\text{s}$  之后，第一个空泡溃灭冲击波消失，向后合并到空泡团簇的溃灭冲击波中，形成单体大空泡的溃灭冲击波。

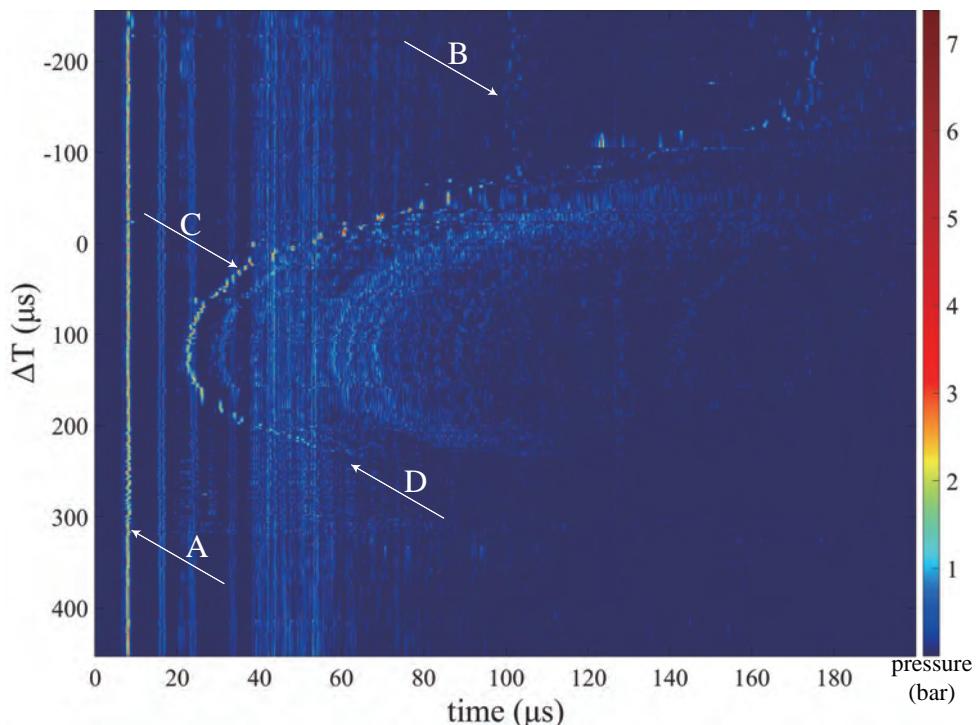
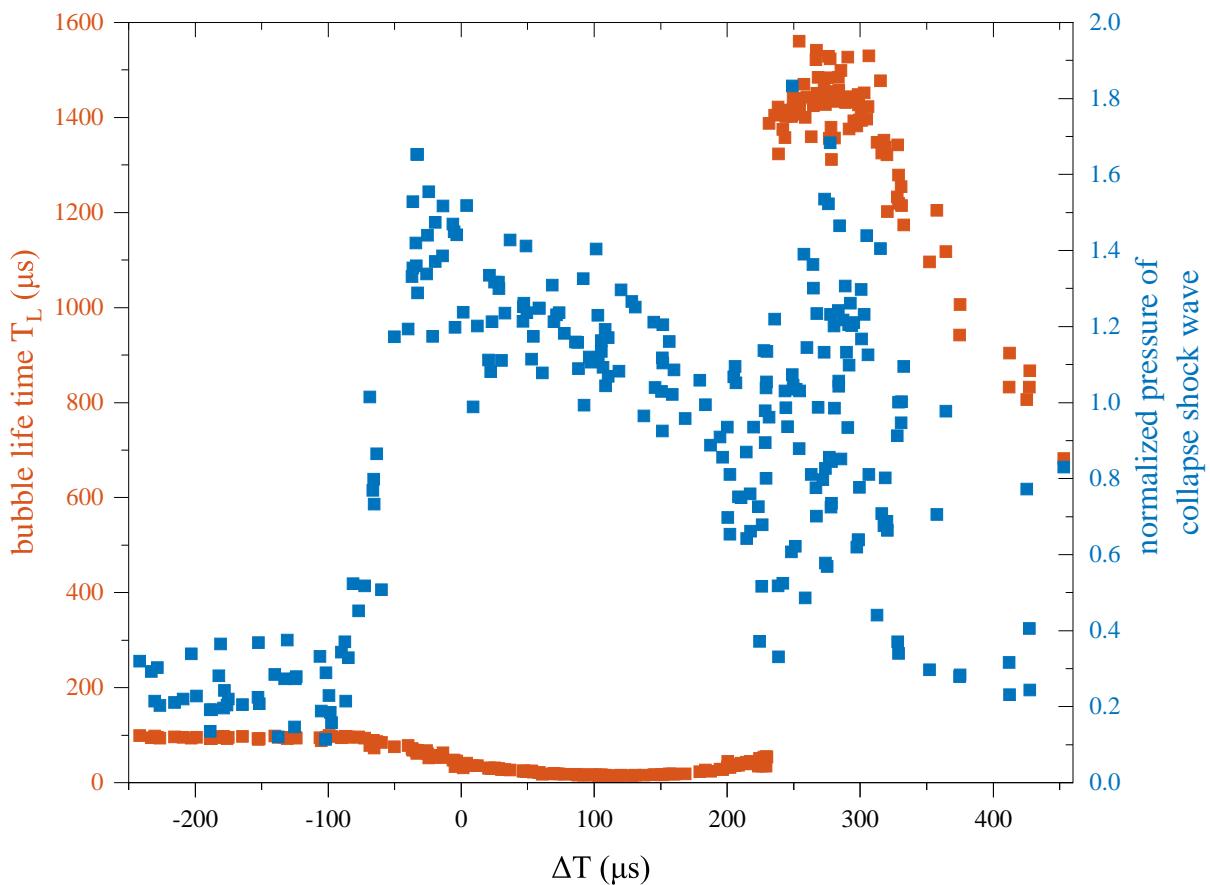


图 5.17 10mm 处测得的压力云图。箭头 A：激光击穿冲击波。箭头-B：未受干扰的第一次空泡溃灭的溃灭冲击波，即当空泡在被脉冲压力波击中之前就已经溃灭。箭头 C 显示的是被脉冲压力波增强的第一次溃灭冲击波。对于较小的  $\Delta T$ ，表现为向左凹陷弯曲的曲线，因为压缩压力较早地击中了空泡，减少了空泡的生存时间。最终它又向右弯曲，因为空泡的大小在张力阶段变大。箭头-D：显示了第一次溃灭冲击波的消失，而实质上在该处空泡溃灭转变成大空泡机制，溃灭冲击波来自大的空泡溃灭。由于反射作用，A、C 所代表的冲击波的反射波在图中出现了多次

下面研究不同  $\Delta T$  情况下的第一次溃灭冲击波峰值（量化的溃灭强度）。图 5.18 中显示了（第一次）溃灭峰压力随  $\Delta T$  的变化。它包含了没有外界影响的空泡溃灭阶段、

由压力波强迫的空泡溃灭阶段以及拉伸后的单体大空泡溃灭阶段。每个溃灭峰值压力都经过了归一化处理即  $p = p_{\text{impulse-peak}}/p_{\text{shockwave-peak}}$ ，其中  $p_{\text{impulse-peak}}$  代表测得的溃灭峰值压力  $p_{\text{shockwave-peak}}$  代表激光击穿冲击波峰值压力。

空泡生存时间是击穿冲击波和溃灭冲击波两个峰值之间的时间差，在图中用红色点表示。第一次溃灭冲击波的峰值压力（蓝色点线）的最大值在  $\Delta T \approx -30 \mu\text{s}$  附近。这一事实表明，当空泡在大部分时间在大气压力下膨胀，瞬时压力波（图5.11）在空泡开始收缩时刻附近开始作用于空泡，此时空泡能够获得最强的溃灭增强。



**图 5.18** 第一个溃灭冲击波的峰值压力（蓝色）和空泡生存时间（红色）关于  $\Delta T$  的演化曲线。用到达监测水听器的冲击波时间减去等离子体的峰值时间，即空泡的生存时间。水听器测得该压力波峰除以测得的激光击穿冲击波获得其归一化压力。

与这种增强溃灭对比，当没有瞬时压力作用时静态空泡的归一化溃灭峰值压力只有  $\approx 0.2$ ，如图中5.18中  $\Delta T < -100 \mu\text{s}$  所示，此时第一次溃灭发生在脉冲压力波作用于空泡之前。因此，可以认为这种溃灭增强在压力振幅方面可以达到约  $1.6/0.2 = 8$  倍，在能量方面为 64 倍。假设存在一个不同形状的波形，如更对称的波形，更陡峭的波前，可能会进一步改善溃灭的增强，预计在这种情况下溃灭的最大峰值将转移到  $T_L/2$ ，即空泡在最大泡半径时受到压力波后形成最强的溃灭增强。

当  $\Delta T$  由最佳增强值 ( $\Delta T \approx -30 \mu\text{s}$ ) 继续增加时，由于空泡在压缩正压力下膨胀因此其生存时间减小，从而导致溃灭的峰值压力较小。在  $\Delta T \approx 230 \mu\text{s}$  之后， $T_L$  急

剧增加到 1 ms 以上，这是因为如上文中所述的，溃灭方式从空泡受正压溃灭再膨胀成空泡团簇转换成了空泡在负压中直接膨胀成单体大空泡，这样形成了空泡溃灭阶段被舒张波延迟的现象，这导致溃灭峰值压力的测量存在了更多的变化。由于空泡在更长的时间内被膨胀到如此大的半径，不稳定因素通常会导致主空泡破裂出多个较小的空泡，这些空泡的溃灭有时间偏移，产生多个振幅分别较小的溃灭峰值。然而，这种分裂过程有一些统计学成分，即空泡的大小可以在不同的实验中变化。但同时这个阶段可以断定存在特殊的加强和减弱部分，概率性的实验已经捕捉到了该现象，下文中将用理论模型获得更精密的解析，此处峰值压力的趋势与下文中 5.22 一致。

在未来的实验中，通过某种方式构造一个与本文中的压力波反相的压力波，即具有领先稀疏和落后压缩相位，可以进一步改善溃灭增强，例如，这可以通过一个额外的反射器来实现瞬时压力的必要相移。下文将先用理论讨论这种情况。

## 5.2 空泡对压力波特性的响应

压力波通常指流体受到某种扰动，形成压力和密度等参数持续性波动变化并传播的现象。其包含多种情景，而正弦声波是其最简单的一种形式。下面给出一个简单的一维小压力扰动即线性平面波传播的例子：

考虑一个小尺度范围内的压力传播，如图 5.19 所示，该图右部表示常态，即未受扰动的状态，其压力密度和波速用下标 0 表示，扰动自左向右传播，其受到扰动的状态用下标 1 表示，波的传播仍遵从物质守恒和冲量守恒：

$$\begin{cases} \rho_1 u_1 A = \rho_0 u_0 A \\ (p_1 - p_0) A = \rho_0 u_0 A (u_1 - u_0) \end{cases}$$

将式一所得  $u_1$  代入式二可得： $u_0^2 = \frac{\rho_1}{\rho_0} \left( \frac{p_1 - p_0}{\rho_1 - \rho_0} \right)$

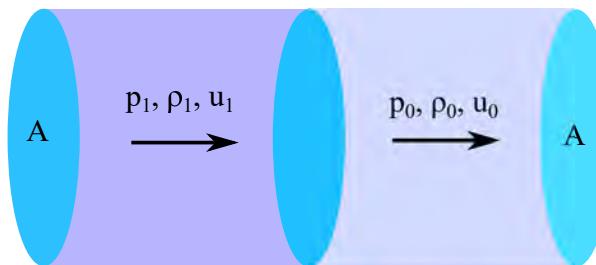


图 5.19 压力波传播示意图，图中给出了截面面积 A，扰动前后的压强，密度和速度

考虑在低速低压域绝热系统内，即在线性声波求解域内，前后密度差十分微小，即  $\rho_1 \approx \rho_0$ ，则有  $u_0 = \sqrt{\frac{p_1 - p_0}{\rho_1 - \rho_0}} = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}}$ 。同时波的传播速度不代表其当地质点的速度  $u_p$ ，通常平面波的压强与当地质点速度存在如下关系： $p = \rho_0 u_0 u_p$ 。注意， $\rho_1 \approx \rho_0$  有其适用条件，本文对不同条件下可形成压缩波和膨胀波的演化不做考虑。这里直接给出线性平面波的控制方程：

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) p = 0,$$

此处  $c$  是其当地声速。

为简化的研究压力波与空泡的相互作用，将包含膨胀和压缩波的压力波看为成正弦声波，而不考虑压力波的其他形式，即空泡中心和整体均遭受如下的时变声压：

$$\begin{cases} p = 0 & t < \delta t_0, \\ p = A \sin\left(\frac{2\pi}{T_{\text{sine}}}(t - \delta t_0)\right) & t \geq \delta t_0 \end{cases} \quad (5.1)$$

其中  $\delta t_0$  是声波入射时间，即  $t_{\text{pulse}}$ 。在正弦声波入射到空泡位置前，空泡受到的声压为零，即只受液体的静压，这里采用的是 101325Pa。为研究这个时变声压对空泡脉动的影响，设置了如下一个特殊空泡情景：初始半径  $R_0 = 0.037 \text{ mm}$ ，初始泡壁速度  $v_0 = 600 \text{ m/s}$ ，均衡半径  $R_n = 0.075 \text{ mm}$ ，最大泡半径  $R_{\max} = 0.540 \text{ mm}$ ，第一脉动周期  $T_{\text{bubble}} = 100 \mu\text{s}$ 。由 Rayleigh-Plesset（见第二章2）的线性动力学形态，可以推导出空泡在零阻尼情况下的自然频率（谐振频率）<sup>[236]</sup>：

$$\omega_N = \left[ \frac{1}{\rho_0 R_n^2} \left\{ 3\kappa(p_0 - p_v) + 2(3\kappa - 1) \frac{\sigma}{R_n} \right\} \right]^{\frac{1}{2}}$$

各个字母含义均在第二章中给出，此处这个特殊的空泡情景有  $\omega_N = 2.28 \times 10^5 \text{ Hz}$ ， $T_N = 28 \mu\text{s}$ 。考虑到本节将主要关注空泡第一脉动周期，也就是受均衡半径  $R_n$  影响较小的初期阶段，下文将主要在空泡第一脉动周期阶段研究空泡诞生在这个压力波不同的相位对空泡自身脉动的影响。

### 5.2.1 压力波相对周期对空泡脉动的影响

在上述实验中，该压力波正压周期为  $263.8 \mu\text{s}$ ，自由空泡的周期为  $96 \mu\text{s}$ ，即  $\eta \approx 0.36$ 。下面将主要针对压力波的周期与空泡周期的相对大小，即  $\eta$  对空泡脉动的影响，即  $\eta$  如何影响空泡实时半径和溃灭冲击波强度。为在一定程度上描述实验所述压力波对空泡行为的影响，在式 5.1（此即时变声压）中，选择  $A = 10 \text{ bar}$ 。为了获得溃灭产生的压力波强度 (collapse wave pressure, CWP)，假设空泡为完美球形脉动，将其看成一个振子，并基于不可压假设可获得下式<sup>[223]</sup>：

$$p_r(r, t) = \frac{\rho_L}{4\pi r} \frac{d^2 V}{dt^2}$$

代入理想球形空泡假设可得：

$$p_r(R, r, t) = \frac{\rho_L}{r} \cdot R \cdot (2\dot{R}^2 + R\ddot{R})$$

上式由于基于不可压假设，其声压的传播是瞬时的，且其只包含几何衰减。获得特定位置的声压后，即可推得全场声压。式中，采用  $r = 10 \text{ mm}$ ，即距空泡产生处  $10 \text{ mm}$  ( $18.5R_{\max}$ ) 处的压力。此距离也与实验中，水听器的放置位置一致。考虑到在数值求解方程过程中，步长的选择将一定程度上影响解的二阶导，即空泡壁面的加速度，使其不

能准确命中突变，将解代入求解声压的式中往往只能获得其大体趋势，而不是准确的描述其声压。参考声压级的获得方式，即先对声压归一化再求其常用对数，本文中直接对求得的声压取常用对数，以减小突变和非突变解之间的差距。

### 5.2.1.1 正弦周期小于空泡第一脉动周期

首先考虑的第一种情况，是式 5.1 的正弦周期小于空泡的第一脉动周期，即  $T_{\text{sine}} < T_{\text{bubble}} = 100 \mu\text{s}$ ，这里选择  $T_{\text{sine}} = 50 \mu\text{s}$ ，这样其正压的时长  $T_{\text{posip}} = 25 \mu\text{s}$ ，则研究的相对时长参数  $\eta = 0.25$ 。这种情况下，空泡在其孤立自由的生存时间内，能全面地受到与其同时刻产生的压力的正压和负压阶段影响。但在相互影响情景下，空泡将受正压压迫或负压拉伸。

图 5.20 上栏显示了  $-100 \mu\text{s} \leq \Delta T \leq 150 \mu\text{s}$ ，即  $-1 \leq \Delta \tilde{T} \leq 1.5$  情境下，空泡半径随驱动压力波变化的云图。在  $-1 \leq \Delta \tilde{T} \leq 0$  时，空泡在受到正压后，受迫溃灭。其溃灭时间点连成的曲线是向上凸的，表明空泡受压力波影响形成的第一脉动周期减小程度是逐渐递增的，这与压力波的正弦波形有关，即其压强升高速度有关。压力波通过与空泡内压的相互作用的积分而使其空泡溃灭时间如图中变化。空泡溃灭后，其后续半径受压力波正压阶段的持续压缩，形成空泡半径较小的蓝色条带。在受到负压作用后，空泡半径逐渐增长，并形成较孤立空泡最大半径大的半径。在图 5.20 下栏中这个  $\Delta T$  范围，对应了空泡第一次溃灭的辐射声压。可以看到，其形成一个中间高两边低的趋势，并在  $\Delta T \approx 37 \mu\text{s}$  处获得最大值。这也与实验中在  $\Delta T = 30 \mu\text{s}$  处获得最大值的一致，即在空泡收缩阶段受正压加速溃灭速度形成更大溃灭辐射声压。在  $0 \mu\text{s} \leq \Delta T \leq 10 \mu\text{s}$ ，空泡诞生在压力波正压相内，其诞生后即受到外界高压限制，不能足量膨胀。其溃灭声压也随其所受压力波正压积累而减小。在  $13 \mu\text{s} \leq \Delta T \leq 35 \mu\text{s}$ ，空泡诞生后在溃灭前即遭受压力波的负压作用，或者空泡直接诞生在压力波的负压阶段。空泡在膨胀过程中遭受负压的拉伸作用，形成超量膨胀。而随即而来的正压对空泡的压缩加速作用，并不能使其在空泡超量膨胀的基础上溃灭，空泡的溃灭存在于第二个负压周期内。空泡在这种情况下，其半径会经历正压和负压作用而产生明显的波动，即膨胀后收缩，随即又膨胀。这个过程中，空泡消耗了压力波的驱动能量也释放了其自身动能。故而在第一次溃灭时形成的辐射声压显著减小。在  $35 \mu\text{s} \leq \Delta T \leq 50 \mu\text{s}$  中，空泡诞生在负压相，因此受到压力波的拉伸，之后在压力波转到负压相后，空泡受压力波的压缩此时呈现较高的溃灭速度，从而辐射较高的声压。在随后的  $\Delta T$  中，空泡的脉动和辐射声压随压力波周期而周期性变化。在空泡溃灭后并形成多次脉动的过程中，空泡受压力波驱动而逐渐形成受迫振动，形成类似于静态空泡受压力波驱动的形态，不在本作的关注点上，不再赘述。

### 5.2.1.2 正弦周期等于空泡第一脉动周期

本节考虑式 5.1 的正弦周期等于空泡第一脉动周期，即  $T_{\text{sine}} = 100 \mu\text{s}$ ，这时其正压时长  $T_{\text{posip}} = 50 \mu\text{s}$ ，相对时长参数  $\eta = 0.5$ 。在这种情况下，空泡在其孤立自由的生存时间内，膨胀期对应于同时刻产生的压力波的正压阶段，而收缩期对应于该压力波的负

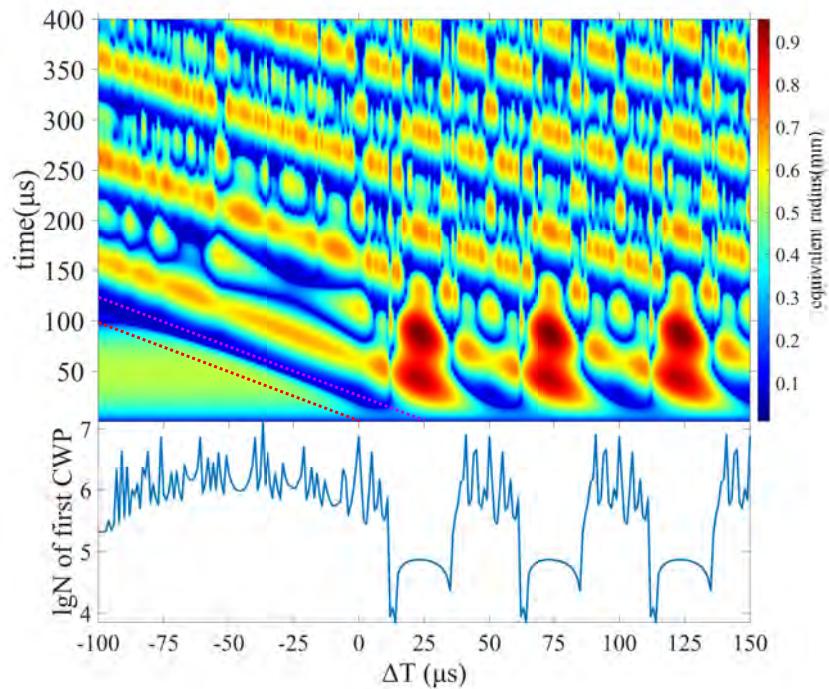


图 5.20  $T_{\text{sine}} = 50 \mu s$  时空泡受迫脉动的半径云图和空泡第一次溃灭产生的溃灭波压强 (CWP) 的对数级图

压阶段，并在溃灭的时刻对应于负压到正压的转换。但在相互影响的条件下，空泡将受压力波影响，而减少或延长其生命周期。

图 5.21 显示了  $-100 \mu s \leq \Delta T \leq 200 \mu s$ , 即  $-1 \leq \Delta \tilde{T} \leq 2$  情境下，空泡半径随驱动压力波变动的云图，和空泡第一次溃灭辐射声压曲线图。与图 5.20 类似，图 5.21 也表现出了压力波强迫溃灭和舒张波阻止溃灭并强制拉伸的现象。与图 5.20 不同的是图 5.21 中由于压力波周期更长，空泡在受拉伸超量膨胀过程中，空泡并不能保持相对更长的时间。表现在图中就是在  $\Delta T = 45 \mu s$  附近，空泡的第一次溃灭前只有两个极值峰，对应于图 5.20 中  $\Delta T = 25 \mu s$  附近则有三个峰。在  $\Delta T = 37 \mu s$  附近，此时空泡在第一次溃灭前只有一个半径极值峰，在辐射声波图中则可以看到一个辐射压力峰。这个峰是发生在由小空泡溃灭形成大空泡形式转变到单体大空泡溃灭形式的节点后的。就是单体大空泡在没有形成多个半径极值峰时形成的溃灭加强。与上一小节类似，溃灭辐射声压在空泡受迫溃灭阶段形成加强，其加强效果随  $\tilde{T}$  在  $(-0.5, 0.4)$  范围内增长而减小。而因负压拉伸并受正压强迫溃灭的阶段，空泡在溃灭前只经历一个半径极值峰，也就是  $\Delta \tilde{T} \in (0.65, 1.3)$  ( $\Delta T \in (65, 130)$ ) 溃灭效果表现出更加明显的下降趋势。

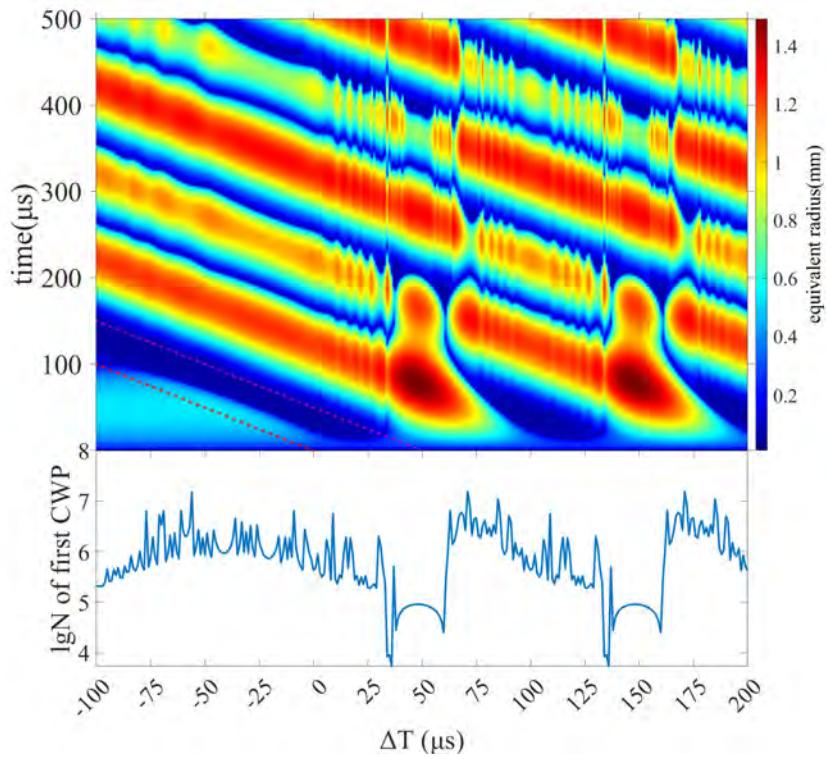


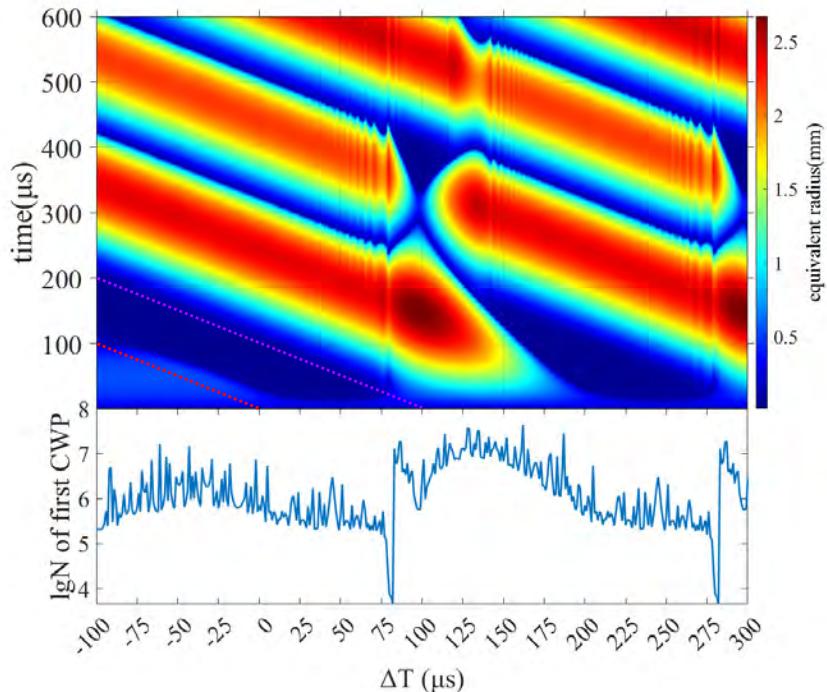
图 5.21  $T_{\text{sine}} = 100\mu\text{s}$  时空泡受迫脉动的半径云图和空泡第一次溃灭产生的溃灭波压强 (CWP) 的对数级图

### 5.2.1.3 正弦正压相周期等于空泡第一脉动周期

本节考虑式 5.1 的正弦周期等于二倍的空泡第一脉动周期，即  $T_{\text{sine}} = 200\mu\text{s}$ ，这时其正压相周期等于空泡第一脉动周期  $T_{\text{posip}} = 100\mu\text{s}$ ，相对时长参数  $\eta = 1.0$ 。在这种情况下，空泡在其孤立自由的生存时间内，其整个生存周期对应于同时刻产生的压力波的正压阶段。在相互影响的情景下，空泡将更加明显地受到压力波单相位的影响。

图 5.22 显示了  $-100\mu\text{s} \leq \Delta T \leq 300\mu\text{s}$ , 即  $-1 \leq \Delta \tilde{T} \leq 3$  情境下，空泡半径随驱动压力波变动的云图，和空泡第一次溃灭辐射声压曲线图。此情景获得的结果类似于实验结果，即图 5.15。在空泡半径最大值附近入射正压获得空泡辐射声压的最值，并随  $\Delta T$  增长而减小。图中曲线如同图 5.20 和图 5.21 一样存在一个下降的突变。溃灭冲击波出现一个减弱十分明显的减弱区，这是因为本例中空泡不存在单脉动周期出现多半径极值的情况。特别的是在  $\Delta T = 100\mu\text{s}$ ，即空泡诞生于压力波由正转负的节点处的空泡脉动形成一个第一脉动周期的特别突出部。在  $\Delta T \in (80, 100)\mu\text{s}$  范围内，空泡由于响应压力波形成第一次脉动周期递增趋势。在区间前的空泡形式转变引起的辐射声压突变后，该辐射声压随  $\Delta T$  增长而逐渐减少。在  $\Delta T = 125\mu\text{s}$  处获得最大辐射声压，此时空泡溃灭恰好发生在驱动压力波由正压转换为负压的节点。在  $\Delta T = (100, 125)\mu\text{s}$  区间，空泡因受负压作用而超量膨胀，但溃灭发生在下一个负压相内，所以溃灭辐射声压较  $\Delta T = 125\mu\text{s}$  处小。而随着  $\Delta T$  在区间内增长，空泡受下一个负压相作用的时间越

短，其辐射声压就越大。而在  $\Delta T = (125, 200)\mu\text{s}$  区间内空泡遭遇压力波负压相后又遭受正压相，其溃灭辐射声压因此加强，并随  $\Delta T$  增长，空泡第一脉动周期逐渐减小，声压也逐渐减小。

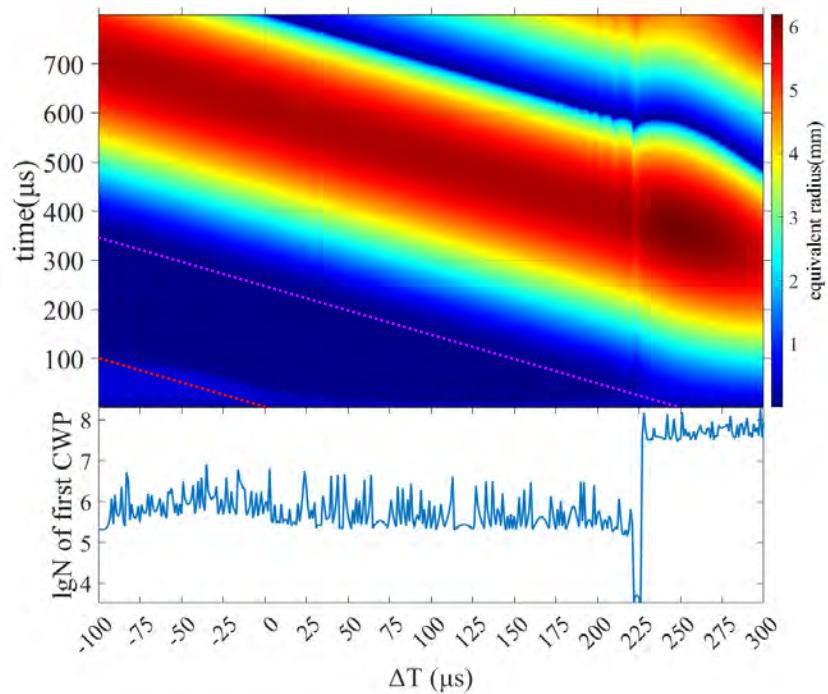


**图 5.22**  $T_{\text{sine}} = 200\mu\text{s}$  时空泡受迫脉动的半径云图和空泡第一次溃灭产生的溃灭波压强 (CWP) 的对数级图。辐射声压的趋势与上文中 5.18 一致

### 5.2.1.4 正弦正压相大于空泡第一脉动周期

本节考虑式 5.1 的正弦正压相周期大于空泡第一脉动周期，即  $T_{\text{posip}} > T_{\text{bubble}} = 100\mu\text{s}$ ，这里选择  $T_{\text{sine}} = 500\mu\text{s}$ ， $T_{\text{posip}} = 250\mu\text{s}$ ，相对时长参数  $\eta = 2.5$ 。在这种情况下，空泡在其孤立自由的生存时间内，其整个生存周期都更加明显地表现在同时刻产生的压力波的正压相阶段。在相互影响的情景下，空泡受压力波影响形成的改变将更加突出。

图 5.23 显示了  $-100\mu\text{s} \leq \Delta T \leq 300\mu\text{s}$ ，即  $-1 \leq \Delta \tilde{T} \leq 3$  情境下，空泡半径随驱动压力波变动的云图，和空泡第一次溃灭辐射声压曲线图。此情景下空泡的最大泡半径可以达到十倍  $R_0$ ，但脉动周期对压力波周期的跟随性更加突出。特别地，在本例中溃灭辐射声压的加强非常明显，这是由于空泡诞生在负压阶段更加明显地超量膨胀现象导致的。



**图 5.23**  $T_{\text{sine}} = 500\mu\text{s}$  时空泡受迫脉动的半径云图和空泡第一次溃灭产生的溃灭波压强 (CWP) 的对数级图

### 5.2.1.5 溃灭致冲击波

上文四个小节中，分析了四例不同周期的压力波与空泡相互作用对空泡半径和溃灭辐射声压的影响。其中溃灭辐射声压值得更全面的视角分析。

如图 5.24 显示的是溃灭辐射声压基于压力波周期和参考时延  $\Delta T$  的云图。可以看到在  $\Delta T < 0$  时，其在  $\Delta T = -50\mu\text{s}$  (图 5.24 中标识 1) 附近有一个高峰，这代表的空泡在产生后受正压作用会产生溃灭增强。而在  $\Delta T = 0\mu\text{s}$  后，有一片没有声压增强的区域。这里显示的是空泡诞生在压力波正压相内时其增强很小，甚至在某些区域会有减弱效果，如淡蓝色三角带显示 (图 5.24 中标识 2)。图中非常明显的存在一条蓝色线性区域 (图 5.24 中标识 3)，它代表着空泡的溃灭方式由正压强迫溃灭的小空泡受到负压拉伸至超量膨胀状态的大空泡的溃灭附近存在的一个特殊状态，也是在压力波由正压相到负压相转变前的一个特殊时刻。这种状态下，空泡在受到正压压迫而极速收缩，但溃灭时其环境压强已经转换为负压相，从而形成小空泡慢速溃灭，由此表现出这样一条辐射声压减弱的线性条带。在  $T_{\text{sine}} < 200\mu\text{s}$  的蓝色条带后，可以看到存在着一片声辐射减弱区域 (图 5.24 中标识 4)。这里对应的是空泡受高频 (短周期) 压力波影响，形成的在空泡第一个脉动周期内存在多个半径极值峰的现象，并辐射较小声压的区域。在这个区域中，空泡受舒张波影响，达成第一阶段的超量膨胀，但正压作用后并没有能及时的阻止其继续膨胀，空泡在正压阶段受正压驱动溃灭的过程就因此减少了作用时间，使其不能做完全的加速溃灭，甚至使空泡在下一个负压相溃灭，因此空泡因收缩速度减慢而形成

较弱的声压辐射。在这个状态下，空泡的能量和压力波的能量主要耗散在空泡的受迫阻尼振动中。这里也能够解释在上一节实验中的  $\Delta T = 238\mu s$  左右处形成了一个低声压极值谷。而在更高频低周期 ( $T_{\text{sine}} < 20\mu s$ ) 压力波作用下存在的空泡，其辐射声波普遍较小。更明显地，在蓝色的减弱区间结束后，随之而来的是在低频（长周期）外压的驱动下，一片较为广大的空泡溃灭辐射声压加强区域（图5.24中标识 5）。其边界也较为清晰，呈线性排布。这个区域的形成代表空泡膨胀期受负压作用形成超量膨胀，而后在正压作用下受迫溃灭，也就是大空泡快速溃灭，从而辐射更高的声压。这也验证了上一节中最后一段所预测的，可以通过构造特殊的压力波从而在应用环境中形成加速空泡溃灭冲击的效果。

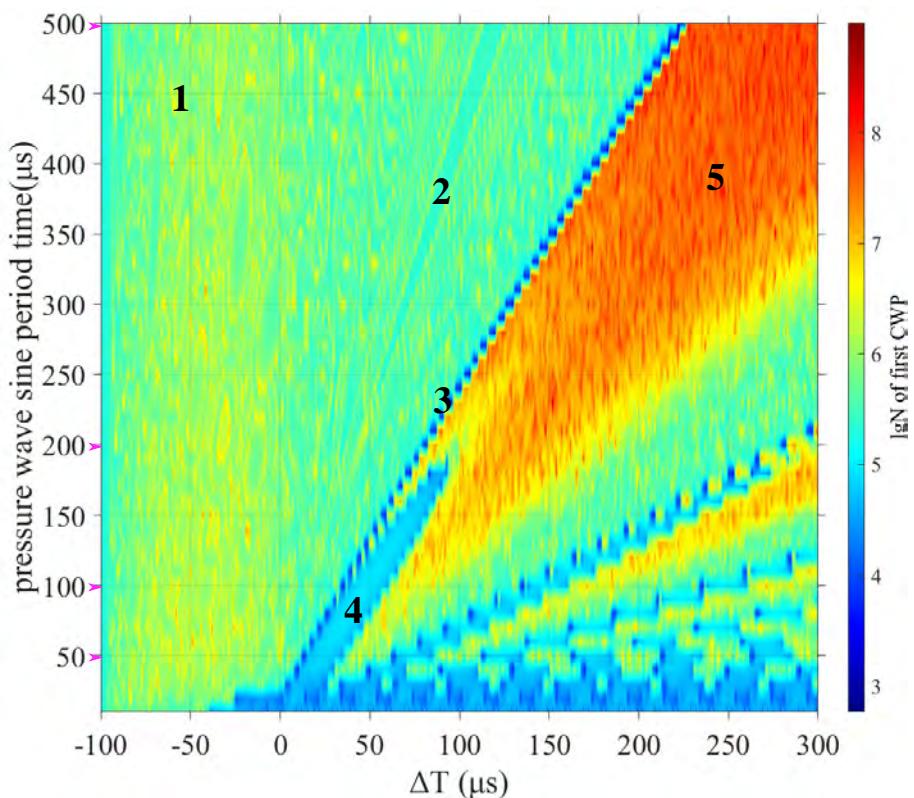


图 5.24 在振幅为 10bar 情况下的，压力波周期和  $\Delta T$  影响下的空泡第一次溃灭压力波压强云图。文中讨论的四种周期情况在左侧用红色箭头标注

### 5.2.2 压力波振幅对空泡脉动的影响

如本章实验所述，其压力波的正压部分压强达到 8bar，负压部分压强可达到 -6bar，此取值在线性声压区。考虑线性声压区可以达到几十兆帕，即几百巴，其对空泡脉动可能形成不同效果。本节采用的式 5.1 中声压参量从 1bar 到 100bar，以研究空泡受压力波振幅的影响。通过对比 10bar 与 100bar 的计算结果，上一节中给出的规律同样适用于 100bar 振幅的压力波。但结果中的一些特殊节点表现出随压力波振幅变化的规律。最主要的就是空泡溃灭模式转变的节点，也就是由正压强迫溃灭的小空泡到负压拉伸至

超量膨胀状态的大空泡的溃灭两种溃灭模式的转变节点。其一般在压力波由正压向负压转换的节点之前，也就是  $T_{\text{sine}}/2$  之前。图 5.25 中给出了这个转换节点所处的相对相位 ( $\Delta T/T_{\text{sine}}$ ) 基于压力波周期和振幅的云图。同样的，因为空泡溃灭声波的普遍减弱区一般与这个转换节点相连，针对小空泡到大空泡的转换节点进行讨论，一定意义上能够解释这段声波的减弱区的位置。从图中，可以看到随着压力波的正弦周期的增长，转换节点的相对相位也呈增长趋势。同样的，在同压力周期情况下，压力波振幅的增长也伴随这相对相位的增加。这一定程度上代表了高声压对空泡受迫溃灭的加速效果更好，而这种加速并不是线性的。压力波振幅越高，空泡的溃灭模式转变的节点越靠近声波相位转变的节点。也就是频率越高，声压越低，空泡的脉动和声压的相位延迟越大。

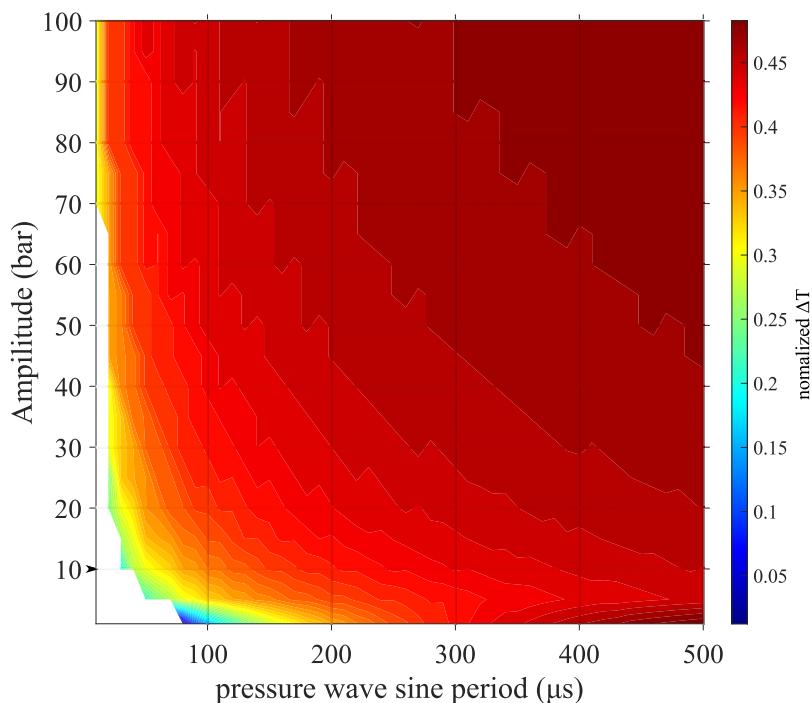


图 5.25 压力波振幅和压力波周期影响下，受迫脉动空泡第一周期自小空泡向大空泡转换的相对时间位置 ( $\Delta T/T_{\text{sine}}$ ) 云图

图 5.26 给出了一例驱动压力波振幅对空泡半径影响的曲线。其取自空泡和压力波同时产生的情形，也就是  $\Delta T = 0$ 。图中给出了无压力波影响（黑色曲线），1bar 振幅，和 5:5:100 bar 二十个不同振幅（自蓝到红，彩虹色标注），共 22 条曲线。从图中可以看到，在第一个脉动周期空泡都产生了受迫溃灭。在第二个膨胀收缩周期内，除了 0 bar 和 1 bar 两种情况外，其他情况下空泡半径基本与压力波同相位的。也就是声压达到最大时空泡达到最大泡半径。在大振幅也就是高声压情境下，空泡的第二次脉动形成了一种特殊现象，即空泡不溃灭而直接回弹膨胀形成在一个脉动周期内的第二个半径极值峰。这种不溃灭而直接回弹一般发生在压力波的波谷处。当简化地用理想气体的波义耳定律理解空泡内压与空泡半径关系时，有  $p_B \propto R^{-3}$ ，也就是在正实数的取值范围

内,  $p_B$  的增长与  $R$  的减小不是同阶的, 意味着正压对空泡压缩造成的小空泡溃灭模式中, 因驱动声压增长而形成的空泡最大泡半径的减小不明显, 使在正压压制空泡大小后的负压拉伸效果远远高于压缩效果, 也就是说在这个情形下, 空泡的膨胀基本同起点, 但半径最大值取决于负压相强度而相差很大。因为负压形成的空泡的超量膨胀, 使空泡在正压相仍有膨胀趋势, 空泡半径的相位基本与正压同相位, 使正压在半个正压相时间内对空泡的压缩不足以完全抵消负压形成的效果, 从而在接下来的负压相形成高半径起点的再次膨胀。同样的因为相位延迟, 在下一个负压相内, 负压在半个负压相时间内对空泡的膨胀不足以完全抵消正压形成的减速效果, 从而形成小峰值, 和相位延迟的再次提前。也就是在此位置, 空泡能够在更长的正压相内保持收缩, 从而形成溃灭。但是由于这种延迟的溃灭, 这种一次溃灭周期内可能有多个半径极值峰的现象, 造成了空泡的第二次溃灭时间的跳变。

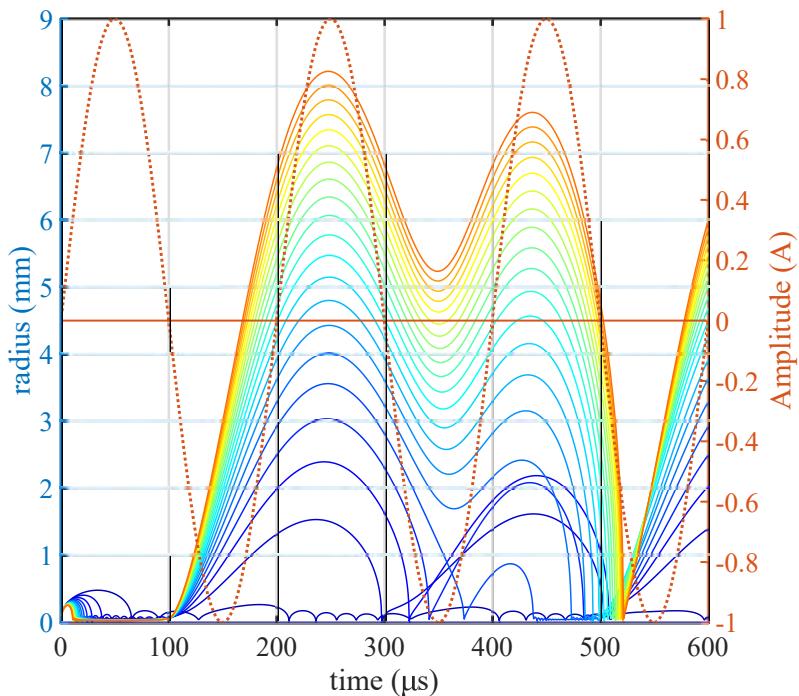
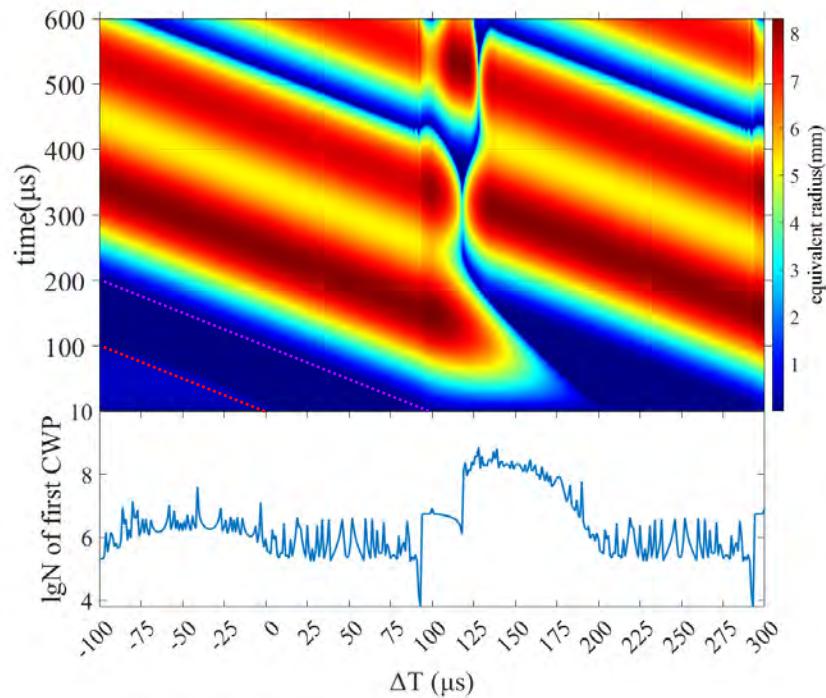


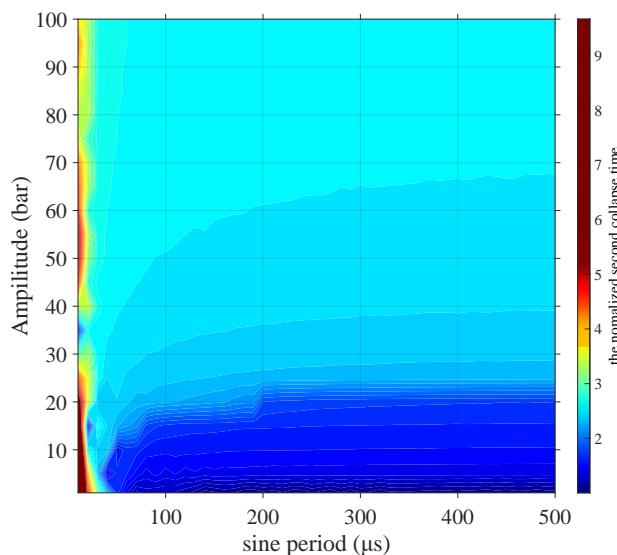
图 5.26 驱动压力波振幅对空泡脉动的影响曲线图。 $T_{\text{sine}} = 200\mu\text{s}$ ,  $T_{\text{posip}} = 100\mu\text{s}$ ,  $\eta = 1.0$ ,  $A = (0, 1, 5 : 5 : 100)$  bar。黑色曲线是无驱动压力波, 自蓝至红实线压强逐渐增强

对比图 5.27 和图 5.22 可知, 随着振幅的增长形成在半径上向低频高周期驱动压(图5.23)结果变化的趋势, 就是低频和高振幅都会造成空泡最大泡半径的超量膨胀, 在空泡寿命上向高频低周期驱动压(图5.21)结果变化的趋势, 也就是高频和高振幅都会造成空泡单次溃灭多个半径极值峰, 越高第二高极值峰越长越高。



**图 5.27** 100bar 振幅下，正弦正压相周期等于空泡第一脉动周期情景的，空泡受迫脉动的半径云图和空泡第一次溃灭产生的溃灭波压强（CWP）的对数级图。对应于 10bar 振幅下，图 5.22。  
 $T_{\text{sine}} = 200\mu\text{s}$ ,  $T_{\text{posip}} = 100\mu\text{s}$ ,  $\eta = 1.0$ ,  $A = 100 \text{ bar}$

如图 5.28 给出的第二次溃灭相对时间 ( $t/T_{\text{sine}}$ ) 所示，压力波振幅越高，其溃灭相对时间越晚。可以猜测到随着振幅的继续增高，空泡有可能继续推迟其溃灭时间到形成更多半径极值峰。且随着压力波周期的增加，则有溃灭时间减少的趋势，也就是前文所述，高频压力波会强迫空泡形成不溃灭的振动。



**图 5.28**  $\Delta T = 0$  时，不同振幅和周期的压力波导致的空泡第二次溃灭时间云图。压力波振幅增加导致其负压相推迟空泡溃灭时间

### 5.3 本章总结

本章利用自由下落的试管撞击金属平台这一简易实验装置，研究了重力对空泡脉动的影响，以及因撞击产生的压力波和其在自由界面反射形成的舒张波对激光空泡脉动的影响。将实验结果与理想球形空泡受该冲击压力影响的理论计算结果进行了对比，并解释了决定于空泡产生时间和冲击压力波相位差的空泡动力学。

实验中，空泡的最大泡半径变化区间为  $100 \mu\text{m}$  到  $2500 \mu\text{m}$ 。当压力波的负压相达空泡位置时刻晚于空泡产生时，空泡在溃灭后，通常会被舒张波拉扯成一团小空泡团簇，而不是一个大空泡。压力波的负压相在空泡溃灭前到达空泡，空泡会被拉伸后停止溃灭并回弹或直接膨胀成一个大空泡。压力波的正压相作用于较大尺寸空泡时，通常会加强该空泡的溃灭，并产生更强的溃灭冲击声压。单气泡动力学可以用 Keller-Miksis 模型很好地描述，该模型在某种程度上也可以对空泡团簇动力学进行描述，这意味着空泡团簇的行为类似于单个气泡。这种简易的实验技术，即将激光诱导产生气泡的容器自由落体并撞击产生压力波，可以获得在低频高振幅的压力波中的空泡。该技术有利于增强激光诱导空化气泡群的溃灭能量聚焦，可以改善早期尝试<sup>[241,242]</sup>，或利用其他形式的撞击形成需要的压力波以研究更复杂场景下的压力波对空泡的作用。

同时，利用验证的理论数值研究了正弦压力波对空泡脉动的影响。空泡在零负载状态下脉动时受到正压会加速溃灭并形成辐射声压加强，特别是在最大泡半径附近开始暴露产生最强的声压辐射加强。空泡诞生在正压范围内最大泡半径严重减小，但辐射声压没有明显加强和减弱。空泡诞生在负压相会产生空泡的超量膨胀，并取决于溃灭时压力相位而产生辐射声压的加强和减弱。低频和高振幅都会造成空泡最大泡半径的超量膨胀，高频和高振幅都会造成空泡单次溃灭含多个半径极值峰。

## 6 总结与展望

### 6.1 本文工作总结

本文主要的目的是研究激光空泡在不同环境中与环境的相互作用方式，为下一步通过人工干预使空泡脉动按照人们的构想进行做前置准备工作。因此本文瞄准环境对空泡脉动的影响这个关键问题，通过实验和模拟仿真的方法，对空泡在多空泡阵列中，在水体与固、液、气相接的界面附近，在压力波场中的动力学行为进行了重点研究。所获得的主要研究结果如下：

(1) 基于 OpenFOAM 框架，开发了空泡的可压缩多相流模型，通过考虑粘度、表面张力和绝热过程能够准确的解释毫米级空泡在不同环境中的动力学行为和空泡对流场环境的作用效果。通过模拟计算的实施，发现空泡的脉动在不同距离情况下呈现不同形式，且不同界面的获得的空泡脉动机制不同。发现气-液界面的多种形变机制：极短相对距离的爆破形式；次短距离的射流机制；和较远距离的凸起机制。也发现了油-水界面附近的空泡的多种溃灭机制，包括：在远距离时的射流机制；在近距离时的空泡被一个横向射流击断并形成纵向射流击穿空泡到界面的断裂射流机制；以及在极近相对距离时的空泡被两个横向射流击断但产生纵向的射流未击穿空泡的断裂接触式机制。在固体边界附近，验证了空泡的多种射流机制，讨论了空泡粘连和不粘连在壁面上的射流机制的不同，验证了极近距离时的超声速针状射流的机制。特别的，在空泡距离界面 0.3 倍以内空泡半径的情况下，油边界和固体边界使流域内产生粘滞层，导致空泡在溃灭时形成横向收缩撞击，进而形成特殊射流；在自由界面则会形成向自由气体域的爆破。

(2) 建立了高能激光线阵多点分束击穿系统，辅助采用纳秒激光照明的单帧照相法，统计地捕捉了空泡的动力学。并针对阴影照片中的空泡轮廓，定义了多个无量纲参数来讨论空泡的脉动变化。对实验中获得的多空泡间的相互作用机制给出了初步解释，结果显示由于泡间相互作用消耗了空泡能量使空泡在阵列中的生存时间延长最大体积减小；泡间的相互作用使空泡在脉动过程中发生位置移动和形成特殊的形变，特别是中间空泡存在多种形变和溃灭形式。将空泡施加给其他空泡的作用理解为空泡间的抑制作用，这种抑制在膨胀阶段是压缩作用，在收缩阶段是拉伸作用，压缩和拉伸在不同距离情况下有各自的优势阶段。泡间的抑制作用与初始距离限制的竞争使中间空泡在脉动过程中形成被轻微拉伸、重度拉伸和被压缩等多种机制并形成拉伸、断裂和压缩三种溃灭机制。而边缘空泡的脉动过程类似于在固壁面附近或者同相等大小空泡对中的空泡脉动。通过数值模拟的方式发现了中间空泡溃灭的关键在于边缘空泡的射流入射和相互撞击，这会造成中间空泡自中心位置的横向破裂。这为理解多组相互作用的空泡阵列奠定了一定基础。

(3) 研制了一种实验装置用以产生与空泡相互作用的强压力脉冲。这种实验装置使空泡和空泡云的定点定时和定大小的产生成为可能。利用这种实验装置和高速摄像系统，捕捉了空泡受压力波影响的动力学过程。发现了压力波与空泡的相对时间长度和开始时刻的相对时间差的不同组合，可以使空泡的脉动产生不同的现象。压力波的正压相对空泡有强迫溃灭的作用，负压相有强制拉伸的作用，使空泡与压力波相互作用时产生了几种机制：空泡膨胀后被加速溃灭，后被拉伸为空泡团簇；空泡被直接压缩成小空泡，后被拉伸为空泡团簇；空泡膨胀收缩后被拉伸为单大空泡；空泡被直接拉伸为单大空泡。同时发现了空泡团簇和单大空泡的最大半径共同受负压控制的机制。压力波的频率和振幅也极大的影响空泡的动力学，低频和高振幅会使空泡形成超量膨胀。研究还发现了空泡溃灭辐射声压的特殊减弱和加强，其主要受溃灭瞬间前的压力波状态影响。

本文建立的模型可以应用于未来更广泛的研究空泡与环境相互作用的研究中。研究结果对阐明空泡与环境的相互作用机理具有参考价值；对深入理解复杂的流场环境中水相变后的动力学提供了理论和实验依据；对军事、医药、加工、化工等领域人工控制不同环境中的空化增强和减弱有应用价值。

本文的主要创新工作总结如下：

(1) 在发展了空泡的可压缩流体模型基础上，对单空泡变化全过程实现精准追踪，发现和验证了空泡在自由界面附近的爆破和脉动机制，在水-油和水-固界面附近的平行界面的收缩流和由此产生的纵向射流机制。

(2) 在三空泡阵列简化系统的基础上，提出并证实了激光诱导同相位等大小多空泡线性阵列的产生方法，获得了三空泡阵列中空泡脉动的时空分布特性，并发现了空泡阵列的外围空泡与固壁面附近空泡类似，发现并阐明了中间空泡的压缩、截断、拉伸等溃灭方式。

(3) 提出了利用撞击产生与激光致空泡相互作用的压力波的实验方法，从实验和理论方面研究了压力波对空泡的影响，发现了压力波能对空泡形成强制溃灭、压缩和超量拉伸的机理，同时揭示了压力波对空泡尺寸和空泡溃灭辐射声压形成明显加强和减弱的机理，证实了通过压力波控制空泡脉动半径和溃灭声压的可行性。

## 6.2 下一步工作展望

本文中简单的总结了空泡在几种不同的力学环境下的动力学机制。但更复杂和更细致的研究仍然是未来的研究重点，比如更多空泡的人工控制，空泡、空泡云、空泡阵列对冲击波的隔绝，对空泡脉动的控制，和对空泡能量的增强、减弱等主题。

激光与水的相互作用的研究，出现了阶段性的分裂，有的人关注飞秒和皮秒尺度的激光击穿过程，而流体领域则直接忽略激光击穿的过程，只认为空泡是一个高温高压气团。中间衔接的部分的理论和实验的解释并不充分。对整个过程的全物理建模（即从微

观到介观) 十分有必要和价值。

激光的多点击穿, 和多点击穿形成的空泡是一个艰难且潜力巨大的研究方向。多点击穿形成的空泡在研究中通常简化的建立一个多起始点在后期融合的多空泡模型, 也有研究将之简单的化为一个内部均一的椭圆的起始点。未来可以利用分束镜获得一组距离极近的击穿点及后续的多个空泡, 与长聚焦区域形成的空泡, 对比的研究激光的多点击穿现象, 及后续多长空泡机制。

在多空泡击穿过程中, 形成了多组击穿冲击波。这些冲击波射到空泡上形成反射。这种冲击波过程对空泡能量的释放有怎样的影响尚不清晰。在这个过程中, 还存在空泡对冲击波的屏蔽作用, 以及空泡对空泡射流方式的改变。

在实验中, 发现激光聚焦区域的上游方向, 因电场强度的不足, 没有形成击穿, 但在反射的冲击波经过该地以后, 便出现大量的空泡云。这个现象没有统一的精确地解释, C-D Ohl 等倾向于认为, 水中自然的存在纳米级的空泡, 激光对当地空泡进行了一定的加热, 在舒张波的作用下被拉伸到光学极限以上。但这个过程中是否存在激光导致得随机相变并不清楚。未来可以利用冲击波和激光正交的衰减方向(几何衰减  $\times$  高斯衰减) 形成特殊的空泡云中空泡的概率分布, 更清晰地解释其中的机理。

在水中存在多种不同核心时, 比如气泡或者固体、液体的微纳粒子, 激光在这些核心上的传播, 及其后续产生的力的热的现象, 仍是一片值得开采的富矿。比如激光引起的局部热点形成气泡表面张力的变化, 从而导致气泡的移动。这方面的研究将对湿法沉积和生物组织的给药提供一种新的解决方案。

更宏观地, 针对激光击穿空泡在复杂环境中的运动, 如绪论中的每个方向都有很大的发展潜力。未来, 令空泡这种现象为人所控制的脉动, 辐射、反射、散射声波, 形成指定的尺寸、按需的射流等利用空泡的研究必将迎来更多的关注。



## 参考文献

- [1] Detlef Lohse. Bubble puzzles: From fundamentals to applications[J]. Physical Review Fluids, 2018, 3(11):110504.
- [2] Luc Deike. Mass Transfer at the Ocean–Atmosphere Interface: The Role of Wave Breaking, Droplets, and Bubbles[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 2022, 54(1):191–224.
- [3] Javier Rodríguez-Rodríguez, Alejandro Sevilla, Carlos Martínez-Bazán, et al. Generation of Microbubbles with Applications to Industry and Medicine[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 2015, 47(1):405–429.
- [4] Kenneth S. Suslick, David J. Flannigan. Inside a Collapsing Bubble: Sonoluminescence and the Conditions During Cavitation[J]. Annual Review of Physical Chemistry, 2008, 59(1):659–683.
- [5] Vlada B. Veljković, Jelena M. Avramović, Olivera S. Stamenković. Biodiesel Production by Ultrasound-Assisted Transesterification: State of the Art and the Perspectives[J]. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2012, 16(2):1193–1209.
- [6] Michel Versluis, Barbara Schmitz, Anna von der Heydt, et al. How Snapping Shrimp Snap: Through Cavitating Bubbles[J]. Science, 2000, 289(5487):2114–2117.
- [7] 王树山, 贾曦雨, 高源, et al. 水下爆炸动力学的起源、发展与展望 [J]. 水下无人系统学报, 2023, 31(1):10–29.
- [8] A.-Man Zhang, Shi-Min Li, Pu Cui, et al. A unified theory for bubble dynamics[Z], February, 2023. <http://arxiv.org/abs/2301.13698>. arXiv:2301.13698 [physics].
- [9] Andrea Prosperetti. Vapor bubbles[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 2017, 49(1):221–248.
- [10] John R. Blake, David M. Leppinen, Qianxi Wang. Cavitation and bubble dynamics: the Kelvin impulse and its applications[J]. Interface Focus, 2015, 5(5):20150017.
- [11] 刘念念. 有限域流场中近自由面气泡的演化过程及其载荷特性研究 [D]. 哈尔滨工程大学, 2019.
- [12] 李帅. 水下爆炸气泡射流载荷特性研究 [D]. 哈尔滨工程大学, 2017.
- [13] A. Buzukov, V. Teslenko. Sonoluminescence Following Focusing of Laser Radiation into a Liquid[J]. Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters, 1971, 14(14):189.

- [14] Claus-Dieter Ohl, Thomas Kurz, Reinhard Geisler, et al. Bubble dynamics, shock waves and sonoluminescence[J]. Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 1999, 357(1751):269–294.
- [15] M. Arora, L. Junge, C.D. Ohl. Cavitation cluster dynamics in shock-wave lithotripsy: Part 1. Free field[J]. Ultrasound in Medicine & Biology, 2005, 31(6):827–839.
- [16] A. Grinenko, V. Tz. Gurovich, Ya. E. Krasik. Implosion in water medium and its possible application for the inertial confinement fusion target ignition[J]. Physics of Plasmas, 2007, 14(1):012701.
- [17] S. Zhang, S. P. Wang, A. M. Zhang. Experimental Study on the Interaction between Bubble and Free Surface Using a High-Voltage Spark Generator[J]. Physics of Fluids, 2016, 28(3):032109.
- [18] Siew Wan Fong, Deepak Adhikari, Evert Klaseboer, et al. Interactions of multiple spark-generated bubbles with phase differences[J]. Experiments in Fluids, 2009, 46(4):705–724.
- [19] E. Klaseboer, K. C. Hung, C. Wang, et al. Experimental and numerical investigation of the dynamics of an underwater explosion bubble near a resilient/rigid structure[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2005, 537(-1):387.
- [20] Paul K. Kennedy, Daniel X. Hammer, Benjamin A. Rockwell. Laser-induced breakdown in aqueous media[J]. Progress in Quantum Electronics, 1997, 21(3):155–248.
- [21] J. Noack, A. Vogel. Laser-induced plasma formation in water at nanosecond to femtosecond time scales: calculation of thresholds, absorption coefficients, and energy density[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1999, 35(8):1156–1167. Conference Name: IEEE Journal of Quantum Electronics.
- [22] Alfred Vogel, Joachim Noack, Gereon Hüttmann, et al. Mechanisms of femtosecond laser nanoprocessing of biological cells and tissues[J]. Journal of Physics: Conference Series, 2007, 59:249–254.
- [23] Xuelong Li. 涉水光学 [J]. SCIENTIA SINICA Informationis, 2022.
- [24] 陆健, 倪晓武, 贺安之. 激光与材料相互作用物理学 [M]. 1996.
- [25] 邓圆. 超短脉冲强激光在介质中的传输及激光在水下声源中的应用 [D]. 浙江大学, 2013. 3[2022-3-20].
- [26] G. S. Voronov, G. A. Delone, N. B. Delone. MULTIPHOTON IONIZATION OF KRYPTON AND ARGON BY RUBY LASER RADIATION.[J]. JETP Lett. (Engl. Transl.), 3: 313-15(June 15, 1966)., 1966. Institution: Inst. of Physics, Moscow.

- [27] P. Agostini, G. Barjot, J. Bonnal, et al. Multiphoton ionization of hydrogen and rare gases[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1968, 4(10):667–669. Conference Name: IEEE Journal of Quantum Electronics.
- [28] M. Bass, H. Barrett. Avalanche breakdown and the probabilistic nature of laser-induced damage[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1972, 8(3):338–343.
- [29] M. Sparks, T. Holstein, R. Warren, et al. Theory of electron-avalanche breakdown in solids[R]. Technical report, July, 1980. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1980nlid.rept..467S>. Publication Title: Laser Induced Damage in Optical Materials ADS Bibcode: 1980nlid.rept..467S.
- [30] Chong Zhang, Jian Lu, Hongchao Zhang, et al. Transient Coupling Model of Plasma and Laser Field in Water[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2016, 52(8):1–9.
- [31] P.K. Kennedy. A first-order model for computation of laser-induced breakdown thresholds in ocular and aqueous media. I. Theory[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1995, 31(12):2241–2249. Conference Name: IEEE Journal of Quantum Electronics.
- [32] Y. R. Shen. The principles of nonlinear optics[M]. Wiley classics library, wiley classics library ed ed., Hoboken, N.J: Wiley-Interscience, 2003.
- [33] M. V. Fedorov. L. V. Keldysh’s “Ionization in the Field of a Strong Electromagnetic Wave” and modern physics of atomic interaction with a strong laser field[J]. Journal of Experimental and Theoretical Physics, 2016, 122(3):449–455.
- [34] M. Mlejnek, E. M. Wright, J. V. Moloney. Dynamic spatial replenishment of femtosecond pulses propagating in air[J]. Optics Letters, 1998, 23(5):382.
- [35] Amélie Jarnac, Gintaras Tamosauskas, Donatas Majus, et al. Whole life cycle of femtosecond ultraviolet filaments in water[J]. Physical Review A, 2014, 89(3):033809.
- [36] M. Lenzner, J. Krüger, S. Sartania, et al. Femtosecond Optical Breakdown in Dielectrics[J]. Physical Review Letters, 1998, 80(18):4076–4079.
- [37] An-Chun Tien, Sterling Backus, Henry Kapteyn, et al. Short-Pulse Laser Damage in Transparent Materials as a Function of Pulse Duration[J]. Physical Review Letters, 1999, 82(19):3883–3886.
- [38] Franco Docchio, Pietro Regondi, Malcolm R. C. Capon, et al. Study of the temporal and spatial dynamics of plasmas induced in liquids by nanosecond Nd:YAG laser pulses 2: Plasma luminescence and shielding[J]. Applied Optics, 1988, 27(17):3669.
- [39] F. Docchio. Spatial and temporal dynamics of light attenuation and transmission by plasmas induced in liquids by nanosecond Nd:YAG laser pulses[J]. Il Nuovo

- Cimento D, 1991, 13(1):87–98.
- [40] R. Evans, S. Camacho-López. Pump-probe imaging of nanosecond laser-induced bubbles in distilled water solutions: Observations of laser-produced-plasma[J]. Journal of Applied Physics, 2010, 108(10):103106.
- [41] Suzanne Genc, Huan Ma, V. Venugopalan. Low-density plasma formation in aqueous biological media using sub-nanosecond laser pulses.[J]. Applied physics letters, 2014, 105 6:063701.
- [42] Lei Fu, Siqi Wang, Jing Xin, et al. Experimental investigation on multiple breakdown in water induced by focused nanosecond laser[J]. Optics Express, 2018, 26(22):28560.
- [43] T. Kovalchuk, G. Toker, V. Bulatov, et al. Laser breakdown in alcohols and water induced by  $\lambda = 1064$  nm nanosecond pulses[J]. Chemical Physics Letters, 2010, 500:242–250.
- [44] L. R. Evans, C. Grey Morgan. Lens Aberration Effects in Optical-Frequency Breakdown of Gases[J]. Physical Review Letters, 1969, 22(21):1099–1102.
- [45] A. Vogel, K. Nahen, Dirk Theisen, et al. Influence of optical aberrations on laser-induced plasma formation in water and their consequences for intraocular photodisruption[J]. 1998.
- [46] F V Potemkin, E I Mareev, A A Podshivalov, et al. Highly extended high density filaments in tight focusing geometry in water: from femtoseconds to microseconds[J]. New Journal of Physics, 2015, 17(5):053010.
- [47] M. R. C. Capon, F. Docchio, J. Mellerio. Nd: YAG laser photodisruption: an experimental investigation on shielding and multiple plasma formation[J]. Graefe's Archive for Clinical and Experimental Ophthalmology, 1988, 226(4):362–366.
- [48] F V Potemkin, E I Mareev. Dynamics of multiple bubbles, excited by femtosecond filament in water: Role of aberrations[J]. 5.
- [49] F V Potemkin, E I Mareev, A A Podshivalov, et al. Laser control of filament-induced shock wave in water[J]. Laser Physics Letters, 2014, 11(10):106001.
- [50] Ye Tian, Boyang Xue, Jiaojian Song, et al. Stabilization of laser-induced plasma in bulk water using large focusing angle[J]. Applied Physics Letters, 2016, 109(6):061104.
- [51] Y. Tagawa, Shota Yamamoto, K. Hayasaka, et al. Multiple structure of a laser-induced underwater shock wave[J]. arXiv: Fluid Dynamics, 2015. null.
- [52] Yoshiyuki Tagawa, Shota Yamamoto, Keisuke Hayasaka, et al. On pressure impulse

- of a laser-induced underwater shock wave[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2016, 808:5–18. Publisher: Cambridge University Press.
- [53] Ivo R. Peters, Yoshiyuki Tagawa, Nikolai Oudalov, et al. Highly focused supersonic microjets: numerical simulations[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2013, 719:587–605. ArXiv: 1203.5029.
- [54] A. Young, W. G. Graham, T. J. Morgan, et al. Laser-induced breakdown in liquid water: Influence of repeated laser pulses on plasma formation and emission[J]. *Journal of Applied Physics*, 2021, 129(18):183303. Publisher: American Institute of Physics.
- [55] Ye Tian, Ying Li, Lintao Wang, et al. Laser-induced plasma in water at high pressures up to 40 MPa: A time-resolved study[J]. *Optics Express*, 2020, 28(12):18122–18130. Publisher: Optica Publishing Group.
- [56] Linglong Wang, Yingchun Wu, Xuecheng Wu, et al. Measurement of dynamics of laser-induced cavitation around nanoparticle with high-speed digital holographic microscopy[J]. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2021, 121:110266.
- [57] Jiangyou Long, Matthew Eliceiri, Zacharias Vangelatos, et al. Early dynamics of cavitation bubbles generated during ns laser ablation of submerged targets[J]. *Optics Express*, 2020, 28(10):14300–14309. Publisher: Optica Publishing Group.
- [58] Alfred Vogel, Vasan Venugopalan. Pulsed Laser Ablation of Soft Biological Tissues[C]. In: Ashley J. Welch, Martin J.C. van Gemert, (eds.). *Proceedings of Optical-Thermal Response of Laser-Irradiated Tissue*. Dordrecht: Springer Netherlands, 2010: 551–615.
- [59] V. Venugopalan, N.S. Nishioka, B.B. Mikić. Thermodynamic response of soft biological tissues to pulsed infrared-laser irradiation[J]. *Biophysical Journal*, 1996, 70(6):2981–2993.
- [60] Antonio Miotello, Roger Kelly. Critical assessment of thermal models for laser sputtering at high fluences[J]. *Applied Physics Letters*, 1995, 67(24):3535–3537.
- [61] V. Venugopalan, N. S. Nishioka, B. B. Mikic'. The Effect of Laser Parameters on the Zone of Thermal Injury Produced by Laser Ablation of Biological Tissue[J]. *Journal of Biomechanical Engineering*, 1994, 116(1):62–70.
- [62] A. Miotello, R. Kelly. Laser-induced phase explosion: new physical problems when a condensed phase approaches the thermodynamic critical temperature:[J]. *Applied Physics A Materials Science & Processing*, 1999, 69(S1):S67–S73.
- [63] Stephan Barcikowski, Anton Plech, Kenneth S. Suslick, et al. Materials synthesis in a bubble[J]. *MRS Bulletin*, 2019, 44(5):382–391.

- [64] A. Vogel, P. Schweiger, A. Frieser, et al. Working mechanisms, damage range, and reduction of collateral effects in intraocular Nd:YAG laser surgery[J]. Fortschritte der Ophthalmologie, 1990, 87(6):675–687.
- [65] T. Juhasz, F.H. Loesel, R.M. Kurtz, et al. Corneal refractive surgery with femtosecond lasers[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 1999, 5(4):902–910.
- [66] I. Toytman, A. Silbergleit, D. Simanovski, et al. Multifocal laser surgery: Cutting enhancement by hydrodynamic interactions between cavitation bubbles[J]. Physical Review E, 2010, 82(4):046313.
- [67] Deasung Jang, Jeongmin Lee, Hyeonseok Song, et al. Optothermally pulsating microbubble-mediated micro-energy harvesting in underwater medium[J]. Review of Scientific Instruments, 2019, 90(9):095004.
- [68] Vasan Venugopalan, Arnold Guerra, Kester Nahen, et al. Role of Laser-Induced Plasma Formation in Pulsed Cellular Microsurgery and Micromanipulation[J]. Physical Review Letters, 2002, 88(7):078103.
- [69] Danail Obreschkow, Marc Tinguely, Nicolas Dorsaz, et al. The quest for the most spherical bubble: experimental setup and data overview[J]. Experiments in Fluids, 2013, 54(4):1503.
- [70] W. Lauterborn, A. Vogel. Shock wave emission by laser generated bubbles[J]. 2013.
- [71] Xiao-Xuan Liang, Norbert Linz, Sebastian Freidank, et al. Comprehensive analysis of spherical bubble oscillations and shock wave emission in laser-induced cavitation[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2022, 940:A5.
- [72] A. Vogel, S. Busch, U. Parlitz. Shock wave emission and cavitation bubble generation by picosecond and nanosecond optical breakdown in water[J]. The Journal of the Acoustical Society of America, 1996, 100(1):148–165.
- [73] Alfred Vogel, Norbert Linz, Sebastian Freidank, et al. Femtosecond-Laser-Induced Nanocavitation in Water: Implications for Optical Breakdown Threshold and Cell Surgery[J]. Physical Review Letters, 2008, 100(3):038102.
- [74] Chris B. Schaffer, Nozomi Nishimura, Eli N. Glezer, et al. Dynamics of femtosecond laser-induced breakdown in water from femtoseconds to microseconds[J]. Optics Express, 2002, 10(3):196.
- [75] Lord Rayleigh. VIII. *On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity*[J]. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 1917, 34(200):94–98.
- [76] Milton S. Plesset, Richard B. Chapman. Collapse of an initially spherical vapour

- cavity in the neighbourhood of a solid boundary[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1971, 47(2):283–290.
- [77] Forrest R. Gilmore. The growth or collapse of a spherical bubble in a viscous compressible liquid[J]. *California Institute of Tech Engineering Report*, 1952, 26(4):1–40.
- [78] Joseph B Keller, Michael Miksis. Bubble oscillations of large amplitude[J]. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 1980, 68:628.
- [79] Alfred Vogel, Werner Hentschel, Joachim Holzfuss, et al. Cavitation Bubble Dynamics and Acoustic Transient Generation in Ocular Surgery with Pulsed Neodymium:YAG Lasers[J]. *Ophthalmology*, 1986, 93(10):1259–1269.
- [80] W. Lauterborn, H. Bolle. Experimental investigations of cavitation-bubble collapse in the neighbourhood of a solid boundary[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1975, 72(02):391.
- [81] Xiaoxu Zhong, Javad Eshraghi, Pavlos Vlachos, et al. A model for a laser-induced cavitation bubble[J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2020, 132:103433.
- [82] P. Cui, Q. Wang, Shi-Ping Wang, et al. Experimental study on interaction and coalescence of synchronized multiple bubbles[J]. *Physics of Fluids*, 2016, 28:012103.
- [83] Outi Supponen, Danail Obreschkow, Philippe Kobel, et al. Shock waves from nonspherical cavitation bubbles[J]. *Physical Review Fluids*, 2017, 2(9):093601.
- [84] Outi Supponen. Collapse phenomena of deformed cavitation bubbles[D]. ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE, 2017.
- [85] D. Obreschkow, M. Bruderer, M. Farhat. Analytical approximations for the collapse of an empty spherical bubble[J]. *Physical Review E*, 2012, 85(6):066303.
- [86] Markus Selmke. Bubble optics[J]. *Applied Optics*, 2020, 59(1):45–58. Publisher: Optica Publishing Group.
- [87] J. R. Blake, D. C. Gibson. Cavitation bubbles near boundaries.[J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1987, 19:99–123. ISBN: 0824307194.
- [88] J. R. Blake. The Kelvin impulse: application to cavitation bubble dynamics[J]. *The Journal of the Australian Mathematical Society. Series B. Applied Mathematics*, 1988, 30(2):127–146.
- [89] Outi Supponen, Danail Obreschkow, Marc Tinguely, et al. Scaling laws for jets of single cavitation bubbles[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2016, 802:263–293.
- [90] Anthony HARKIN, Tasso J. KAPER, ALI L.I. NADIM. Coupled pulsation and translation of two gas bubbles in a liquid[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2001,

- 445:377–411.
- [91] R. Mettin, I. Akhatov, U. Parlitz, et al. Bjerknes forces between small cavitation bubbles in a strong acoustic field[J]. *Physical Review E*, 1997, 56(3):2924–2931.
  - [92] Werner Lauterborn, Christiane Lechner, Max Koch, et al. Bubble models and real bubbles: Rayleigh and energy-deposit cases in a Tait-compressible liquid[J]. *IMA Journal of Applied Mathematics*, 2018, 83(4):556–589.
  - [93] Max Koch, Christiane Lechner, Fabian Reuter, et al. Numerical modeling of laser generated cavitation bubbles with the finite volume and volume of fluid method, using OpenFOAM[J]. *Computers & Fluids*, 2016, 126:71–90.
  - [94] Evert Klaseboer, Cary Turangan, Siew Wan Fong, et al. Simulations of pressure pulse–bubble interaction using boundary element method[J]. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 2006, 195(33-36):4287–4302.
  - [95] K-H. Kim, J-P. Franc, A Karimi, et al. Advanced experimental and numerical techniques for cavitation erosion prediction, series fluid mechanics and its applications[M], volume 106 of *Fluid mechanics and its applications*. Dordrecht: Springer Netherlands, 2014.
  - [96] Juan Shi, Qiang Ma, Zhenqian Chen. Numerical Study on Bubble Motion in Pore Structure under Microgravity Using the Lattice Boltzmann Method[J]. *Microgravity Science and Technology*, 2019, 31(2):207–222.
  - [97] Jingtan Chen, Haidong Liu, Kejian Dong. Experimental and LBM simulation study on the bubble dynamic behaviors in subcooled flow boiling[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2023, 206:123947.
  - [98] Amit Gupta, Ranganathan Kumar. Lattice Boltzmann simulation to study multiple bubble dynamics[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2008, 51(21-22):5192–5203.
  - [99] ZhiFan Zhang, Cheng Wang, A-Man Zhang, et al. SPH-BEM simulation of underwater explosion and bubble dynamics near rigid wall[J]. *Science China Technological Sciences*, 2019, 62(7):1082–1093.
  - [100] Aman Zhang, Pengnan Sun, Furen Ming. An SPH modeling of bubble rising and coalescing in three dimensions[J]. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 2015, 294:189–209.
  - [101] Ping-Ping Wang, A-Man Zhang, Xiang-Li Fang, et al. Axisymmetric Riemann–smoothed particle hydrodynamics modeling of high-pressure bubble dynamics with a simple shifting scheme[J]. *Physics of Fluids*, 2022, 34(11):112122.
  - [102] Cheng Yu Shih, Maxim V. Shugaev, Chengping Wu, et al. The effect of pulse

- duration on nanoparticle generation in pulsed laser ablation in liquids: Insights from large-scale atomistic simulations[J]. *Physical Chemistry Chemical Physics*, 2020, 22(13):7077–7099.
- [103] Claus Dieter Ohl, Siew Wan Ohl. ShockWave interaction with single bubbles and bubble clouds[C]. *Proceedings of Bubble Dynamics and Shock Waves*. Springer Berlin Heidelberg, 2013: 3–31.
- [104] Xuning Zhao, Wentao Ma, Kevin Wang. Simulating laser-fluid coupling and laser-induced cavitation using embedded boundary and level set methods[J]. *Journal of Computational Physics*, 2023, 472:111656.
- [105] Xiaojiao Wang, Zhi Ning, Ming Lv, et al. Machine learning for predicting the bubble-collapse strength as affected by physical conditions[J]. *Results in Physics*, 2021, 25:104226.
- [106] Hanfeng Zhai, Quan Zhou, Guohui Hu. Predicting micro-bubble dynamics with semi-physics-informed deep learning[J]. *AIP Advances*, 2022, 12(3):035153.
- [107] Hanfeng Zhai, Quan Zhou, Guohui Hu. BubbleNet: Inferring micro-bubble dynamics with semi-physics-informed deep learning[J]. *AIP Advances*, 2022, 12(3):035153. ArXiv:2105.07179 [physics].
- [108] Nils Thuerey, Konstantin Weißenow, Lukas Prantl, et al. Deep Learning Methods for Reynolds-Averaged Navier–Stokes Simulations of Airfoil Flows[J]. *AIAA Journal*, 2020, 58(1):25–36.
- [109] 范雨喆. 舰船气泡尾流的相干声场特性及其多波束声呐探测研究 [D]. 哈尔滨工程大学, March, 2022.
- [110] Werner Lauterborn, Thomas Kurz. Physics of bubble oscillations[J]. *Reports on Progress in Physics*, 2010, 73(10):106501.
- [111] John R. Blake, Giles S. Keen, Robert P. Tong, et al. Acoustic cavitation: the fluid dynamics of non-spherical bubbles[J]. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 1999, 357(1751):251–267.
- [112] A. Biesheuvel, L. Van Wijngaarden. Two-phase flow equations for a dilute dispersion of gas bubbles in liquid[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1984, 148(-1):301–318.
- [113] D. Z. Zhang, A. Prosperetti. Ensemble phase-averaged equations for bubbly flows[J]. *Physics of Fluids*, 1994, 6(9):2956–2970.
- [114] D. Fuster, T. Colonius. Modelling bubble clusters in compressible liquids[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2011, 688:352–389.

- [115] M. Arora, C. D. Ohl, D. Lohse. Effect of nuclei concentration on cavitation cluster dynamics[J]. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 2007, 121(6):3432.
- [116] G Servant, J.L Laborde, A Hita, et al. On the interaction between ultrasound waves and bubble clouds in mono- and dual-frequency sonoreactors[J]. *Ultrasonics Sonochemistry*, 2003, 10(6):347–355.
- [117] Eric Johnsen, Tim Colonius. Shock-induced collapse of a gas bubble in shockwave lithotripsy[J]. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 2008, 124(4):2011–2020.
- [118] M. R. Betney, B. Tully, N. A. Hawker, et al. Computational modelling of the interaction of shock waves with multiple gas-filled bubbles in a liquid[J]. *Physics of Fluids*, 2015, 27(3):036101.
- [119] W. Lauterborn, T. Kurz, R. Geisler, et al. Acoustic cavitation, bubble dynamics and sonoluminescence[J]. *Ultrasonics Sonochemistry*, 2007, 14(4):484–491.
- [120] A. Shima. The Natural Frequencies of Two Spherical Bubbles Oscillating in Water[J]. *Journal of Basic Engineering*, 1971, 93(3):426–431.
- [121] A. Shima, T. Fujiwara. The behavior of two bubbles near a solid wall[J]. *Archive of Applied Mechanics*, 1992, 62(1):53–61.
- [122] Pedro A. Quinto-Su, Claus-Dieter Ohl. Interaction between two laser-induced cavitation bubbles in a quasi-two-dimensional geometry[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2009, 633:425–435.
- [123] Lup Wai Chew, Evert Klaseboer, Siew-Wan Ohl, et al. Interaction of two differently sized oscillating bubbles in a free field[J]. *Physical Review E*, 2011, 84(6):066307.
- [124] Yang Shen, Lingling Zhang, Yaorong Wu, et al. The role of the bubble–bubble interaction on radial pulsations of bubbles[J]. *Ultrasonics Sonochemistry*, 2021, 73:105535.
- [125] Bing Han, Karsten Köhler, Kerstin Jungnickel, et al. Dynamics of laser-induced bubble pairs[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2015, 771:706–742.
- [126] Rui Han, A-Man Zhang, Shuai Li, et al. Experimental and numerical study of the effects of a wall on the coalescence and collapse of bubble pairs[J]. *Physics of Fluids*, 2018, 30(4):042107.
- [127] Shuai Li, A-Man Zhang, Rui Han, et al. Experimental and numerical study of two underwater explosion bubbles: Coalescence, fragmentation and shock wave emission[J]. *Ocean Engineering*, 2019, 190:106414.
- [128] Q. X. Wang. The jet characteristics of bubbles near mixed boundaries[J]. *Physics*

- of Fluids, 2019, 31(10):107105.
- [129] Pu Cui, A-Man Zhang, Shi-Ping Wang, et al. Experimental study on interaction, shock wave emission and ice breaking of two collapsing bubbles[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2020, 897:A25.
- [130] Nian-Nian Liu, A-Man Zhang, Pu Cui, et al. Interaction of two out-of-phase underwater explosion bubbles[J]. Physics of Fluids, 2021, 33(10):106103.
- [131] W. Lauterborn, T. Kurz, R. Mettin, et al. Experimental and Theoretical Bubble Dynamics[C]. In: I. Prigogine, Stuart A. Rice, (eds.). Proceedings of Advances in Chemical Physics. Hoboken, NJ, USA: John Wiley & Sons, Inc., March, 2007: 295–380.
- [132] Hengzhu Bao, Hongchao Zhang, Lou Gao, et al. Experimental investigations of three laser-induced synchronized bubbles[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2021, 71:105375.
- [133] Rong Chen (陈荣), Wen Liang (梁文), Jian Zheng (郑监), et al. Experimental study on the interaction of three linearly arranged spark bubbles with controlled phase differences[J]. Physics of Fluids, 2022, 34(3):037105. Publisher: American Institute of Physics.
- [134] Peng-li Zhang, Shu-yu Lin. Study on Bubble Cavitation in Liquids for Bubbles Arranged in a Columnar Bubble Group[J]. Applied Sciences, 2019, 9(24):5292.
- [135] J. P. Dear, J. E. Field, A. J. Walton. Gas compression and jet formation in cavities collapsed by a shock wave[J]. Nature, 1988, 332(6164):505–508.
- [136] J. P. Dear, J. E. Field. A study of the collapse of arrays of cavities[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1988, 190:409–425.
- [137] E. Lauer, X. Y. Hu, S. Hickel, et al. Numerical investigation of collapsing cavity arrays[J]. Physics of Fluids, 2012, 24(5):052104.
- [138] Jian-Bo Li, Wei-Lin Xu, Yan-Wei Zhai, et al. Influence of multiple air bubbles on the collapse strength of a cavitation bubble[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2021, 123:110328.
- [139] A-Man Zhang, Shi-Min Li, Pu Cui, et al. Interactions between a central bubble and a surrounding bubble cluster[J]. Theoretical and Applied Mechanics Letters, 2023, 100438.
- [140] Yupeng Qin, Zhen Wang, Li Zou, et al. Analytical study on the dynamic characteristics of multiple gas-filled spherical bubbles in typical spatial locations[J]. Physics of Fluids, 2022, 34(2):022004.

- [141] Haiyan Chen, Ziliang Chen, Yi Li. Modulation of the secondary Bjerknes force in multi-bubble systems[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2020, 61:104814.
- [142] Nicolas Bremond, Manish Arora, Stephan M. Dammer, et al. Interaction of cavitation bubbles on a wall[J]. Physics of Fluids, 2006, 18(12):121505.
- [143] Nicolas Bremond, Manish Arora, Claus-Dieter Ohl, et al. Controlled Multibubble Surface Cavitation[J]. Physical Review Letters, 2006, 96(22):224501.
- [144] Mao Takeyama, Matevž Zupančič, Tomoaki Kunugi. Influence of hydrodynamic interactions among multiple bubbles on convective heat transfer in nucleate boiling[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2021, 128:110449.
- [145] A. Tiwari, C. Pantano, J. B. Freund. Growth-and-collapse dynamics of small bubble clusters near a wall[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2015, 775:1–23. Publisher: Cambridge University Press.
- [146] N. Ochiai, J. Ishimoto. Numerical investigation of multiple-bubble behaviour and induced pressure in a megasonic field[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2017, 818:562–594.
- [147] J. M. Boulton-Stone, J. R. Blake. Gas bubbles bursting at a free surface[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1993, 254:437–466.
- [148] Sangeeth Krishnan, E. J. Hopfinger, Baburaj A. Puthenveettil. On the scaling of jetting from bubble collapse at a liquid surface[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2017, 822:791–812.
- [149] Luc Deike, Elisabeth Ghabache, Gérard Liger-Belair, et al. Dynamics of jets produced by bursting bubbles[J]. Physical Review Fluids, 2018, 3(1):013603.
- [150] R. Chen, Y. T. Yu, K. Su, et al. Exploration of water jet generated by Q-switched laser induced water breakdown with different depths beneath a flat free surface.[J]. Optics express, 2013, 21 1:445–53.
- [151] N. Bempedelis, J. Zhou, M. Andersson, et al. Numerical and experimental investigation into the dynamics of a bubble-free-surface system[J]. 2021.
- [152] Tong Li, A. Man Zhang, Shi Ping Wang, et al. Bubble interactions and bursting behaviors near a free surface[J]. Physics of Fluids, 2019, 31(4):42104. Publisher: AIP Publishing LLC.
- [153] Y. Saade, M. Jalaal, A. Prosperetti, et al. Crown formation from a cavitating bubble close to a free surface[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2021, 926:null. Tex.arxivid: 2107.04821.
- [154] Juan Manuel Rosselló, Hendrik Reese, Claus-Dieter Ohl. Dynamics of pulsed laser-

- induced cavities on a liquid–gas interface: from a conical splash to a ‘bullet’ jet[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2022, 939:A35–undefined.
- [155] Uroš Orthaber, Jure Zevnik, Rok Petkovšek, et al. Cavitation bubble collapse in a vicinity of a liquid-liquid interface –Basic research into emulsification process[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2020, 68:105224.
- [156] Emil-Alexandru Brujan, Kester Nahen, Peter Schmidt, et al. Dynamics of laser-induced cavitation bubbles near an elastic boundary[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2001, 433:251–281.
- [157] J. R. Blake, P. B. Robinson, A. Shima, et al. Interaction of two cavitation bubbles with a rigid boundary[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1993, 255(-1):707.
- [158] Christopher E. Brennen. Cavitation and bubble dynamics[M]. Number 44 in Oxford engineering science series, New York: Oxford University Press, 1995.
- [159] Andrea Prosperetti. Bubbles[J]. Physics of Fluids, 2004, 16(6):1852–1865.
- [160] Jia-yun Zhang, Yu-xin Du, Jia-qi Liu, et al. Experimental and numerical investigations of the collapse of a laser-induced cavitation bubble near a solid wall[J]. Journal of Hydrodynamics, 2022, 34(2):189–199.
- [161] Mandeep Saini, Erwan Tanne, Michel Arrigoni, et al. On the dynamics of a collapsing bubble in contact with a rigid wall[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2022, 948:A45.
- [162] Jiayang Gu, Chunhui Luo, Zhubi Lu, et al. Bubble dynamic evolution, material strengthening and chemical effect induced by laser cavitation peening[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2021, 72:105441.
- [163] Xiang Lu, Chen Chen, Kai Dong, et al. An equivalent method of jet impact loading from collapsing near-wall acoustic bubbles: A preliminary study[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2021, 79:105760.
- [164] Pu Cui, A-Man Zhang, Shiping Wang, et al. Ice breaking by a collapsing bubble[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2018, 841:287–309.
- [165] Fabian Reuter, Carsten Deiter, Claus-Dieter Ohl. Cavitation erosion by shockwave self-focusing of a single bubble[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2022, 90:106131.
- [166] Morteza Abedini, Stefanie Hanke, Fabian Reuter. In situ measurement of cavitation damage from single bubble collapse using high-speed chronoamperometry[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2023, 92:106272.
- [167] Ryeol Park, Minsu Choi, Eun Hyun Park, et al. Comparing cleaning effects of gas and vapor bubbles in ultrasonic fields[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2021,

- 76:105618.
- [168] Liang Lv, Yongxue Zhang, Yuning Zhang, et al. Experimental investigations of the particle motions induced by a laser-generated cavitation bubble[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2019, 56:63–76.
- [169] Xiaoyu Wang, Guanhao Wu, Xiaoxiao Zheng, et al. Theoretical investigation and experimental support for the cavitation bubble dynamics near a spherical particle based on Weiss theorem and Kelvin impulse[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2022, 89:106130.
- [170] Xiaoxiao Zheng, Xiaoyu Wang, Zhiling Ding, et al. Investigation on the cavitation bubble collapse and the movement characteristics near spherical particles based on Weiss theorem[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2023, 93:106301.
- [171] Jure Zevnik, Matevž Dular. Cavitation bubble interaction with compliant structures on a microscale: A contribution to the understanding of bacterial cell lysis by cavitation treatment[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2022, 87:106053.
- [172] Jure Zevnik, Matevž Dular. Cavitation bubble interaction with a rigid spherical particle on a microscale[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2020, 69:105252.
- [173] Chunhui Luo, Jiayang Gu, Xinchao Xu, et al. Impact of solid particles on cavitation behaviors and laser-induced degradation in aqueous suspension[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2021, 76:105632.
- [174] Shengji Wu, Bo Li, Zhigang Zuo, et al. Dynamics of a single free-settling spherical particle driven by a laser-induced bubble near a rigid boundary[J]. Physical Review Fluids, 2021, 6(9):093602. Publisher: American Physical Society.
- [175] Emil-Alexandru Brujan, Tatsuya Noda, Atsushi Ishigami, et al. Dynamics of laser-induced cavitation bubbles near two perpendicular rigid walls[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2018, 841:28–49.
- [176] Matej Senegačnik, Kohei Kunimoto, Satoshi Yamaguchi, et al. Dynamics of laser-induced cavitation bubble during expansion over sharp-edge geometry submerged in liquid –an inside view by diffuse illumination[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2021, 73:105460.
- [177] Yuning Zhang, Xu Qiu, Xiangqing Zhang, et al. Collapsing dynamics of a laser-induced cavitation bubble near the edge of a rigid wall[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2020, 67:105157.
- [178] Tomaž Požar, Vid Agrež, Rok Petkovšek. Laser-induced cavitation bubbles and shock waves in water near a concave surface[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2021, 73:105456.

- [179] Zibo Ren, Shuhong Liu, Beng Hau Tan, et al. Strong shear flows release gaseous nuclei from surface micro- and nanobubbles[J]. *Physical Review Fluids*, 2021, 6(4):043601.
- [180] Fang Zhao, Qianqian Yan, Daolai Cheng. Numerical study on the desorption processes of oil droplets inside oil-contaminated sand under cavitation micro-jets[J]. *Ultrasonics Sonochemistry*, 2021, 78:105745.
- [181] A. B. Sieber, D. B. Preso, M. Farhat. Dynamics of cavitation bubbles near granular boundaries[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2022, 947:A39. Publisher: Cambridge University Press.
- [182] Peter Gregorčič, Rok Petkovšek, Janez Možina. Investigation of a cavitation bubble between a rigid boundary and a free surface[J]. *Journal of Applied Physics*, 2007, 102(9):094904.
- [183] Akihito Kiyama, Takaaki Shimazaki, José Manuel Gordillo, et al. Direction of the microjet produced by the collapse of a cavitation bubble located in a corner of a wall and a free surface[J]. *Physical Review Fluids*, 2021, 6(8):083601. Publisher: American Physical Society.
- [184] Jack E. Abboud, Ghanem F. Oweis. The microjetting behavior from single laser-induced bubbles generated above a solid boundary with a through hole[J]. *Experiments in Fluids*, 2013, 54(1):1–13. Company: Springer Distributor: Springer Institution: Springer Label: Springer Number: 1 Publisher: Springer-Verlag.
- [185] Hendrik Reese, Robin Schädel, Fabian Reuter, et al. Microscopic pumping of viscous liquids with single cavitation bubbles[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2022, 944:A17.
- [186] Qingyun Zeng, Silvestre Roberto Gonzalez-Avila, Claus-Dieter Ohl. Splitting and jetting of cavitation bubbles in thin gaps[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2020, 896:A28.
- [187] Jingzhu Wang, Hongchen Li, Wenlu Guo, et al. Rayleigh–Taylor instability of cylindrical water droplet induced by laser-produced cavitation bubble[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2021, 919:A42–undefined.
- [188] K. Ashoke Raman, Juan Manuel Rosselló, Hendrik Reese, et al. Microemulsification from single laser-induced cavitation bubbles[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2022, 953:A27. Publisher: Cambridge University Press.
- [189] Erick Nieves, Giselle Vite, Anna Kozina, et al. Ultrasound-assisted production and optimization of mini-emulsions in a microfluidic chip in continuous-flow[J]. *Ultrasonics Sonochemistry*, 2021, 74:105556.
- [190] Xianmei Zhang, Fan Li, Chenghui Wang, et al. Radial oscillation and transla-

- tional motion of a gas bubble in a micro-cavity[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2022, 84:105957.
- [191] Guillaume T. Bokman, Outi Supponen, Simo A. Mäkiharju. Cavitation bubble dynamics in a shear-thickening fluid[J]. Physical Review Fluids, 2022, 7(2):023302.
- [192] T. Kodama, Y. Tomita. Cavitation bubble behavior and bubble-shock wave interaction near a gelatin surface as a study of in vivo bubble dynamics[J]. Applied Physics B: Lasers and Optics, 2000, 70:139–149.
- [193] Ryota Oguri, Keita Ando. Cavitation bubble nucleation induced by shock-bubble interaction in a gelatin gel[J]. Physics of Fluids, 2018, 30(5):051904.
- [194] Dui Qin, Qingqin Zou, Shuang Lei, et al. Nonlinear dynamics and acoustic emissions of interacting cavitation bubbles in viscoelastic tissues[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2021, 78:105712.
- [195] Ji Lang (郎骥), Rungun Nathan, Dong Zhou (周东), et al. Cavitation causes brain injury[J]. Physics of Fluids, 2021, 33(3):031908. Publisher: American Institute of Physics.
- [196] Arindom Phukan, Arpita Nath. Influence of an External Magnetic Field on Laser-Induced Plasma and Cavitation Bubbles in Submerged Targets[J]. Journal of Laser Applications, 2023, 35(1):012011.
- [197] Jin-Jie Deng, Ri-Fu Yang, Hai-Qin Lu. Dynamics of nonspherical bubble in compressible liquid under the coupling effect of ultrasound and electrostatic field[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2021, 71:105371.
- [198] Evert Klaseboer, Siew Wan Fong, Cary K. Turangan, et al. Interaction of lithotripter shockwaves with single inertial cavitation bubbles[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2007, 593:33–56.
- [199] G. N. Sankin, W. N. Simmons, S. L. Zhu, et al. Shock Wave Interaction with Laser-Generated Single Bubbles[J]. Physical Review Letters, 2005, 95(3):034501.
- [200] Jing Luo, Weilin Xu, Boo Cheong Khoo. Stratification effect of air bubble on the shock wave from the collapse of cavitation bubble[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2021, 919:A16. Publisher: Cambridge University Press.
- [201] Q. X. Wang, J. R. Blake. Non-spherical bubble dynamics in a compressible liquid. Part 1. Travelling acoustic wave[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2010, 659:191–224.
- [202] Q. X. Wang, J. R. Blake. Non-spherical bubble dynamics in a compressible liquid. Part 2. Acoustic standing wave[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2011, 679:559–581.
- [203] Rachel Pflieger, Geoffrey Audiger, Sergey I. Nikitenko, et al. Impact of bubble co-

- lescence in the determination of bubble sizes using a pulsed US technique: Part 2 –Effect of the nature of saturating gas[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2021, 73:105537.
- [204] Hao Wu, Hao Zheng, Yuanyuan Li, et al. Effects of surface tension on the dynamics of a single micro bubble near a rigid wall in an ultrasonic field[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2021, 78:105735.
- [205] Hao Wu, Cheng Zhou, Zhihua Pu, et al. Experimental investigation on the effects of the standoff distance and the initial radius on the dynamics of a single bubble near a rigid wall in an ultrasonic field[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2020, 68:105197.
- [206] Xiao Huang, Haibao Hu, Shuai Li, et al. Nonlinear dynamics of a cavitation bubble pair near a rigid boundary in a standing ultrasonic wave field[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2020, 64:104969.
- [207] Luc Biasiori-Poulanges, Claire Bourquard, Bratislav Lukić, et al. Synchrotron X-ray imaging of the onset of ultrasonic horn cavitation[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2023, 92:106286.
- [208] Guangjian Zhang (张光建), Ilyass Khelifa, Kamel Fezzaa, et al. Experimental investigation of internal two-phase flow structures and dynamics of quasi-stable sheet cavitation by fast synchrotron x-ray imaging[J]. Physics of Fluids, 2020, 32(11):113310. Publisher: American Institute of Physics.
- [209] Matheus O. de Andrade, Reza Haqshenas, Ki Joo Pahk, et al. Mechanisms of nuclei growth in ultrasound bubble nucleation[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2022, 88:106091.
- [210] Michel Tanguay. Computation of bubbly cavitating flow in shock wave lithotripsy Thesis by[D]. 2004. Volume: 2004.
- [211] Juan Manuel Rosselló, Claus-Dieter Ohl. On-Demand Bulk Nanobubble Generation through Pulsed Laser Illumination[J]. Physical Review Letters, 2021, 127(4):044502.
- [212] Nathan B. Speirs, Kenneth R. Langley, Zhao Pan, et al. Cavitation upon low-speed solid–liquid impact[J]. Nature Communications, 2021, 12(1):7250. Number: 1 Publisher: Nature Publishing Group.
- [213] Peng Xu, Shuhong Liu, Zhigang Zuo, et al. On the criteria of large cavitation bubbles in a tube during a transient process[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2021, 913:R6.
- [214] Zhao Pan, Akihito Kiyama, Yoshiyuki Tagawa, et al. Cavitation onset caused by acceleration[J]. Proceedings of the National Academy of Sciences, 2017, 114(32):8470–8474.

- [215] Seongjin Hong, Gihun Son. Numerical modelling of acoustic cavitation threshold in water with non-condensable bubble nuclei[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2022, 83:105932.
- [216] Xiongliaoyao, Zhipeng Li, Longquan Sun, et al. A study on bubble nuclei population dynamics under reduced pressure[J]. Physics of Fluids, 2020, 32(11):112019. Publisher: American Institute of Physics.
- [217] Shengcai Li, Christopher E. Brennen, Yoichiro Matsumoto. Introduction for Amazing (Cavitation) Bubbles[J]. Interface Focus, 2015, 5(5):20150059.
- [218] W D Chesterman. The dynamics of small transient cavities[J]. Proceedings of the Physical Society. Section B, 1952, 65(11):846–858.
- [219] Matevž Dular, Olivier Coutier-Delgosha. Thermodynamic effects during growth and collapse of a single cavitation bubble[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2013, 736:44–66. Publisher: Cambridge University Press.
- [220] Joseph E. Shepherd, Kazuaki Inaba. Shock Loading and Failure of Fluid-filled Tubular Structures[C]. In: Arun Shukla, Guruswami Ravichandran, Yapa D.S. Rajapakse, (eds.). Proceedings of Dynamic Failure of Materials and Structures. Boston, MA: Springer US, 2010: 153–190.
- [221] Compressible-Fluid Dynamics, Philip A Thompson, J-liB Book COllpany. applied book reviews mechanics[J].
- [222] Werner Lauterborn, Claus-Dieter Ohl. Cavitation bubble dynamics[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 1997. 11.
- [223] Christopher Earls Brennen. Cavitation and bubble dynamics[C]. Proceedings of Cavitation and bubble dynamics. Cambridge University Press, 2013: 1–249.
- [224] Dennis Kröninger, Karsten Köhler, Thomas Kurz, et al. Particle tracking velocimetry of the flow field around a collapsing cavitation bubble[J]. Experiments in Fluids, 2010, 48(3):395–408.
- [225] Can F. Delale, (eds.). Bubble Dynamics and Shock Waves[M]. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2013.
- [226] Claus-Dieter Ohl, Siew-Wan Ohl. Shock Wave Interaction with Single Bubbles and Bubble Clouds[C]. In: Can F. Delale, (eds.). Proceedings of Bubble Dynamics and Shock Waves. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2013: 3–31.
- [227] Joseph B. Keller, Ignace I. Kolodner. Damping of Underwater Explosion Bubble Oscillations[J]. Journal of Applied Physics, 1956, 27(10):1152–1161.
- [228] Max Koch. Laser cavitation bubbles at objects: Merging numerical and exper-

- imental methods[D]. Georg-August Universität Göttingen, 2020. Volume: Max Koch.
- [229] Qingyun Zeng. Jetting from cavitation bubbles in viscous and confined liquids[J]. 2020. Accepted: 2020-02-14T05:28:30Z Publisher: Nanyang Technological University.
- [230] J.U Brackbill, D.B Kothe, C Zemach. A continuum method for modeling surface tension[J]. Journal of Computational Physics, 1992, 100(2):335–354. 09459.
- [231] G. Tryggvason, B. Bunner, A. Esmaeeli, et al. A Front-Tracking Method for the Computations of Multiphase Flow[J]. Journal of Computational Physics, 2001, 169(2):708–759.
- [232] Hendrik Reese, Robin Schädel, Fabian Reuter, et al. Microscopic pumping of viscous liquids with single cavitation bubbles[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2022, 944:A17.
- [233] Christiane Lechner, Max Koch, Werner Lauterborn, et al. Pressure and tension waves from bubble collapse near a solid boundary: A numerical approach[J]. The Journal of the Acoustical Society of America, 2017, 142(6):3649–3659.
- [234] J.R. Blake, Y. Tomita, R.P. Tong. The Art, Craft and Science of Modelling Jet Impact in a Collapsing Cavitation Bubble[J]. Applied Scientific Research, 1997, 58(1/4):77–90.
- [235] Fabian Reuter, Claus-Dieter Ohl. Supersonic Needle-Jet Generation with Single Cavitation Bubbles[J]. Applied Physics Letters, 2021, 118(13):134103.
- [236] Christopher Earls Brennen. Cavitation and bubble dynamics[C]. Proceedings of Cavitation and bubble dynamics. Cambridge University Press, 2003: 1–47.
- [237] Yuning Zhang, Yuning Zhang, Shengcui Li. The secondary Bjerknes force between two gas bubbles under dual-frequency acoustic excitation[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2016, 29:129–145.
- [238] Pedro Antonio Quinto-Su, Claus-Dieter Dieter Ohl. Bubble cluster explosion[J]. Physics of Fluids, 2010, 22(9):091109.
- [239] Pedro A. Quinto-Su, Kang Y. Lim, Claus-Dieter Ohl. Cavitation bubble dynamics in microfluidic gaps of variable height[J]. Physical Review E, 2009, 80(4):047301.
- [240] I. Akhatov, O. Lindau, A. Topolnikov, et al. Collapse and rebound of a laser-induced cavitation bubble[J]. Physics of Fluids, 2001, 13(10):2805–2819.
- [241] Claus-Dieter Ohl. Luminescence from Acoustic-Driven Laser-Induced Cavitation Bubbles[J]. Physical Review E, 2000, 61(2):1497–1500.
- [242] Jérôme Duplat, Emmanuel Villermaux. Luminescence from Collapsing Centime-

ter Bubbles Expanded by Chemical Reaction[J]. Physical Review Letters, 2015, 115(9):094501.

## 致 谢

九年义务教育，三年高中，四年本科，八年的硕博连读，自 1999 年以来 24 年的伟大斗争终于结束了。

首先我想表达对我们伟大的人民共和国，对我们伟大的中国共产党，以及南京理工大学的感谢。是伟大的中国人民为我 24 年来的学习历程提供了坚实的客观基础，让一个渔村小孩无忧无虑的成长到今天。

感谢陆健老师。陆老师对科学真理的追求，对物理机制的点拨，对人生选择的指导，总是让我在迷茫时有了前进的方向。感谢张宏超老师，他对科研的闪光，坚实的实验能力，总是让我无所畏惧的探索。也很愧疚没有能够传承两位老师的学术志向和能力。感谢倪晓武教授，感谢沈中华教授。感谢马晓璐主任。得益于他们十二年以来的持续辅导，方有今日的我。

感谢我的父母，这么多年来的支持是我不竭的动力。

感谢陪伴我读博几年历程的小伙伴们。他们是：我觉得跟我具有极大相似性的春哥——张亚春；严厉的教研室华山派掌门人——颜士玲；温暖的教研室大佬——潘云香；语言霰弹枪一样的老刘——刘家林；这个那个对吧是啥的冲哥——张冲；总是住我宿舍蹭空调的南哥——谢庆南；天天忧郁得让人以为年级超高的翔哥——孙玉祥；十二年南理工认识十二年且身份证年龄超大的鸡哥——李广济；天天我们不一样的舍友——李政；天天跟我吐槽的龙少侠——周广龙；天天秀成果秀恩爱给我压力的老闫——闫明鉴；一起考研，一起讨论社会，一起聚餐的——周圣航；买了超多手办的宅男——李春光；总是想退博每次都被游戏勾引到不退的师弟——唐懋；跟我做实验超会拍马屁的高楼；任劳任怨的健身狂魔赵楠；豪爽干脆又不留姓名的孙牧文；祖安狂人杨志；Matlab 大神应恺宁；老好人刘祥恩；还有贾昊天、戴鹭楠、李秋雨等；本科的好朋友们。还有很多硕士的博士的师兄弟姐妹们，感谢他们或长或短的旅途陪伴。

感谢她的等待。

I would express my sincerely gratitude to SOFT-MATTER group in OvGU: Ohl couples, Prof. Claus-Dieter Ohl and Siew-Wan Ohl; Dr. rer. nat. Fabian Reuter; M.Sc. Saber Izak Ghasemian; Dr. rer. nat. Patricia Pfeiffer; Dr. Juan Manuel Rosselló and Prof. Dr. Matevž Dular; Dr. Yuzhe Fan (范雨喆); Hendrik, Dominik, Robin, Anna. We have a happy 22-months research partnership. You helped me to training the research skills systematically. Thanks to CSC scholarship.

看今日惶恐无地，念未来踏实有力。时光易逝，未来无限。

行文至此，甚感惭愧。一路走来，平平淡淡，无风无雨。没能孝敬父母，没有为师门传承学业，没有为国家做出贡献，更未有助于人类探索未知的进程。何意百炼钢，化

为绕指柔。

人生是一张挂满了红绿灯的公路网。由于速度和等灯的原因，会碰见比我跑得快的，比我跑得慢的同行人。或许，目标并不应该是尽快达到下一个红灯，或者谁走得更快更远。愿所有人都能更加欣赏这个世界。

我必将继续坚定且灵活地将个人的命运同人民的幸福民族的复兴共和国强盛人类的解放有机的结合在一起。

雄关漫道真如铁，而今迈步从头越。

The files about this thesis are shared on the Github  
( <https://github.com/hengzhubao/HengzhutheisNJUST> ).  
It contains the tex documents, the raw images, Matlab scripts to draw the figures and solve K-M model, the OpenFOAM solvers, and the bash scripts to run the parameter studies using the solver. Special thanks to Hendrik Reese, Qingyun Zeng, Max Koch for the nice proven solver. The successors who can get any benefit from these files, please mention us in the acknowledgement or somewhere you like.

Also, the zotero library contains the main references that I have read for bubble research is at this link (<https://www.zotero.org/groups/5041347/hengzhuthesis/library>). If you want to do something in laser-induced bubble dynamics, it will be a good tool.

最后，感谢在论文修改过程中倪晓武教授倾心地帮助，和李振华教授、沈中华教授的修改意见，以及诸位评审和答辩教授对本文学术品位提升的帮助。

包恒竹

2023.05

## 附录

### 攻读博士学位期间发表的论文和出版著作情况：

- [1] **Bao Hengzhu**, Zhang Hongchao, Gao Lou, Tang Mao, Zhang Chong, Lu Jian. Experimental investigations of three laser-induced synchronized bubbles[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2021, 71: 105375. doi:10.1016/j.ultsonch.2020.105375 (SCI 检索, 中科院一区 top, impact factor: 9.336) WOS:000605591000003
- [2] **Bao Hengzhu**, Reuter Fabian, Zhang Hongchao, Lu Jian, Ohl Claus-Dieter. Impact-driven cavitation bubble dynamics. Exp Fluids 64, 27 (2023). doi:10.1007/s00348-023-03569-z (SCI 检索, 中科院三区, impact factor: 2.797) WOS:000922368800001
- [3] **Bao Hengzhu**, Zhang Hongchao, Gao Lou, et al. Numerical simulation of three laser-induced in-phase bubbles[C]. Zhao Y, ed.//Fifth International Symposium on Laser Interaction with Matter. 2019: 89Changsha, China: SPIE, 2019: 89. (EI 检索 WOS:000470011400060)
- [4] Yang Zhi, **Bao Hengzhu**, Gao Lou, Dai Lunan, Zhang Hongchao, Lu Jian. Experimental investigation of nanosecond laser induced shockwaves in water using multiple excitation beams, Optics Express. doi:10.1364/OE.492613.SCI 检索, 中科院二区)
- [5] Zhang Chong, Zhang Hongchao, **Bao Hengzhu**, et al. Laser-induced plasma in a single droplet[C]. Zhao Y, ed.//Fifth International Symposium on Laser Interaction with Matter. 2019: 52Changsha, China: SPIE, 2019: 52. (EI 检索 WOS:000470011400003)

### 攻读博士学位期间参加的学术会议：

- [1] International Conference on Nanobubbles, Nanodroplets and their Applications, 2022.09, Magdeburg (德国)。
- [2] Workshop Kavitation 2021, 2021.11, Drübeck Monastery (德国)。
- [3] 2018 年第五届激光与物质相互作用国际会议, FIFTH INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON LASER INTERACTION WITH MATTER (LIMIS2018), 2018.11, 长沙。
- [4] 先进高功率高能激光技术与应用研讨会, 2017.12, 威海。

**攻读博士学位期间参加的科学研究情况：**

- [1] “高效 \*\*”，国防基础科研，参与。
- [2] “瞬态非线性激光等离子体耦合模型下高功率激光与液滴相互作用研究”，国家面上自然科学基金项目，参与。
- [3] “激光干涉仪”，中国工程物理研究院电子工程研究所，参与。

**攻读博士学位期间获得的荣誉：**

- [1] 南京理工大学 2021 年度优秀共产党员
- [2] 国家留学基金委（CSC）公派留学
- [3] 南京理工大学一等/二等奖学金数次
- [4] 南京理工大学 2019 年度“社会活动先进个人”