

國立交通大學

土木工程研究所 博士論文

單一穴蝕氣泡產生與破裂行為之試驗研究

Experimental Study on Generation of Single Cavitation Bubble and Its
Collapse Behavior



研究生：楊昇學

指導教授：葉克家 博士

趙勝裕 博士

中華民國九十八年七月

單一穴蝕氣泡產生與破裂行為之試驗研究

研究生：楊昇學

指導教授：葉克家、趙勝裕

摘要

本研究利用旋轉 U 型平台產生單一穴蝕氣泡，藉由壓力震波分析氣泡破裂過程於固體邊界附近所產生之流場特性與氣泡破裂過程中形成逆向噴流之結構。單一氣泡的產生試驗係利用透明圓柱管或長方形管放置於旋轉 U 型平台設備上，並橫跨過轉軸中心，試管內加入適當之自來水，開始旋轉 U 型平台，使轉軸中心附近之試管壓力降低於蒸汽壓力產生球狀體與扁平單一穴蝕氣泡。此氣泡形成後，靜水壓力不足以使氣泡破裂。穴蝕氣泡受到氣泡周邊壓力之擠壓而破裂，為得到與實際情況相似，藉由脈衝裝置所產生之震波壓力擊破氣泡，同時以高速攝影機拍攝瞬間影像，記錄不同位置之氣泡破裂過程。此外，亦藉由質點影像測速法計算氣泡破裂過程之速度流場特性。

於扁平穴蝕氣泡破裂試驗中發現，受壓後產生液體噴流直接突破氣泡表面，產生第一次氣泡破裂，但無法產生滯流環與逆向噴流現象。此與球狀體氣泡之液體噴流突破表面後產生噴流，進而發展成蕈狀雲氣泡與 Kelvin-Helmholtz 渦流現象有所差異。對扁平氣泡而言，逆向噴流在氣泡中心距離固體邊界的位置介於 1 至 3 倍氣泡半徑之間無法形成。

另一方面，球狀體穴蝕氣泡當氣泡中心距離固體邊界的位置介於 1 至 3 倍氣泡半徑之間時，液體噴流或 Kelvin-Helmholtz 渦流碰至固體後，在固體邊界上形成滯流環，使氣泡表面經過滯流環向內擠壓形成逆向噴流，隨後氣泡破裂。在氣泡中心距離固體邊界 3 倍氣泡半徑之臨界值時，氣泡變形隨著震波強度而有所差異，其氣泡破裂過程可產生 Kelvin-Helmholtz vortex、Richtmyer-Meshkov 不穩定性或逆向噴流等現象。另一個臨界值為氣泡中心距離固體邊界等於 1 倍氣泡半徑之時，

液體噴流碰至固體邊界後以輻射方向向外形成噴流，而沒有形成滯流環與逆向噴流。穴蝕氣泡破裂過程之各種複雜流場現象，均可清楚呈現於本研究中。



Experimental Study on Generation of Single Cavitation

Bubble and Its Collapse Behavior

Student: Sheng-Hsueh Yang

Advisor: Keh-Chia Yeh

Shenq-Yuh Jaw

Institute of Civil Engineering

National Chiao Tung University

Abstract

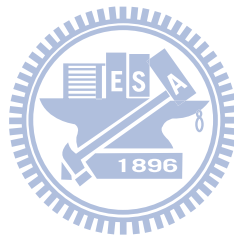
This study utilizes a U-shape platform device to generate a single cavitation bubble for a detailed analysis of the flow field characteristics and the cause of the counter jet during the process of bubble collapse caused by sending a pressure wave near the solid boundary. During the experiment of generating a single cavitation bubble, each utilized the transparent cylindrical tube or the rectangular tube on the U-shape platform is filled with tap water and cross the central axis. When angular velocity is gradually increased, the pressure at the center of the rotation in the tube is gradually decreased to a saturated vapor pressure at local water temperature. At this condition, a spherical or a flat shape single cavitation bubble near the rotating axis can be generated. After the cavitation bubble is generated, the U-shape platform is stopped to restore the pressure back to the hydrostatic pressure. This pressure difference alone is not enough to collapse the cavitation bubble. The major cause of the cavitation bubble collapse is the surrounding pressure of the fluid to squeeze the bubble and result in its collapse. To observe the flow field of the collapse of the cavitation bubble, this study uses a pulse setup to hit the piston of the tube in

contact with the free water surface and instantly generates a shock wave pressure that sends a pulse to cause the collapse of the cavitation bubble. A high speed camera is used to record the flow field of the bubble collapse at different distances from a solid boundary. In addition, the study is also used the particle image velocimetry method to calculate the characters of velocity flow field during the bubble collapse.

In the flat shape bubble collapse experiments detect that the bubble produce the first time collapse when a liquid jet penetrates the bubble surface after the bubble is compressed and deformed. The flat shape bubble was not to produce the stagnation ring and the counter jet. It is different from the spherical shape bubble that a mushroom shape bubble and a Kelvin–Helmholtz vortex are formed when a liquid jet penetrates the bubble surface. Therefore, for a flat shape bubble collapse process with the formation of the counter jet phenomenon cannot be found when the bubble center to the solid boundary is within one to three times the bubble's radius.

On other hand, for the spherical shape bubble with on the bubble center to the solid boundary being within one to three times the bubble's radius, a stagnation ring will form on the boundary when impinged by the liquid jet or Kelvin–Helmholtz vortex . The fluid inside the stagnation ring will be squeezed toward the center of the ring to form a counter jet after the bubble collapses. At the critical position, where the bubble center from the solid boundary is about three times the bubble's radius, the bubble collapse flow will vary. Depending on the strengths of the pressure waves applied, the collapse can produce a Kelvin–Helmholtz vortex, the Richtmyer–Meshkov instability, or the generation of a counter jet flow. If the bubble surface is in contact with the solid boundary, the liquid jet can only move inside-out without producing the stagnation ring and

the counter jet; thus, the bubble collapses along the radial direction. The complex phenomenon of cavitation bubble collapse flows is clearly manifested in this study.



目錄

摘要	II
Abstract	IV
圖目錄	IX
表目錄	XII
照片目錄	XII
第一章 導論	1
1.1 研究背景	1
1.2 研究目的	2
1.3 文獻回顧	2
1.4 工程方面	13
1.5 研究方法	15
1.6 組織架構	15
第二章 單一穴蝕氣泡產生與質點影像測速法	17
2.1 實驗儀器佈置	17
2.2 穴蝕氣泡產生方法	19
2.3 試驗步驟	20
2.4 質點影像測速法之影像分析	21
2.4.1 影像處理	21
2.4.2 質點影像分析理論	22
2.4.3 PIV 影像計算之誤差	27
第三章 扁平穴蝕氣泡變形運動與破裂結果分析	30
3.1 液體噴流	30
3.2 Kelvin - Helmholtz 渦流	31
3.3 $\gamma \approx 7$ 之扁平氣泡破裂分析與 PIV 流場量測	33
3.3.1 $\gamma \approx 7$ 扁平氣泡破裂分析	34
3.3.2 $\gamma \approx 7$ 扁平氣泡破裂之 PIV 流場量測	35
3.4 $\gamma \approx 2$ 之扁平氣泡破裂分析與 PIV 流場量測	37
3.4.1 $\gamma \approx 2$ 扁平氣泡破裂分析	37
3.4.2 $\gamma \approx 2$ 扁平氣泡破裂之 PIV 流場量測	38

3.5 $\gamma \approx 3$ 之扁平氣泡破裂分析與 PIV 流場量測	39
3.5.1 $\gamma \approx 3$ 扁平氣泡破裂分析	39
3.5.2 $\gamma \approx 3$ 之扁平氣泡破裂之 PIV 流場量測	40
3.6 $\gamma \approx 1$ 之扁平氣泡破裂分析與 PIV 流場量測	42
3.6.1 $\gamma \approx 1$ 扁平氣泡破裂分析	42
3.6.2 $\gamma \approx 1$ 之扁平氣泡破裂之 PIV 流場量測	43
第四章 球狀體穴蝕氣泡破裂結果分析	46
4.1 $\gamma \approx 7$ 之球狀體氣泡破裂與 PIV 流場分析	46
4.1.1 $\gamma \approx 7$ 氣泡破裂分析	46
4.1.2 $\gamma \approx 7$ 氣泡破裂之 PIV 流場量測	47
4.2 $\gamma \approx 2$ 之球狀體氣泡破裂與 PIV 流場分析	50
4.2.1 $\gamma \approx 2$ 氣泡破裂分析	50
4.2.2 $\gamma \approx 2$ 之氣泡破裂之 PIV 流場量測	52
4.3 $\gamma \approx 3$ 之球狀體氣泡破裂與 PIV 流場分析	54
4.3.1 $\gamma \approx 3$ 氣泡破裂分析	54
4.3.2 $\gamma \approx 3$ 之氣泡破裂之 PIV 流場量測	56
4.4 $\gamma \approx 1$ 之球狀體氣泡破裂與 PIV 流場分析	57
4.4.1 $\gamma \approx 1$ 氣泡破裂分析	57
4.4.2 $\gamma \approx 1$ 氣泡破裂之 PIV 流場量測	58
第五章 結論與建議	61
5.1 結論	61
5.2 建議	63
參考文獻	66
附錄一 氣泡動力學簡介	146
附錄二 Kelvin - Helmholtz 不穩定	150
個人簡歷	154

圖目錄

圖 1-1 穴蝕氣泡形成方法的分類	73
圖 1-2 氣泡運動示意圖	73
圖 1-3 氣泡破裂產生之震波現象，影像時間間距為 $0.5\mu s$ ，氣泡直徑約 $1.5mm$	73
圖 1-4 氣泡初形成、氣泡膨脹至最大、氣泡瞬間被壓縮、氣泡發光變化示意圖	73
圖 1-5 氣泡破裂產生之發光現象，影像大小為 $1mm \times 1mm$	74
圖 1-6 逆向噴流形成過程影像時間間距為 $1\mu s$ ，氣泡直徑約 $1.5mm$	74
圖 1-7 噴濺形成過程，影像時間間距為 $0.2\mu s$ ，氣泡直徑約 $1.5mm$	74
圖 2-1 試驗儀器佈置圖	77
圖 2-2 PIV 量測方法與高速攝影機擷取影像示意圖（上圖為圓柱管、下圖為扁平管）	77
圖 2-3 不同半徑處之壓力分佈示意圖	78
圖 2-4 具時序性影像之質點亮度分佈值	78
圖 2-5 PIV 計算質問窗大小之示意圖	78
圖 2-6 PIV 計算流程圖	79
圖 2-7 互相關係數之最大值為最有可能 m 與 n 位移量之示意圖	80
圖 2-8 質問窗內子畫素修正法之互相關係數值示意圖	80
圖 2-9 不一致流速向量（右下部分）	81
圖 2-10 去除不一致流速向量	81
圖 2-11 RMS 誤差之示意圖	81
圖 2-12 偏差誤差之示意圖	82
圖 2-13 方均根誤差量	82
圖 2-14 偏移誤差量	82
圖 2-15 兩種不同流體的運動，上層速度往右移動、下層往左移動	83
圖 2-16 為圖 2.15 之 PIV 計算結果，於交界面處產生流體交互作用	83
圖 2-17 為圖 2-16 於 $288px$ 位置處之質點位移速度分佈	84
圖 3-1 液體噴流於凹槽內累積能量系列圖	85
圖 3-2 扁平氣泡之液體噴流形成過程	86
圖 3-3 雷射光頁下球狀體穴蝕氣泡之液體噴流形成過程	86
圖 3-4 不同流體間之剪應力相互作用下產生 Kelvin-Helmholtz 不穩定性	86
圖 3-5 扁平氣泡受壓產生液體噴流、氣泡表面重疊、K-H 渦流與氣泡破裂過程示意圖	87
圖 3-6 為液體噴流、氣泡表面重疊、氣泡第一次破裂、K-H 渦流形成、第二次氣泡破裂過程（由上而下、由左而右）	87
圖 3-7 球狀體氣泡之 K-H 渦流形成與發展過程	87
圖 3-8 球狀體 K-H 渦流之形成與發展過程	88
圖 3-9 扁平氣泡距離參數示意圖	88
圖 3-10 距離參數 $\gamma \approx 7$ 之扁平穴蝕氣泡破裂過程	89
圖 3-11 震波壓力增強後距離參數 $\gamma \approx 7$ 之扁平穴蝕氣泡破裂過程	90

圖 3-12 $\gamma \approx 7$ 扁平管內之壓力波強度變化關係.....	91
圖 3-13 震波壓力增強後 $\gamma \approx 7$ 扁平管內之壓力波強度變化關係.....	91
圖 3-14 距離參數 $\gamma \approx 7$ 之氣泡開始受壓變形至氣泡表面重疊之速度流場.....	92
圖 3-15 距離參數 $\gamma \approx 7$ 氣泡表面重疊後至 K-H 渦流形成之速度流場	93
圖 3-16 為圖 3-15 第 10 張 PIV 影像計算結果之渦度圖	94
圖 3-17 氣泡前、後端與固體邊界前之速度變化歷線	94
圖 3-18 距離參數 $\gamma \approx 2$ 之穴蝕氣泡破裂過程.....	95
圖 3-19 距離參數 $\gamma \approx 2$ 之扁平管內之壓力波強度變化關係.....	95
圖 3-20 壓力震波增強後距離參數 $\gamma \approx 2$ 之穴蝕氣泡破裂過程.....	96
圖 3-21 壓力震波增強後距離參數 $\gamma \approx 2$ 之扁平管內之壓力波強度變化關係.....	96
圖 3-22 距離參數 $\gamma \approx 2$ 之氣泡表面重疊後突破表面至 K-H 渦流形成之速度流場	97
圖 3-23 距離參數 $\gamma \approx 2$ 之 K-H 渦流碰及固體邊界之速度流場	98
圖 3-24 為圖 3-22 第 02 張 PIV 影像計算結果之渦度圖	99
圖 3-25 氣泡前、後端與固體邊界前之速度變化歷線	99
圖 3-26 距離參數 $\gamma \approx 3$ 之穴蝕氣泡破裂過程.....	100
圖 3-27 $\gamma \approx 3$ 扁平管內之壓力波強度變化關係.....	100
圖 3-28 距離參數 $\gamma \approx 3$ 之穴蝕氣泡破裂過程.....	101
圖 3-29 $\gamma \approx 3$ 扁平管內之壓力波強度變化關係.....	101
圖 3-30 $\gamma \approx 3$ 氣泡表面重疊後突破表面至 K-H 渦流形成之速度流場.....	102
圖 3-31 $\gamma \approx 3$ 氣泡再次破裂之速度流場.....	103
圖 3-32 為圖 3-30 第 06 張 PIV 影像計算結果之渦度圖	104
圖 3-33 $\gamma \approx 3$ 氣泡前、後端與固體邊界前之速度變化歷線.....	104
圖 3-34 距離參數 $\gamma \approx 1$ ，氣泡破裂過程.....	105
圖 3-35 距離參數 $\gamma \approx 1$ 扁平管內之壓力波強度變化關係	105
圖 3-36 距離參數 $\gamma = 1$ 氣泡破裂過程	106
圖 3-37 距離參數 $\gamma = 1$ 扁平管內之壓力波強度變化關係	106
圖 3-38 氣泡緊貼於固體邊界之氣泡破裂過程示意圖	106
圖 3-39 距離參數 $\gamma \approx 1$ 氣泡表面重疊後碰至固體邊界之速度流場	107
圖 3-40 距離參數 $\gamma = 1$ 氣泡表面重疊後碰至固體邊界之速度流場	108
圖 3-41 $\gamma \approx 1$ 氣泡前、後端之速度變化歷線	109
圖 3-42 $\gamma = 1$ 氣泡前、後端之速度變化歷線	110
圖 4-1 氣泡位置之距離參數示意圖	110
圖 4-2 距離參數 $\gamma \approx 7$ 之穴蝕氣泡破裂過程.....	111
圖 4-3 距離參數 $\gamma \approx 7$ 圓柱管內之壓力波強度變化關係.....	111
圖 4-4 距離參數 $\gamma \approx 7$ 之穴蝕氣泡被壓縮內凹之流場.....	112
圖 4-5 距離參數 $\gamma \approx 7$ 之噴流至 K-H 渦流形成過程之速度場	114
圖 4-6 為圖 4-5 第 14 張 PIV 影像計算結果之渦度圖	115
圖 4-7 $\gamma \approx 7$ 球狀體氣泡前、後端之速度變化歷線.....	115

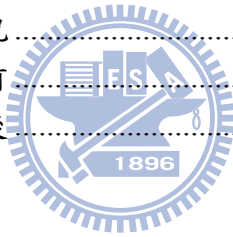
圖 4-8 距離參數 $\gamma \approx 2$ 之穴蝕氣泡破裂過程影像.....	116
圖 4-9 K-H 渦流與逆向噴流之形成示意圖	117
圖 4-10 距離參數 $\gamma \approx 2$ 圓柱管內之壓力波強度變化關係.....	117
圖 4-11 震波壓力增加後，距離參數 $\gamma \approx 2$ 之穴蝕氣泡破裂過程影像.....	118
圖 4-12 壓力震波增強後， $\gamma \approx 2$ 圓柱管內之壓力波強度變化關係.....	118
圖 4-13 距離參數 $\gamma \approx 2$ 之噴流至 K-H 渦流形成過程之速度流場	119
圖 4-14 距離參數 $\gamma \approx 2$ 之 K-H 渦流與逆向噴流之速度流場	120
圖 4-15 為圖 4-13 第 05 張 PIV 影像計算結果之渦度圖(X 與 Y 單位為畫素、omega 顏色為渦度強度值分佈).....	121
圖 4-16 $\gamma \approx 2$ 球狀體氣泡前、後端之速度變化歷線.....	121
圖 4-17 距離參數 $\gamma \approx 3$ 之穴蝕氣泡破裂過程影像.....	122
圖 4-18 震波壓力增強後距離參數 $\gamma \approx 3$ 之穴蝕氣泡破裂過程影像.....	123
圖 4-19 震波壓力增強後距離參數 $\gamma \approx 3$ 之穴蝕氣泡破裂過程影像.....	124
圖 4-20 距離參數 $\gamma \approx 3$ 圓柱管內之壓力波強度變化關係.....	125
圖 4-21 震波壓力增強後 $\gamma \approx 3$ 圓柱管內之壓力波強度變化關係.....	125
圖 4-22 震波壓力增強後 $\gamma \approx 3$ 圓柱管內之壓力波強度變化關係.....	125
圖 4-23 距離參數 $\gamma \approx 3$ 之噴流至 K-H 渦流之速度流場.....	126
圖 4-24 距離參數 $\gamma \approx 3$ 之逆向噴流形成過程之速度流場.....	127
圖 4-25 為圖 4-23 第 06 張 PIV 影像計算結果之渦度圖	128
圖 4-26 $\gamma \approx 3$ 球狀體氣泡前、後端之速度變化歷線.....	128
圖 4-27 距離參數 γ 稍大於 1 之穴蝕氣泡破裂過程影像及示意圖	129
圖 4-28 緊貼固體界面之穴蝕氣泡破裂過程影像及示意圖	130
圖 4-29 震波壓力增強後 $\gamma \approx 1$ 圓柱管內之壓力波強度變化關係	131
圖 4-30 震波壓力增強後 $\gamma = 1$ 圓柱管內之壓力波強度變化關係	131
圖 4-31 距離參數 $\gamma \approx 1$ 之逆向噴流形成過程之速度流場	132
圖 4-32 距離參數 $\gamma = 1$ 之逆向噴流形成過程之速度流場	134
圖 4-33 $\gamma \approx 1$ 球狀體氣泡前、後端之速度變化歷線	135

表目錄

表 3-1 距離參數 $\gamma \approx 7$ 氣泡破裂過程之氣泡表面前、後端與固體邊界前速度與壓力關係 ..	136
表 3-2 距離參數 $\gamma \approx 2$ 氣泡破裂過程之氣泡表面前、後端與固體邊界前速度與壓力關係...	137
表 3-3 距離參數 $\gamma \approx 3$ 氣泡破裂過程之氣泡表面前、後端與固體邊界前速度與壓力關係 ...	138
表 3-4 距離參數 $\gamma \approx 1$ 氣泡破裂過程之氣泡表面前、後端與固體邊界前速度與壓力關係 ...	139
表 3-5 距離參數 $\gamma \approx 1$ 氣泡破裂過程之氣泡表面前、後端與固體邊界前速度與壓力關係 ...	140
表 4-1 球狀體 $\gamma \approx 7$ 氣泡破裂過程之氣泡表面前、後端速度與壓力關係	141
表 4-2 球狀體 $\gamma \approx 2$ 氣泡破裂過程之氣泡表面前、後端與固體邊界前速度與壓力關係.....	142
表 4-3 球狀體 $\gamma \approx 3$ 氣泡破裂過程之氣泡表面前、後端與固體邊界前速度與壓力關係.....	143
表 4-4 球狀體 $\gamma \approx 1$ 氣泡破裂過程之氣泡表面前、後端速度與壓力關係	144
表 5-1 扁平與球狀體氣泡物理現象之比較	145

照片目錄

照片 2-1 透明圓柱管放置於旋轉馬達	75
照片 2-2 透明圓柱管旋轉後產生穴蝕氣泡	75
照片 2-3 產生穴蝕氣泡旋轉時之情況	76
照片 2-4 長方形試管產生穴蝕氣泡前	76
照片 2-5 長方形試管產生穴蝕氣泡後	76



第一章 導論

1.1 研究背景


液體流動時，若因流體速度增加、流場壓力降低至當時環境溫度下之水蒸氣壓附近，則會於流體中產生穴蝕（或稱渦穴、空蝕）氣泡（cavitation bubble）。穴蝕氣泡產生後，隨著周邊的速度場與壓力場變化，可能導致氣泡破裂。若氣泡破裂發生於固體邊界附近，受壓破裂的氣泡將直接衝擊固體邊界，產生巨大的水錘壓力（water-hammer pressure）（Plesset & Chapman, 1971）。此破裂過程所產生之震波（shock wave）可能衝擊、甚至破壞固體表面。於土木水利工程上，穴蝕現象經常出現在水力發電機組之壓力管路、壓力隧道、水輪機；大壩之溢（排）洪道；管路中的液體輸送、泵浦、渦輪；船艦上之螺槳；機械表面之污垢沖洗或侵蝕等工程應用，不僅影響固體邊界上之結構、或機械運作之效率，更可能會造成管路、隧道、固體邊界、溢（排）洪道、水輪機及相關機械的嚴重損害。

這些液體中的微小穴蝕氣泡，可能導致結構物的嚴重損毀，確實引發了人們的好奇，也因此陸續有人投入了穴蝕氣泡破裂流場特性的研究。一般對氣泡破裂流場特性的研究，主要涵蓋產生噴流（jet flow）、震波、發光（luminescence）與較新研究方向之氣泡核融合等領域，若穴蝕氣泡位於固體邊界某適當距離內，更可能產生逆向噴流（counter jet）。至於是何種特性造成固體界面的破壞，則尚未有定論。本研究主要針對圓球狀與扁平穴蝕氣泡破裂過程所產生之噴流、Kelvin-Helmholtz渦流（以下簡稱K-H渦流）與氣泡碰及固體邊界所產生之滯流環、逆向噴流與噴濺等物理特性進行分析與探討。

1.2 研究目的

穴蝕氣泡的破裂流場非常複雜，因單一穴蝕氣泡的產生不易，兼之體積小、破裂時間短，更增添其實驗量測的困難度，即使利用每秒拍攝數百萬張影像的高速攝影機等昂貴設備，所能量測的氣泡破裂流場特性仍受相當限制，以致許多複雜現象的成因仍不清楚。本研究以較簡易的方式，產生所需尺寸的穴蝕氣泡，進行穴蝕氣泡受壓、破裂的流場量測實驗，並藉由質點影像測素法 (particle image velocimetry, PIV) 量測穴蝕氣泡破裂過程所產生之氣、液相互作用下之質點流場特性，以探討穴蝕氣泡於近固體邊界破裂過程之物理成因與現象，清楚顯現穴蝕氣泡破裂流場的特性。

1.3 文獻回顧



穴蝕氣泡出現的形式約有四種型態，其中，經由壓力降低與溫度升高所造成的氣泡，此氣泡充滿氣體，稱為汽化穴蝕氣泡 (gaseous cavitation bubble)；而僅由壓力降低所造成之氣泡，稱為蒸汽化穴蝕氣泡 (vaporous cavitation bubble)；藉由擴散 (diffusion) 作用使液體中的氣體產生汽化，稱為除氣 (degassing bubble) 穴蝕氣泡；最後一種為經由溫度升高而造成之蒸汽化，稱為沸騰 (boiling bubble)。

穴蝕氣泡的產生過程頗為複雜，常伴隨著氣體與蒸汽，不易區分。因此，在試驗上，穴蝕氣泡的產生又細分為水動力穴蝕氣泡 (hydrodynamic cavitation bubble)，由壓力變化所造成的；聲波穴蝕氣泡 (acoustic cavitation bubble)，由聲波的駐波所造成的壓力變化；光學穴蝕氣泡 (optic cavitation bubble)，由光學聚焦加熱造成的；質點穴蝕氣泡 (particle cavitation bubble)，由液體中之質子反應或化學反應所造成的。Lauterborn (1980) 歸納上述四種穴蝕氣泡特性，其中，水動力穴蝕氣

泡與聲波穴蝕氣泡由張力（tension）所造成，而光學穴蝕氣泡與質點穴蝕氣泡由能量聚焦所造成，如圖 1-1 所示。有關穴蝕氣泡之文獻回顧如下：

(1) 氣泡破裂熱傳導

早在 1917 年 Rayleigh 於研究高速螺槳受穴蝕氣泡的侵蝕現象時，即提出氣泡破裂會產生高速噴流，損壞固體表面。Rayleigh 於其研究中發展出圓球狀氣泡破裂動力理論。後續許多學者即依據 Rayleigh 圓球狀氣泡破裂動力理論進行相關研究，其中，Plesset (1949) 更進一步的考慮了流體黏滯性與表面張力之影響而推導得 Rayleigh-Plesset 方程式（附錄一）。圖 1-2 為氣泡運動之示意圖，其 Rayleigh-Plesset 方程式如下

A. 圓球座標非旋轉流之質量守恆方程式：

$$u(r,t) = \frac{R^2}{r^2} \frac{dR}{dt} \quad (1-1)$$

B. 動量守恆方程式：

$$\underbrace{R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt}\right)^2}_A = \frac{1}{\rho} \left[\underbrace{\left(P_0 + \frac{2\sigma}{R_0}\right) \left(\frac{R_0}{R}\right)^{3\gamma_g} + p_\infty}_B - \underbrace{\frac{2\sigma}{R}}_C - \underbrace{4 \frac{\mu}{R} \frac{dR}{dt}}_D \right] \quad (1-2)$$

上式 A、B、C 與 D 項分別為：

A： $R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt}\right)^2$ ：氣泡運動之慣性力；

B： $\frac{1}{\rho} \left[\left(P_0 + \frac{2\sigma}{R_0}\right) \left(\frac{R_0}{R}\right)^{3\gamma_g} + p_\infty \right]$ ：氣泡運動壓力變化；

C： $\frac{2\sigma}{\rho R}$ ：氣泡表面張力；

D： $\frac{4\mu}{\rho R} \frac{dR}{dt}$ ：氣泡表面黏滯剪應力。

其中， $u(r,t)$ 為氣泡外之速度； $\frac{dR}{dt}$ 為氣泡表面之速度； R_0 為氣泡初始

半徑； R 為氣泡半徑； r 為氣泡表面外之某一點至氣泡中心點距離； t 為時間； σ 為表面張力； μ 為黏滯係數； P_0 為液體壓力； P_∞ 為遠處之液體壓力； γ_g 為氣體比熱 (ratio of the specific heat of the gas)。

Gilmore (1952) 考慮了流體壓縮性與對氣泡破裂流場特性的影響，Plesset & Zwick (1952) 的研究則考慮溫度熱傳導現象對氣泡破裂流場特性的影響。因氣泡破裂時間甚短，在當時認為其間之熱傳導效應影響不大，故氣泡破裂過程假設為絕熱過程。

(2) 氣泡破裂噴流研究

Kornfeld & Suvorov (1944) 認為氣泡在固體邊界附近破裂時，氣泡會先變形為非球形，且會產生一噴流 (jet flow)，此現象後來於 Naude & Ellis (1961) 的實驗中獲得證實。Plesset & Chapman (1971) 的數值計算結果，亦顯示此一現象。若固體邊界位於氣泡右端，則此噴流會於氣泡左端形成，且會穿越氣泡而抵達氣泡右端的氣泡表面。氣泡破裂對固體界面的破壞，可能是導致於其所產生的噴流，Benjamin & Ellis (1966)、Philipp & Lauterborn (1998) 亦探討了氣泡破裂引起的破壞行為。近代的研究則認為：此噴流結構對固體邊界的破壞力不大。然而，此噴流對氣泡破裂流場的動力學研究，卻有很重要的影響。

(3) 氣泡破裂產生之震波研究

氣泡破裂流場產生的壓力變化理論分析，於 1917 年由 Rayleigh 首先提出。此壓力非常高 (約 10,000 大氣壓力)，因而會形成震波往外傳遞。在固體邊界附近的氣泡破裂產生的噪音，則由 Harrison (1952) 於實驗中發現。Vogel & Lauterborn (1988) 則發現氣泡破裂之壓力脈衝波與氣泡距離固體邊界的大小有密切關係，且此脈衝波會產生一系列的震

波，此現象於 Tomita & Shima (1986)、Ward & Emmony (1991)、Ohl et al. (1995)、Shaw et al. (1996)、Lindau & Lauterborn (2003)、Sankin et al.(2005)技術從事的實驗中利用高速攝影機與陰影 (shadowgrams) 或投影技術結合於影像中均有顯現。而在量測氣泡破裂所產生之震波強度，一般採用 hydrophone 壓力量測儀器，儀器靈敏度需要在 1ns 以下之精度，方可量測到壓力震波所產生的強度，如 Sankin et al.(2005)之研究結果，雷射聚焦所產生之直徑約 1.5mm 之氣泡，在氣泡破裂所產生震波約在 2 μ s 內發生，如圖 1-3 所示，其震波強度可高達 39MPa，隨後強度遞減。

(4) 氣泡破裂產生之發光研究

氣泡聲光現象(sonoluminescence)是描述液體中的氣泡受到聲波的激發時，氣泡會向內壓縮與破裂並發出亮光現象。Frenzel & Schultes (1934)研究聲納時首次觀察到聲光現象。藉由相片底片顯影與加入顯影劑的水槽中，氣泡壓縮與破裂後，在底片上觀察到一些微小的亮點，同時每當超音波開啟時，液體中的氣泡便會釋放出光來。早期的實驗由於水下環境過於複雜，對於水中極短暫的氣泡，難以做進一步的原理分析。此現象在現代通常也被稱為多氣泡聲光現象 (multi-bubble sonoluminescence, MBSL)。Gaitan et al. (1992)改進實驗裝置與技術，發現了單氣泡聲光現象 (single bubble sonoluminescence, SBSL)，氣泡會隨著自身週期性的被壓縮而不斷放出光來。由於這項實驗技術將原本複雜的多氣泡簡化為單一穩定氣泡的效應，有助於分析聲光效應的原理。同時也根據氣泡運動之能量理論估計與假設，推算結果為氣泡內的溫度可以高達 100 萬度。使後續對氣泡聲光現象增加許多好奇與興趣。雖然如此高的溫度尚未被確實證明，Flannigan & Suslick (2005)

的實驗顯示，氣泡內的溫度大約在 2 萬度 K 左右，此溫度已可將鐵融化。但在估計氣泡內溫度時，忽略了一項事實，水會吸收幾乎所有波長低於 200nm 的電磁波，這項事實也加深了正確估計氣泡內確切溫度的困難，因為這些估計都是建立在氣泡被壓縮過程中的發射光譜上，或是利用 Rayleigh-Plesset 方程式所得到的。在氣泡破裂之聲光現象實驗中觀察到如下的事實：

- 氣泡釋放出來的亮光持續時間相當短暫，約在 35 至數百皮秒（picoseconds, 10^{-12} 秒）之間。
- 當氣泡放出亮光時，氣泡尺寸非常小，直徑大約只有 $1\mu\text{m}$ ，而其能放出光的氣泡大小取決於周圍液體的種類（例如，水）以及氣泡中氣體的種類（例如，一般空氣）。
- 在單氣泡聲光現象中放出的亮光，會受到氣體可壓縮的 Bjerknes 力（ $F_B = \frac{4}{3}\pi R^3(t)\Delta P(t)$ ，其中，R：半徑； ΔP 為壓力差；t 為時間）以及氣、液二相流體交界面作用之 Rayleigh-Taylor 不穩定性等作用。
- 在氣泡中加入惰性氣體，如氦、氬或氙等氣體，能進一步增加放出亮光的強度。

Flannigan & Suslick (2005) 在實驗硫酸裡的氫氣泡，打入聲波後在容器內發現 O^{2+} 離子、一氧化硫、以及位於激發態的氫原子。此代表氣泡中心有著一個熱電漿核。並指出 O^{2+} 離子的激發能量和游離能約為 18eV（電子伏特： 1.6×10^{-19} 焦耳）左右，此現象不可能是因為單純加熱而達到。因此，認為是從氣泡中心的不明電漿釋放出來的高能電子撞擊得來的。而最讓人感興趣的事，既然氣泡內部可能處於如此高溫下，甚至有可能利用聲光現象作為達到核融合臨界溫度的方法。如果氣泡內的溫度和壓力都夠高的話，在太陽和其他大型星體中發生的核

融合效應，可以在如此微小的氣泡中發生。這種現象被稱為氣泡核融合 (bubble fusion)。而此現象亦在近幾年內被討論，如“如何向氣泡要能源”，美國橡樹嶺國家實驗室的 Taleyarkhan et al.(2004)研究團隊於科學期刊上發表氣泡核融合現象。

氣泡破裂時，其內部氣體以絕熱過程加熱，而於體積縮至最小半徑時放出光。氣泡在黏滯性低、壓力高時，較容易放射光；黏滯性高、破裂時間較長、無法讓氣泡內的氣體加熱至足夠溫度以發光。至於較高的壓力，讓氣泡較快速的破裂，增加絕熱過程的熱量增量而讓溫度上升。黏滯性較小時、氣泡可增長的體積較大，破裂時較容易放射光線。Ohl et al. (1998) 亦發現在某些特定情況下，雷射誘導的氣泡 (laser induced bubble) 在靠近固體邊界附近破裂時會放射亮光。這些放射亮光從未受到周邊干擾的圓球型氣泡所發出，這些現象目前都簡稱之為 SCBL (single cavitation bubble luminescence)，而 Buzukov & Teslenko (1971)、Akmanov et al. (1974)也曾有相同的研究報告。此放射亮光的強度，與氣泡距固體邊界的距離有密切的關係 (Ohl et.al, 1999)，這可能與氣泡的壓縮性 (受固體邊界距離的影響) 有關。在距離參數 $\gamma = \frac{d}{R_{\max}}$

(R_{\max} 為氣泡最大半徑；d 為氣泡中心至邊壁距離) 小於 4 之情況下則沒有放射亮光的產生。近代在氣泡不受外界光線干擾之情況下，有關 SCBL 的研究，包括 Wolfrum et al.(2001) 與 Baghdassarian et al.(2001)。氣泡發光的現象，如圖 1-4 之示意圖所示，分別為氣泡初形成、氣泡膨脹、氣泡瞬間被壓縮、氣泡發光等階段。Lauterborn et al.(2007)利用雷射光產生穴蝕氣泡，以高速攝影機將氣泡破裂發光現象藉由影像顯現，如圖 1-5 所示。目前，氣泡聲光效應仍然沒有一套完整之物理機制來說明。

(5) 氣泡破裂產生之逆向噴流研究

Lindau & Lauterborn (2001)對逆向噴流現象進行描述：氣泡位於固體邊界附近受壓而發展液體噴流，使噴流能到達對向氣泡表面重疊，並通過氣泡直接往固體邊界前進，當噴流表面重疊時，氣泡能產生一系列震波，隨之噴流碰至固體邊界後，能產生反方向之噴流結構，此噴流結構稱為逆向噴流 (counter jet)。

逆向噴流是一個獨特的現象。若氣泡位於固體邊界某一距離範圍內時，氣泡破裂時可能會產生逆向噴流。而逆向噴流的形成與增長非常快速，但形成後則可持續一段時間，可延長氣泡破裂時間。在 Harrison (1952) 與 Kling & Hammitt (1972)的實驗中，亦出現此逆向噴流現象，但都未對此特殊現象進行說明。直到 Lauterborn (1974) 才首次對此逆向噴流有進一步之描述，但亦未對此現象的形成進行說明，僅推測此現象的形成時間與氣泡壓縮所產生的震波時間接近；因此，推測逆向噴流是與氣泡壓縮產生震波直接相關。另有認為逆向噴流是由液體中一些更微小氣泡所構成。過去有關逆向噴流如何形成之探討，與氣泡聲光效應一樣，仍尚未有一套完整之物理機制加以說明。

在 Best (1993)、Zhang et al.(1993)、Blake et al.(1997)的數值模擬中，則未出現此逆向噴流，但 Tomita & Shima (1986)、Vogel et al.(1989)、Ward & Emmony (1991)、Philipp & Lauterborn (1998)、Kodama & Tomita (2000)與 Lindau & Lauterborn (2003)等實驗卻都顯現此逆向噴流的存在，如圖 1-6 所示。數值模擬與實驗結果的不一致，讓人推測逆向噴流非屬氣泡破裂流場的一部份，而是由氣泡破裂過程中的某種複雜機制所產生。Lindau & Lauterborn (2003)更進一步推估，認為氣泡破裂是在最後階段出現，此逆向噴流的形成可能與震波結構有關，構成此現象之物理機制亦未說明清楚。使得數值模擬結果沒有涵蓋此部分現象出現。Vogel et al. (1989)的研究結果指出，氣泡

破裂是否出現逆向噴流與距離參數 γ 有關。當 $1 < \gamma = \frac{d}{R_{\max}} \approx 3$ 時，氣泡破裂會產生逆向噴流，而 $\gamma > 3$ 則沒有逆向噴流現象，且氣泡與固體邊界接觸時，亦無法產生逆向噴流。此外，Lindau & Lauterborn (2003) 探討氣泡逆向噴流現象之反彈高度、破裂時間與 γ 間之關係，結果顯示 γ 越大反彈高度越小、且破裂時間越短。

(6) 氣泡壓縮產生之噴濺研究

Best (1993) 首先介紹了氣泡破裂過程的數值模擬法，Tong et al. (1999) 則模擬了數種氣泡距離邊壁不同距離的氣泡破裂流場。他們的分析中發現，當氣泡與固體邊界的距離甚短， $0.6 < \gamma < 1$ ，則不會形成逆向噴流，而於液體噴流衝擊氣泡與壁面之間的液體層後，形成環狀噴濺 (splash)；此噴濺產生的壓力會對壁面產生相當程度的影響。噴濺作用首次由 Shaw et al. (2001) 的實驗獲得證實，其後，Brujan et al. (2002) 從事高速攝影實驗，觀察 γ 為 0.9 與 1.1 時之噴濺現象，如圖 1-7 所示，並將結果與數值模擬比較。Lindau & Lauterborn (2003) 亦進行噴濺現象的系列實驗，獲得與數值模擬一致的結果。若 $\gamma < 0.6$ ，由於分隔氣泡與壁面之間的液體層太薄，將不會形成噴濺現象。

(7) 氣泡破裂時間之研究

依據 Rayleigh 公式，在不受固體邊界干擾條件下，穴蝕氣泡半徑與破裂時間之關係為：

$$R_{\max} = 1.09 \sqrt{\frac{p - p_v}{\rho}} t_c \quad (1-3)$$

$$t_c = \frac{R_{\max}}{1.09 \sqrt{\frac{p - p_v}{\rho}}} \quad (1-4)$$

式中， R_{\max} 為穴蝕氣泡最大半徑； p 與 ρ 為環境溫度下的流場壓力與流

體密度； p_v 為水蒸氣壓； t_c 為氣泡破裂時間。若有固體邊界影響，破裂所需時間較 t_c 長。以一般實驗室中產生的穴蝕氣泡為例， $R_{\max} \cong 0.75\text{mm}$ 計，在室溫 25°C 條件下， $p=101.3\text{ kPa}$ 、 $p_v=3.29\text{ kPa}$ 、 $\rho=997\text{ kg/m}^3$ ，因此， t_c 約為 $23\ \mu\text{s}$ 。若氣泡周邊所受之壓力更大之情況下，其破裂時間將更為短暫。而一般雷射聚光所形成之 $R_{\max} \cong 0.75\text{mm}$ 穴蝕氣泡，藉由高速攝影技術進行觀測穴蝕氣泡破裂時間，約 $70\ \mu\text{s}$ 以內，氣泡即破裂，且穴蝕氣泡亦會溶入水中。

(8) 氣泡破裂過程之高速攝影研究

因穴蝕氣泡的產生不易、體積小、破裂時間短、破裂流場複雜，更增添其量測的困難度。使用每秒拍攝數千張至數百萬張影像之高速攝影機，記錄、分析穴蝕氣泡破裂流場的特性，是較常見的實驗方法。其中，[Kodama & Tomita \(2000\)](#) 使用 Imacon 790 高速攝影機最快可達到每秒 50 萬張影像，量測氣泡破裂過程與產生震波的影像；[Lindau & Lauterborn \(2003\)](#) 使用 Imacon 486 高速攝影機最快可達到每秒 1 千萬張影像，測量測氣泡破裂過程之逆向噴流與噴濺研究；[Sankin et al. \(2005\)](#) 使用 Imacon 200 高速攝影機最快可達到每秒 2 百萬張影像，量測氣泡破裂過程與氣泡破裂時間，並搭配氣泡破裂之壓力量測。可見高速攝影機可以幫助瞭解氣泡破裂時之物理現象，但仍有一些氣泡破裂物理機制尚未被探討。

(9) 氣泡破裂過程質點影像測速法之研究

[Vogel & Lauterborn \(1998\)](#) 利用質點影像測速法 (particle image velocimetry, PIV) 進行氣泡破裂過程之速度流場量測，因氣泡體積小、

破裂時間短，只能概略量測氣泡破裂的外圍流場。Lawson et al. (1999) 則應用 PIV 法量測置於水下、直徑約為 80mm 之橡皮材質氣泡破裂的外圍流場，並與數值計算結果比較，雖獲得一致結果，但其流場與穴蝕氣泡破裂流場的特性相去甚遠。Jaw et al. (2007) 則於肥皂泡內填充煙霧質點，應用 PIV 法成功量測得氣泡破裂在不同階段的流場特性。而 PIV 應用於研究穴蝕氣泡破裂過程之流場分析研究，現階段仍未發展成熟，因此，本研究將朝這方面之技術進行分析與探討。

(10) 單一穴蝕氣泡產生之研究

實驗室中以張力 (tension) 的物理方式產生單一穴蝕氣泡，分為流體動力與音波方式，其中，Lauterborn (1969) 於離心機使試驗管內之除氣、含氣蒸餾水進行水柱撕裂強度之研究進而產生穴蝕氣泡。而以音波方式產生單一氣泡，一般係利用超音波 (ultrasonic) 於水柱中產生駐波，在駐波附近使水中壓力降至蒸汽壓力以下，進而產生單一穴蝕氣泡 (Ciaravino et al. 1981)。實驗室中另一種以能量產生單一穴蝕氣泡，係以雷射聚焦高能量於試管中水體的方式產生 (Lauterborn, 1972)。而脈衝雷射聚焦方式是最為普遍使用的一種，其原理係將雷射能量聚焦於液體中一點，產生之氣泡屬於較為穩定，氣泡周邊流場不易受到干擾，氣泡大小直徑約 1.5mm。許多穴蝕氣泡研究皆使用此種方式產生，產生後之氣泡，亦會隨著能量減緩而導致氣泡破裂與消失。因氣泡是由高能量雷射氣化液體產生，氣泡內部壓力亦不同於環境溫度下的水蒸氣壓。因氣泡是由分離液體分子所形成，氣泡內並未含有可再度凝結的蒸汽。也有應用電擊以產生穴蝕氣泡者 (Benjamin & Ellis, 1966)，然而，此法有電擊干擾氣泡破裂流場的缺點。亦有以注射針筒注入氣泡於液體中 (Philipp et al., 1993)。水下火花放電方式 (spark discharge)，於水中放置二個很接近之電擊，並在兩端輸入高壓電，讓

中間水離子形成電漿，藉由電漿產生之高溫瞬間產生汽化而形成氣泡，此方式之氣泡大小可達 13.5mm，[Harrison](#) (1952) 即利用此方式產生穴蝕氣泡。

(11) 穴蝕氣泡破裂方法

[Lauterborn](#) (1969) 利用除氣、含氣蒸餾水進行試驗，發現除氣蒸餾水在離心機旋轉作用下，可將水柱撕裂而產生穴蝕氣泡，當離心機減速後，穴蝕氣泡亦隨著離心機的速度減慢而變小，停止時，穴蝕氣泡亦相對消失；而含氣蒸餾水在離心機旋轉作用下同樣可以形成穴蝕氣泡，其撕裂水柱產生穴蝕氣泡所需的拉應力強度低於除氣蒸餾水，當離心機停止後，穴蝕氣泡不會馬上消失，而需要幾天的時間，才有減小與消失之跡象。雷射聚焦產生的穴蝕氣泡，會隨著雷射聚焦停止供應熱源產生氣泡破裂。[Philipp et al.](#) (1993) 注射針筒注入氣泡於液體中，以碎石機 (lithotripter) 產生的震波、局部壓力可高達 94Mpa 以擊破氣泡者。[Sankin et al.](#) (2005) 以碎石機產生 39Mpa 的壓力波，擊破由雷射產生的氣泡，量測氣泡破裂與震波交互作用的流場。

由上述文獻回顧可知，穴蝕氣泡的研究，如震波、發光、氣泡核融合、氣泡破裂時之內壓力與溫度、逆向噴流、各種穴蝕氣泡產生方式，可造成堅硬的固體邊界破壞或向氣泡要能源的構想，均令人難以置信，但卻都存在。而張力與能量聚焦造成之穴蝕氣泡亦有所不同，張力作用使流場壓力降低至水蒸氣壓附近所產生的穴蝕氣泡為內含水蒸氣的穴蝕氣泡，此氣泡破裂時要比未含可凝結蒸汽的氣泡破裂時產生更大的能量 ([Zhu & Zhong, 1999](#)、[Akhatov et al., 2001](#))。內含水蒸氣的穴蝕氣泡的受壓、破裂過程，與上述超音波、雷射各種實驗的氣泡破裂過程有所差別。

1.4 工程方面

在工程實務上，穴蝕氣泡的產生與結構體的安全息息相關，如大壩溢洪道，用於渲洩庫容所不能容納之洪水，防止洪水漫溢壩頂，保障大壩之安全。溢洪道在排洪時，為高速水力學問題，溢洪道內水流處於急流狀態，常會出現水流衝擊波、捲氣與及穴蝕現象等水力問題。溢洪道在工程與經濟之考量下，溢洪道內之沿程之坡度變化不宜過多，在兩種坡度連接處容易發生水流脫離邊壁，引起低壓區、甚至為負壓而導致穴蝕氣泡產生。其餘如閘門、泵浦(pump)、渦輪葉片，均為高速流體，當局部區域壓力低於蒸汽壓力時亦可能產生穴蝕現象。

穴蝕現象是影響水工結構物或機械運轉系統安全運轉的重要因素，迄今為止，已有多種參數用於描述穴蝕現象發生與否，其中，最常用和最具代表性的是穴蝕參數 σ_v 。其定義為穴蝕氣泡內外之壓力差與系統壓力差之比值。

$$\sigma_v = \frac{P_r - P_v(T)}{\Delta P} \quad (1-5)$$

其中， P_r 為氣泡外的壓力， T 為溫度， P_v 為某溫度下之蒸汽壓力， ΔP 為系統壓力差。其發生在溢洪道的 σ_v 為

$$\sigma_v = \frac{P_r - P_v(T)}{\frac{1}{2}\rho U^2} = \frac{P_r + P_a - P_v(T)}{\frac{\gamma_0 U^2}{2g}} = \frac{H + H_a - H_v}{\frac{U^2}{2g}} \quad (1-6)$$

其中， P_a 為大氣壓力， γ_0 為水單位重， g 為重力加速度， U 為流速， H 為氣泡外之壓力水頭， H_a 為大氣壓力水頭， H_v 為蒸汽壓力水頭。在吳明軍等人(2007)之試驗結果顯示當溢洪道最大水頭高於100公尺，單寬流量大於 $200\text{m}^2/\text{s}$ ，底床坡度由陡波(0.09)轉為較陡坡(0.55)，於近底床流速超過 30m/s ，且 σ_v 小於0.2時，即可能發生穴蝕現象。

在水閘門 (gate) 之 σ_v 為(Franc & Michel, 2004) :

$$\sigma_v = \frac{P_{downstream} - P_v(T)}{P_{upstream} - P_{downstream}} \quad (1-7)$$

其中， $P_{upstream}$ 與 $P_{downstream}$ 分別為閘門上、下游之壓力。

在葉片(foil)之 σ_v 為：

$$\sigma_v = \frac{P_1 + \rho gh - P_v(T)}{0.5\rho U^2} \quad (1-8)$$

上述中， P_1 為葉片表面壓力。

在泵浦之 σ_v 為：

$$\sigma_v = \frac{P_{inlet} - P_v(T)}{\rho U_p^2} \quad (1-9)$$

上述中， P_{inlet} 為進入泵浦前之入口壓力， U_p 進入泵浦前之入口速度。

在非穴蝕流情況下， σ_v 無因次參數不能被視為一個比值參數， $P_r - P_v$ 為沒有物理意義之單相流，因此，此參數僅可以於氣蝕初發生時之參考。

上述之水工結構物發生穴蝕現象之初始條件為 σ_{vi} ，即在某溫度下局部位置之壓力等於蒸汽壓力時所發生穴蝕現象之相關物理參數。 σ_{vi} 與 σ_v 為發生穴蝕的主要參數，出現穴蝕的可能因素：壓力降低或加大 ΔP (系統壓力差)。

於無穴蝕情況下：

$$\sigma_v > \sigma_{vi}$$

穴蝕發生之門檻值 σ_{vi} ，與許多流體力學因素有關，如幾何形狀、黏滯係數、重力、表面張力、紊流層、溫度、糙度與流體內的氣體粒子等。

以 10mm 圓柱管而言， σ_{vi} 值約 1.5。若水管長度大於 80 公分，且寬高

比為 1/4 與 1/8, σ_{v_i} 值約為 0.45 與 0.2。橢圓管之 σ_{v_i} 則為接近 0。而當 $\sigma_v < \sigma_{v_i}$ 時, 將發生穴蝕現象(Franc & Michel, 2004)。

1.5 研究方法

本研究以內含水蒸氣之穴蝕氣泡為主要研究對象, 因此, 研究穴蝕氣泡係以流體動力方式產生, 經由所設計之可控制轉速之馬達與 U 型平台、圓柱管與扁平試管構成, 試管內加入自來水, 藉由控制馬達產生旋轉離心力, 使試體內產生張力作用, 最後在旋轉中心附近之試管內水壓力低於蒸汽壓力, 而產生單一穴蝕氣泡。但靜水壓力無法直接使壓縮氣泡產生破裂現象, 因此, 藉由脈衝裝置所產生不同的壓力震波強度, 去擊破位於固體邊界不同距離處之穴蝕氣泡, 藉以量測其流場特性。另一方面, 本研究以較低強度的壓力波擊破氣泡, 可延長氣泡的破裂時間, 以探討穴蝕氣泡破裂於近固體邊界附近之物理現象, 俾能更清楚顯現氣泡破裂流場的特性。

1.6 組織架構

本文主要討論在固體邊界附近之穴蝕氣泡破裂之物理現象, 藉由高速攝影技術、壓力量測與 PIV 分析流場。分析與討論分為兩大方向進行, 一為穴蝕氣泡破裂量測之定性討論, 另一為 PIV 方法分析穴蝕氣泡破裂過程之流場定量討論。

本文組織架構分為五章, 茲將各章節之主要內容扼要敘述如下:

第一章: 導論, 說明研究背景與目的, 主要探討穴蝕氣泡於近固體邊界附近之逆向噴流的成因與現象, 並整理穴蝕氣泡相關文獻與研究方向。

第二章: 單一穴蝕氣泡產生, 說明試驗用之穴蝕氣泡產生方法與步驟、

實驗儀器說明與佈置、PIV 量測與計算之相關理論。

第三章：討論氣泡變形產生之液體噴流與 K-H 渦流的形成、扁平狀穴蝕氣泡破裂分析與討論，探討扁平狀氣泡受壓、破裂產生的流場過程，並藉由 PIV 試驗結果，說明其流場現象，並經由試驗與影像分析結果，得知扁平氣泡不會產生滯流環與逆向噴流現象。

第四章：球狀體穴蝕氣泡破裂分析與討論，穴蝕氣泡受壓、破裂產生的流場，因有無固體邊界的影響而有明顯不同，並說明 K-H 渦流的形成、滯流環與 K-H 渦流之間的關係。經由 PIV 試驗與影像分析結果，說明逆向噴流形成之物理機制，並與扁平氣泡之現象進行比較與探討。

第五章：結論與建議，整理重要結果與貢獻，並提出建議與後續研究方向。



第二章 單一穴蝕氣泡產生與質點影像測速法

單一穴蝕氣泡的產生，係藉由U型旋轉平台固定於馬達之轉軸上，並利用L型試管裝入自來水，形成水柱放置於旋轉平台上，注水使水位高於試管中心高程，並確保試管內無氣體存在，且橫跨轉軸中心。隨後轉動馬達使平台開始旋轉，藉由旋轉產生向外之離心力，使水柱接觸大氣壓力之一端產生向外之拉力，而位於轉軸中心附近之水柱則產生抗拉力，在此離心力作用下，試管內產生拋物線狀之壓力變化，轉軸中心附近之壓力因而降低。隨著轉速逐漸增加，於轉軸中心附近之壓力降至低於蒸汽壓力時，向外拉力大於水柱之抗拉力，位於水與管壁交界面附近開始撕裂水柱，單一穴蝕氣泡因而產生。茲就試驗佈置與分析理論說明如下：



2.1 實驗儀器佈置

量測穴蝕氣泡破裂流場之U型旋轉實驗裝置，如圖 2-1 所示。實驗儀器架設在防震光學桌上，包含：電腦、U型旋轉平台、電力無刷馬達、高速攝影機、壓力感應器、訊號控制器與光源。相關儀器規格如下：

1. 電力無刷馬達：為可控制轉速之馬達，旋轉速率最快可達每分鐘 2,000 轉，具有短時間內減速與停止旋轉之功能。
2. U型旋轉平台：為厚度 20 mm 之壓克力板製成、旋轉半徑 250 mm、總長度 500 mm，垂直肘高度 150 mm，中心位置固定於無刷馬達轉軸上。
3. 試驗試管：分為二種不同形狀，為透明圓柱管(照片 2-1)與長方形扁平試管(照片 2-4)，個別放置於 U 型平台上進行旋轉，可產生球狀體與扁平圓形穴蝕氣泡，說明如下：
 - 球狀體氣泡試驗試管：試管為透明圓柱管，內徑為 5.0 mm、外徑為

8.0 mm，如圖 2-2 上圖所示，試管之一端接壓力感應器、另一端黏接上一 PVC 材質、內徑亦為 5 mm 之連接軟管，實驗時方便操作。連接軟管延伸至旋轉平台的水平轉臂，鎖住於轉臂上。U 型台旋轉時，最低壓力處將發生於旋轉軸上，如照片 2-3 所示，因此，試驗時需跨越轉軸中心位置，以利穴蝕氣泡之形成。而所產生之穴蝕氣泡於本研究中稱為球狀體氣泡，如照片 2-2 所示。

- 扁平氣泡試驗試管：試管為長方形試體，其內部空間體積為 200 mm×8 mm×2 mm (長度×寬度×厚度)，如圖 2-2 下圖所示，試驗時亦放置於 U 型平台上，試管之一端同樣接壓力感應器、另一端黏接上一 PVC 材質、內徑為 5 mm 之連接軟管，實驗時方便操作，而試管與接管接設置一圓形轉扁平之銜接頭，使壓力震波能均勻傳入試管內進行試驗。試管試驗時需跨越轉軸中心位置，當旋轉平台轉動速度達到某一轉速後，轉軸中心附近之壓力降至低於蒸汽壓力時，單一扁平穴蝕氣泡因而形成。此氣泡與球狀體外觀上有明顯差異，因此，於本研究中稱為扁平圓形氣泡，如照片 2-5 所示。

4. Fastec 高速攝影機：為氣泡破裂過程中之影像擷取，此攝影機是以高速擷取影像並進行錄製，其擷取速度根據影像擷取範圍大小設定，以 1280px×256px 與 1280px×128px 之影像解析度，每秒最快擷取分別為 2,000 與 4,000 張影像，傳送至電腦存檔並進行影像分析。
5. 壓力感應器：為量測固體邊界上之壓力變化，利用 Kulite XTL-190 壓力感應器配合 NATIONAL INSTRUMENTS (NI) -6221 Analog I/O 卡，輸出 10V 電壓與接收 0-1.0V 訊號，壓力量測最高可達每秒 150,000 筆資料，加以記錄存檔，即可分析邊界上之壓力變化。
6. NI-6221 訊號處理卡，用於整合高速攝影機訊號輸出、Kulite XTL-190 壓力感應器觸發訊號，使影像資料與壓力資料之關係藉由訊號之同步觸發得以同步進行，其方法係根據高速攝影機於擷取每一張影像之同

時，經由相機外接觸發訊號接頭送出 3.2V 之驅動電壓，經由同軸纜線傳送電壓到 NI-6221 之訊號輸入端，經由此 I/O 卡觸發壓力感測器，擷取資料存檔。當攝影機停止取像，則壓力感測器亦停止擷取壓力資料。因此，每一張影像可對應到壓力感應器之量測壓力值，以利分辨所擷取影像與壓力變化，繼而進行相關分析。

7. PIV 設備藉由 ARGON LASER 之雷射光束與透明圓柱棒形成之水平光頁，並於管內佈置顯影質點，於光頁下輔助流體運動之特性，如圖 2-2 所示。此外，光頁通過透明試管時，會產生折射與反射現象，使攝影機於攝影時產生折射與失真現象，因此，於試管外圍設置可裝水容器，並注入水使其滿過試管，可降低攝影機攝影時所產生之折射與失真現象。並控制其光頁為 1.5mm 厚度，藉由高速攝影機進行錄製氣泡破裂過程之影像，取得錄製之影像資料後，將影像資料轉檔成一般數位影像，利用佈置於氣體表面與液體中之質點，藉以探討氣泡破裂時之質點運動特性。

2.2 穴蝕氣泡產生方法

實驗時，球狀體與扁平氣泡之產生方法相同，均利用試管放置於 U 型平台上，試管內注入自來水於適當之高程，並確保初始管內無氣體存在，且試管垂直肘處之液體表面與空氣接觸以保持大氣壓力，因此，試管內轉軸中心處之初始壓力為靜水壓力：

$$p_0 = p_{atm} + \rho g \Delta h \quad (2-1)$$

式中， g 為重力加速度； Δh 為水位差。

當 U 型台旋轉後，試管內之液體受到旋轉離心力之影響，不同半徑處之壓力將呈拋物線形分佈，如圖 2-3 所示。垂直肘處液面雖有些許高度變化，但仍與空氣接觸而保持大氣壓力。垂直肘自由液面與轉軸中心

處則有 $p_{0\omega}$ 的壓力差。

$$p_{0\omega} = p_{atm} + \rho g \Delta h - \frac{1}{2} \rho r^2 \omega^2 \quad (2-2)$$

試驗前先行量測液體溫度，推算出該溫度下之蒸汽壓力，並據以推算所需之旋轉角速度 ω 。當 ω 逐漸增加，試管內轉軸中心處的壓力逐漸降低至當時水溫的水蒸氣壓附近時，可於轉軸中心處附近形成單一穴蝕氣泡。

2.3 試驗步驟

步驟 1：穴蝕氣泡產生

產生穴蝕氣泡所需旋轉角速度與垂直肘水位高 Δh 有關， Δh 越大，則產生穴蝕氣泡所需要的轉速就越大，若 Δh 保持固定高度，則轉速越快，所產生穴蝕氣泡越大，控制 U 型台旋轉速度，即可產生符合實驗所需尺寸的單一穴蝕氣泡。

穴蝕氣泡產生後隨即停止 U 型台旋轉，產生單一穴蝕氣泡至 U 型轉台停止時間約 2 秒。此時圓柱管內之壓力恢復至靜水壓，此靜水壓力差不足以將所產生的穴蝕氣泡壓破，因此，單一穴蝕氣泡得以形成。

步驟 2：瞬間壓力震波產生

在水工結構物表面附近所產生之穴蝕氣泡，其破裂受到氣泡周邊的水流流速、靜水壓力等影響。於試驗室內，雖能產生單一穴蝕氣泡，但氣泡周邊的流速、壓力不易使氣泡發生破裂現象。為能仔細觀察氣泡破裂之物理現象，需藉由外力提供水流流速與壓力震波衝擊氣泡，使之破裂，藉以觀測氣泡破裂時之流場變化。因此，本研究利用脈衝裝置與活塞，以適當脈衝強度衝擊活塞，活塞初始位置與自由液面接觸，被衝擊後產生瞬間水流速度與壓力震波，傳遞至穴蝕氣泡處，使氣泡被壓縮與

破裂。

步驟 3：影像與壓力試驗控制

觸發訊號驅動上述步驟 2 之脈衝裝置時，亦同時觸發驅動高速攝影機取像（每秒 4000 張影像）與壓力感測器記錄壓力變化（每秒 140,000 筆資料），如此即可記錄穴蝕氣泡破裂流場的序列影像與壓力變化。

步驟 4：影像分析與壓力分析

扁平（二維）與球狀體（三維）之穴蝕氣泡破裂後，將所擷取之錄影影像、壓力量測值經由電腦儲存、處理與分析後，可得知氣泡破裂過程時之影像與固體邊界處之壓力相對應關係。此外，時序性影像時間間距內含 35 筆壓力量測資料，因此，攝影機所能拍攝到之影像，與壓力最大值有些微時間差，亦即影像擷取時不易取得發生壓力最大值之影像。



2.4 質點影像測速法之影像分析

2.4.1 影像處理

PIV 法為兩張具有時序性之質點影像進行其位移分析，影像大小可依量測範圍之大小進行設定，如 $1280px \times 128px$ 或 $640px \times 480px$ 組合，每一位置之畫素 (pixel) 均有一亮度值代表，其範圍為 0-255 亮度強度值，如此整張影像即有完整亮度分佈。實驗時將顯影質點均勻分佈於水中，有質點位置之亮度值，在光源的作用下，其亮度值會比沒有質點的亮度值高，藉由此特性進行質點位移之估算。

本試驗選用顯影質點為 $8-12\mu m$ 之玻璃孔珠，密度約為 1.03-1.10 (g/cm³) 間，因此，有質點亮度位置之亮度值分佈，如圖 2.4 所示，為具有時序性影像轉換後，其質點亮度空間分佈值情況。

2.4.2 質點影像分析理論

將質點影像亮度值數位化後，依照計算的範圍設定質問窗（interrogation window） $M \times N$ 大小，如圖 2.5 所示，質問窗設為 $32px \times 32px$ 或 $32px \times 16px$ ，將兩張影像切割成許多區塊，並依相關位置個別進行位移演算，計算完成後再進行計算準確性判別，最後經由精確度演算，即可得質點影像之質點位移與速度向量求得。其相關分析步驟，如圖 2.6 所示，其演算過程方法說明如下：

1. 質點位移估算

本實驗之質點位移估算使用互相關函數法，其演算方法建立在兩張具有時序性影像訊號之亮度值分佈，利用相關函數法所得之質問窗內之最大值作為判斷之依據。


$$\Phi_{cross}(m, n) = \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N [image\ 1(i, j)] \cdot [image\ 2(i - m, j - n)] \quad (2-3)$$

其中，

$\Phi_{cross}(m, n)$ 之最大值作為判定 m 與 n 位移量；

image1 與 image2 為具有時序性影像亮度分佈值；

M 與 N 為質問窗大小；

i 方向及 j 方向之影像初始位置；

m 及 n 為 i 方向及 j 方向質問窗內質點之平均位移量。

而為有效降低計算時間與準確性，將互相關函數法轉為常態化互相關函數法（normalized cross-correlation function）進行演算，其方程式：

$$\bar{C}_{nor}(m, n) = \frac{\sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N \left[\text{image } 1(i, j) - \overline{\text{image } 1} \right] \left[\text{image } 2(i - m, j - n) - \overline{\text{image } 2} \right]}{\sqrt{\sigma_1(i, j) \sigma_2(i, j)}} \quad (2-4)$$

$$\sigma_1 = \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N \left(\text{image } 1(i, j) - \overline{\text{image } 1} \right)^2$$

$$\sigma_2 = \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N \left[\text{image } 2(i - m, j - n) - \overline{\text{image } 2} \right]^2$$

$$\overline{\text{image } 1} = \frac{1}{MN} \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N \text{image } 1(i, j)$$

$$\overline{\text{image } 2} = \frac{1}{MN} \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N \text{image } 2(i - m, j - n)$$

其中， $\bar{C}_{nor}(m, n)$ 為影像質問窗比對 (pattern matching) 之互相關係數，其值介於 0 與 1 之間，並定義最大值作為最有可能 m 與 n 之位移量，如圖 2.7 所示； $\overline{\text{image } 1}$ 與 $\overline{\text{image } 2}$ 為質問窗內亮度分佈之平均值。

在演算常態化互相關函數法過程方面，一般常用的兩種演算技術，一為 FFT 演算法：為具有時序之影像，利用質點空間分佈 (spatial domain) 與頻率分佈 (frequency domain) 關係，藉由反覆計算與迭代方法求得質點影像之位移量 (Willert & Gharib, 1991)；另一為直接演算常態化互相關係數法 (normalized cross-correlation coefficient) (Fincham & Spedding, 1997; Huang et al., 1997; Huang, 1998)，係利用質點空間分佈與時序性之影像，直接計算 $\bar{C}_{nor}(m, n)$ 而得知影像間質點之位移量。

在計算速度上，FFT 演算法快於直接演算法，但 FFT 演算法對影像中之質點密度分佈與質問窗大小相當敏感，直接影響在計算之速度上；一般以 2^k 的指數設定質問窗大小， k 值介於 4 至 7 間之整數。而直接演算法可以依實際需求進行質問窗設定，不受 2^k 的影響。在演算精準度上，直接演算法高於 FFT 演算法。在計算時間上，FFT 演算法所需時間短於直接演算法。兩種方法共同點，為 m 與 n 演算結果均為整數，因此，在

演算後的精確度均需再進一步修正，其修正方法一般稱為子畫素修正。

2. 子畫素修正

互相關函數演算結果於質問窗內之位移量為整數，此情況與實際影像位移可能存在 ± 0.5 畫素之差距，為增加計算上之準確度，利用子畫素修正方法以提升準確性。質點實際位移量 m_r 與 n_r 分別於 i 與 j 方向表示如下：

$$\begin{aligned} m_r &= m + \varepsilon_m \\ n_r &= n + \varepsilon_n \end{aligned} \tag{2-5}$$

$$-0.5 \leq \varepsilon_m \leq 0.5 ; -0.5 \leq \varepsilon_n \leq 0.5$$

其中， m 與 n 為 $\bar{C}_{cor}(m, n)$ 演算結果決定； ε_m 、 ε_n 為 m 及 n 在 i 與 j 方向質問窗內質點之平均位移量與實際值間之校正差值。修正 ε_m 、 ε_n 之方法有很多種，如高斯曲線子畫素修正法(Gaussian curve-fitting)、拋物線子畫素修正法(parabolic curve-fitting)、形心子畫素修正法(centroid method)等方法來降低位移誤差值，各修正法之說明如下，而圖 2.8 為各修正法所使用之參數位置示意圖。

(1) 高斯曲線修正法(Willert & Gharib, 1991 ; Huang, 1997)

$$\varepsilon_m = \frac{\ln \bar{C}_{cor}(m-1, n) - \ln \bar{C}_{cor}(m+1, n)}{2 \left[\ln \bar{C}_{cor}(m-1, n) + \ln \bar{C}_{cor}(m+1, n) - 2 \ln \bar{C}_{cor}(m, n) \right]} \tag{2-6}$$

$$\varepsilon_n = \frac{\ln \bar{C}_{cor}(m, n-1) - \ln \bar{C}_{cor}(m, n+1)}{2 \left[\ln \bar{C}_{cor}(m, n-1) + \ln \bar{C}_{cor}(m, n+1) - 2 \ln \bar{C}_{cor}(m, n) \right]}$$

其中， $m+1$ 、 $m-1$ 、 $n+1$ 、 $n-1$ 分別為質問窗內峰值之前1、後1、左1及右1畫素之 \bar{C}_{nor} 。

(2) 形心法(Willert & Gharib, 1991)

$$\varepsilon_m = \frac{\bar{C}_{cor}(m+1, n) - \bar{C}_{cor}(m-1, n)}{\bar{C}_{cor}(m+1, n) + \bar{C}_{cor}(m, n) + \bar{C}_{cor}(m-1, n)} \quad (2-7)$$

$$\varepsilon_n = \frac{\bar{C}_{cor}(m, n+1) - \bar{C}_{cor}(m, n-1)}{\bar{C}_{cor}(m, n+1) + \bar{C}_{cor}(m, n) + \bar{C}_{cor}(m, n-1)}$$

(3) 拋物線法(Willert & Gharib, 1991)

$$\varepsilon_m = \frac{\bar{C}_{cor}(m-1, n) - \bar{C}_{cor}(m+1, n)}{2(\bar{C}_{cor}(m-1, n) - 2\bar{C}_{cor}(m, n) + \bar{C}_{cor}(m+1, n))} \quad (2-8)$$

$$\varepsilon_n = \frac{\bar{C}_{cor}(m, n-1) - \bar{C}_{cor}(m, n+1)}{2(\bar{C}_{cor}(m, n-1) - 2\bar{C}_{cor}(m, n) + \bar{C}_{cor}(m, n+1))}$$

上述方法中以高斯曲線曲線修正法較為普及，其主要原因為質點亮度之分佈較接近高斯分佈。

3. 不一致資料去除

經過常態化互相關函數法演算與子畫素修正後，質問窗內產生已有質點的 m 與 n 位移量，此 m 與 n 之位移量，須跟鄰近的質問窗演算結果進行比較，以去除錯誤與不一致資料，如圖 2.9 所示，於圖下方出現不一致資料，需進行去除。

Keane & Adrian (1990)以敏感度 D_0 為判別基準，其定義為質問窗內之常態化互相關函數法之最大峰值除以第二大峰值之比值：

$$D_0 = \frac{\overline{C_{nor1st}}}{C_{nor2nd}} \quad (2-9)$$

其中， C_{nor1st} 與 C_{nor2nd} 分別為常態化互相關函數法之最大與第二大峰值，如 $D_0 > 1.3$ 之向量位移為有效向量，此 D_0 值可根據影像品質進行適當之調整，此敏感度之基準亦可用在雜訊比過濾(singal-to-noise ratio, snr)，將不一致資料先行去除。

Westerweel (1994)對於 PIV 去除不一致資料方法提出局部平均過濾(local mean filter)，當質點位移量除以時間後，即可得到質問窗內之速度向量。於整體流場中鎖定個別速度向量，且比照周圍八個向量，計算範圍為 3×3 質問窗，當該向量相較於周圍之向量為較不一樣，例如兩倍大時，可以發現此區域可能至少有一個質問窗內之速度向量為可移除，其資料判斷方法步驟說明如下：

A. 速度值之判別：

$$Vel = \frac{\sum_{i=1}^8 |v_i - v_0|}{\sum_{i=0}^8 |v_i|} \quad (2-10)$$

$$v_i(k, l) = \sqrt{u(k, l)^2 + v(k, l)^2} \quad i = 0, 1, \dots, 8$$

其中， Vel 為由周邊之速度向量值之絕對差值； k 及 l 為質問窗位置； $u(k, l)$ 與 $v(k, l)$ 為質問窗水平速度與垂直速度； v_0 為速度判斷值； $v_i(k, l)$

($i=1, \dots, 8$) 為 v_0 周邊之平均速度。Nogueira et al. (1997) 對 Vel 值之容忍範圍約 20-35%。

B. 向量角度判別：

$$\theta = \frac{\sum_{i=1}^8 |\theta_i - \theta_0|}{\sum_{i=0}^8 |\theta_i|} \quad (2-11)$$

$$\theta_i = \tan^{-1} \frac{v(k,l)}{u(k,l)} + 360^0$$

其中， θ_i ($i=0,1,\dots,8$) 為 $u(k,l)$ 與 $v(k,l)$ 之夾角；加上 360^0 確保夾角為正值。

- 有效資料之判別 (data validation)

$$val(k,l) = \sqrt{Vel^2 + \theta^2} \quad (2-12)$$

其中， val 為判別有效之向量值。

- 為了判別 v_i 之有效值，對 val 設一有效標準值，Jaw & Wu (2000) 建議可根據不同影像條件，設 val 在 25-35% 以內為有效向量值。

重複上述方法，判斷有效流速向量值，保留有效之流速向量，並將不一致資料去除，如圖 2.10 所示。

2.4.3 PIV 影像計算之誤差

影像計算之誤差約可分為以下三大類型：質問窗內質點的脫離或配對錯誤；隨機誤差 (random error) 或方均根誤差 (root-mean-square)；系統誤差 (systematic error) 或偏移誤差 (bias error)。茲說明如下：

1. 質問窗內質點的脫離或配對錯誤

造成位移量的誤差，兩張影像在質問窗之互相關係數法計算時，可能因質點位移較大或質點離開光頁。誤差主要原因為可能流速過快、速度梯度過大、三維流場的效應使質點離開觀測位置。此類誤差可經由不一致資料處理過程，去除錯誤之位移量。

2. 隨機誤差（方均根誤差）

隨機誤差係由隨機性之因素所造成，誤差來源可能由於質點的比重與分佈密度、流體三維運動劇烈、速度梯度或剪力場較大、擷取影像之背景雜訊影響等因素，為了降低所造成之誤差，可增加實驗量測次數。此類誤差亦稱為精確誤差（precision error），其分散程度的大小則取決於測量值之標準差（standard deviation）或 RMS 誤差，如圖 2-11 所示。其公式如下：

$$d_m = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N d_i \quad (2-13)$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (d_i - d_m)^2} \quad (2-14)$$

其中， d_i 為質問窗之位移量； d_m 為質問窗之位移平均值。



3. 系統誤差(偏移誤差)

系統誤差來自於一些已知因素，如外在環境因素（溫度、電壓或 CCD 影像擷取、儲存傳輸過程）、人為操作不熟悉或設計原理有失誤而造成系統偏差。此類誤差不含有隨機分佈之誤差，其偏差量有一致性，此類偏差可經由修正方法降低其誤差量，因此系統誤差亦稱為偏移誤差（bias error）。於影像分析計算過程中，偏移誤差與互相關函數法之峰度值鎖定（peak-locking）有關，主要係因質問窗計算所得之峰度值（最有可能之位移值）與質問窗內之真實位移值無法完全吻合。偏移誤差（ d_b ）為已知之真實位移值（ d_a ），如位移 0 畫素（zero particle image displacement）或位移大於 1 畫素，與質問窗內計算所得之平均值（ d_m ）之差，如圖 2-12 所示，其公式如下：

$$d_b = d_m - d_a \quad (2-15)$$


本研究利用 35 組影像，其位移量為已知條件下進行模擬 (Liang et al. 2002)，此外亦進行隨機誤差分析，以確定影像分析方法適用於流場分析，模擬影像大小為 420*128 畫素、質問窗為 32*32 畫素，分別利用高斯子畫素修正法，計算結果如圖 2-13 與圖 2.14 所示，當已知位移量較大之情況下，其隨機誤差與偏移誤差逐漸偏大。此兩種誤差的估算與已知位移量之比較，相差二個級數，因此，可假設於 PIV 計算上的誤差於位移量分析時影響不大。

圖 2.15 為國際上對 PIV 計算方法提供之標準圖，影像大小為 472×488 畫素，為兩種不同流體的運動，其中，上層速度往右移動、下層往左移動，於交界面附近產生邊界層作用，其計算結果如圖 2.16 所示，並將位於圖上 x(水平)方向 288(px)處之計算結果進行分析，如圖 2-17 所示，可清楚顯示出上下兩層流體之質點位移速度與交界面附近之位移速度分佈情況。選用此組標準圖主要原因，在於測試 PIV 方法，在兩種不同流體下之流體交界面之運動特性，如速度梯度與渦流現象呈現。經由測試結果認為 PIV 方法亦能使用於氣泡破裂之流場分析研究。

第三章 扁平穴蝕氣泡變形運動與破裂結果分析

根據過去數值模擬文獻所述，三維氣泡運動與破裂過程之數學模型，甚為複雜，加上氣泡形成主要外形狀近似圓球型，有軸對稱性特性存在，因而大都將數學模型簡化為二維氣泡運動與破裂進行研究，猶如通過中心軸將氣泡切一平面進行分析。為了瞭解二維氣泡破裂過程是否與三維球狀體氣泡破裂有相似之物理機制，本章節於第 3.3 至第 3.6 小節藉由長方形試管放置於 U 型旋轉平台上，旋轉產生單一扁平穴蝕氣泡進行二維氣泡運動與破裂行為分析與探討。並於第四章進行三維氣泡運動與破裂行為進行探討，並比較其氣泡破裂所產生之物理現象相似與差異之處。以下就二維氣泡破裂之相關物理現象說明如下：

3.1 液體噴流

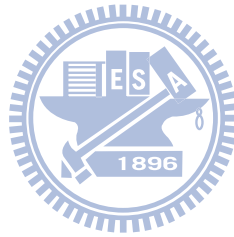


為瞭解氣泡受壓後之能量變化過程，先對扁平氣泡破裂進行量測，以瞭解氣泡運動之能量變化情形。如圖 3-1 所示，以 60kPa 之低壓力波由左往右擠壓氣泡表面，首先氣泡變形、內凹，如圖 3-1 之第 01 至第 04 行影像所示，氣泡表面開始受到壓力波之影響至產生氣泡內凹陷變形。氣泡內凹的同時，液體往氣泡內凹發展之方向移動，並填充液體於氣泡中心軸而形成液體噴流 (liquid jet)，且壓力往中心軸集中，累積能量於氣泡內，圖 3-1 的第 05 至第 10 行所示，為氣泡累積能量並加快其內凹速度，氣泡左側表面逐漸往右側表面靠近，繼而接觸、重疊。氣泡表面重疊後，增強其對液體噴流的抵抗能力，液體噴流乃於凹槽內累積能量，如圖 3-1 第 09 列影像所示。當液體噴流累積足夠能量後，繼續往右推進，突破重疊後的氣泡表面，最後使氣泡破裂。

氣泡受壓變形所形成之液體噴流形式，亦因壓力震波的強度而有所差異，強度愈強，變形速度愈快，所形成之液體噴流形狀亦有所差異，

如圖 3-2 與圖 3-3 所示，於雷射光頁下分別為扁平與球狀體穴蝕氣泡之液體噴流形成過程，其最大壓力震波分別為 150 與 170 kPa。

另一方面，根據多次重複試驗之結果顯示，氣泡表面在受壓、變形之過程中產生液體噴流之現象，不管在二維扁平氣泡或三維球狀體氣泡，受壓力震波開始影響時，氣泡本身初始並未直接往右移動，而是氣泡開始變形。氣泡中央軸之左側表面，最快接觸到壓力震波之影響，開始出現變形現象，緊接著氣泡表面受到表面張力影響，保護氣泡不直接被震波擊破，而往氣泡中央軸變形，被壓縮變形的同時，氣泡亦內凹累積能量於氣泡內，逐漸使氣泡達到最大壓縮，緊接著氣泡表面重疊，釋放能量並突破氣泡表面。上述之現象，於重複試驗時，氣泡表面之運動現象是可重複出現。因此，本研究後續主要是以氣泡破裂過程中所產生之物理機制進行探討。



3.2 Kelvin - Helmholtz 渦流

在氣體與液體混合之二相流流動中，其流動結構頗為複雜。液體與氣體間界面可能存在三種流體的不穩定性，一為重力或慣性力之 Rayleigh - Taylor 不穩定性，二為紊動或震波與界面相互作用之 Richtmyer - Meshkov 不穩定性，三為各相界面間的切向速度差或流向之剪應力相互作用之 Kelvin - Helmholtz (K-H) 不穩定性。若在管流中液體摻雜氣體流動，氣體流動可能造成局部流段阻塞，在此流動結構下，受氣泡阻塞的比率可能造成較大的壓力與速度梯度變化。在流速較低之情況下（氣泡不易被帶走），在管流底部或近邊界之流體速度可能因氣泡滯留於某部位而呈現局部速度為負值，如速度局部迴流現象。在較高流速之情況下，水流能帶動氣泡往前移動，由於各相流之間的剪應力作用，使得不同流相因加速度差異產生不穩定性，此不穩定性稱為 K-H 不穩定性。由於流

體間的不穩定性現象逐漸產生渦流、紊流現象，如圖 3-4 示意圖所示，為兩種不同流體間之剪應力相互作用下產生 K-H 不穩定性。因此，Kelvin 速度環量守恆定理和 Helmholtz 之渦量守恆定理（請參閱附錄二），為研究不同流體密度與流速交界面運動提供了重要的理論基礎。而氣泡破裂過程符合上述不同流體密度與流速交界面運動之流動關係。

扁平氣泡在低壓力震波下，氣泡破裂之過程可分為幾個階段，其示意如圖 3-5 所示，茲說明如下：

第一階段：如第一張小圖所示，為氣泡受壓力震波影響氣泡表面開始內凹而產生液體噴流，並累積能量於氣泡內。

第二階段：如第二張小圖所示，為氣泡表面重疊，當壓力震波波長大於氣泡直徑時，其液體噴流可直接突破氣泡表面。

第三階段：如第三張小圖所示，為氣泡表面張力強度低於壓力震波所產生之液體噴流壓力強度時，氣泡產生第一次破裂，分為兩顆小氣泡。

第四階段：如第四張小圖所示，為第一次破裂後，液體噴流突破氣泡表面往前推進之影響，使小氣泡表面前端與周邊液體間有急遽的速度變化，使兩個小氣泡各自向前拉伸。

第五階段：如第五張小圖為兩個小氣泡由於各相流間的剪應力作用，使得不同相流之加速度差異產生 K-H 不穩定性，進而向兩側產生 K-H 渦流。

第六階段：如第六張小圖所示，壓力震波強度夠大之情況下，兩個小氣泡受到渦流運動、液體噴流與震波之反射波影響，最後導致小氣泡第二次破裂。若震波壓力強度更大之情況下，甚至產生更多次之氣泡破裂現象。如圖 3-6 所示。

球狀體穴蝕氣泡在低壓力震波下，且不受固體邊界影響下之破裂過

程，如圖 3-7 示意圖所示，其說明如下：

- 第一張小圖為氣泡受壓力震波影響形成液體噴流後，使氣泡表面重疊，並往前推動氣泡表面，隨後產生噴流現象 (jet flow)，氣泡表面並以輻射方向往前推進。
- 第二張小圖為當壓力震波波長大於氣泡直徑，加上累積於氣泡內的能量得以釋放，促使噴流現象進入原本在氣泡表面與固體邊界間之靜止或微動之流體，使得氣泡與液體間運動速度的差異，造成氣泡表面與液體之交界面產生剪應力作用，加上噴流受氣泡表面張力影響，以輻射狀往前推進，初步形成蕈狀雲外觀。
- 第三張小圖為而當氣泡所形成之噴流現象與周邊液體間有急遽的速度變化，此時各相流之間的剪應力作用加劇，使得不同流相因加速度差異加大產生 K-H 不穩定性，先出現擾動現象，隨後流體間之擾動與不穩定性加劇，蕈狀雲現象逐漸形成。
- 第四張小圖為蕈狀雲進而向兩側產生渦流結構，此渦流結構成稱為 K-H 渦流。圖 3-8 所示，可清楚呈現由噴流與 K-H 渦流結構發展關係。

根據上述扁平與球狀體說明氣泡破裂所產生之 K-H 渦流運動，有很大的差異性，此差異性可使扁平氣泡與球狀體氣泡產生不一樣之運動行為，茲說明如下：

3.3 $\gamma \approx 7$ 之扁平氣泡破裂分析與 PIV 流場量測

在第 1.3 小節文獻回顧中所述，在距離參數 $1 < \gamma \leq 3$ 之間，為氣泡破裂過程中產生逆向噴流的重要參數之一，其位置示意圖，如圖 3-9 所示。而穴蝕氣泡受壓、破裂產生的流場，因有無固體邊界的影響而有明顯不同。本研究中進行四種不同邊壁距離之距離參數 $\gamma = \frac{d}{R_{\max}}$ 分別為 7、2、3 與 1 的穴蝕氣泡破裂流場實驗 (R_{\max} 為氣泡最大半徑；d 為氣泡中心至邊壁距離)。其理由說

明如下：

- $\gamma \approx 7$ 為氣泡破裂過程，不碰及固體邊界，因此，不受固體邊界影響；
- $\gamma \approx 2$ 為氣泡破裂過程需視震波壓力強度而定，會受固體邊界影響；
- $\gamma \approx 3$ 為氣泡破裂過程可受固體邊界影響，視震波壓力強度而定，且為產生逆向噴流之臨界值；
- $\gamma = 1$ 為氣泡破裂過程受固體邊界影響，且為接近固體邊界產生逆向噴流之臨界值。

試驗時分別採用不同強度壓力波擊破氣泡，且壓力波之寬度大於氣泡的大小，使氣泡可以被擊破。此外，壓力震波之寬度與扁平管之直徑一致，產生均勻震波壓縮氣泡，使氣泡變形與破裂。其試驗主要結果說明如下：

3.3.1 $\gamma \approx 7$ 扁平氣泡破裂分析

在此情況下氣泡距離固體邊界甚遠，氣泡破裂時，氣泡表面不會觸及固體邊界而不受其影響。氣泡受壓變化情形與氣泡破裂過程，如圖 3-10 所示。峰值為 102 kPa 的壓力震波由左往右傳入，氣泡受壓後首先變形、內凹，如第 01 至第 04 行影像所示。氣泡內凹後，累積能量於被壓縮之氣泡內，且所形成之液體噴流繼續往右推進，突破重疊後的氣泡表面，產生氣泡第一次破裂，形成二顆小氣泡，如第 04 行第二張影像所示。被分離的氣泡因液體噴流與氣泡右側周邊液體間有急遽的速度變化，各自向前推進產生 K-H 渦流，如第 05 至第 10 行影像所示，為氣泡破裂而形成 K-H 渦流。若擊破氣泡的壓力波較強，則 K-H 渦流分離為數個較小氣泡，如圖 3-11 第 06 至 08 行影像所示。由此系列影像可清楚瞭解在無固體邊界影響下之扁平穴蝕氣泡受壓力波擊破的變化過程。

圖 3-12 為扁平管內固體邊界受壓力波強度變化歷線，脈衝歷時為

3.75ms，圖上 $\gamma=7$ 為扁平管內之壓力歷線，圖 3-12 上之 image no. 為圖 3-10 的影像對應之壓力量測值，經由影像比對，氣泡受壓變形達最大時發生於圖 3-10 之第 05 行第三張影像，發生於氣泡第一次破裂之後，於產生 K-H 渦流期間，隨後壓力逐漸降低至拉張力波強度，隨之第二道反射波峰形成。而氣泡則於壓力遞減之期間內 K-H 渦流產生，最後使小氣泡所形成之 K-H 渦流發生第二次破裂現象。此外，固體邊界上量測到之壓力亦隨時間增加而趨於穩定，且氣泡破裂時間約在 30 ms 內，因此，後續之固體邊界上之壓力分佈顯示，均放大在 30ms 內展示。圖 3-13 壓力震波增強後於扁平管內固體邊界壓力波強度變化歷線，脈衝歷時為 3.25ms，圖上 $\gamma \approx 7$ 為扁平管內之壓力歷線，image no. 為圖 3-11 的影像對應之壓力量測值。

根據試驗結果顯示，在無固體邊界影響下，扁平氣泡產生液體噴流現象後，並無往前形成噴流現象，隨即由被分離的兩個小氣泡各自發展 K-H 渦流。

3.3.2 $\gamma \approx 7$ 扁平氣泡破裂之 PIV 流場量測

於此案例中，壓力震波波長大於氣泡直徑，如圖 3-14 所示，為氣泡開始受壓變形至氣泡表面相碰之流場。第 01 張影像計算結果為壓力波開始影響到氣泡表面變形運動，於氣泡左側之速度向量均勻分佈於扁平管內，並接觸氣泡表面。第 02 張影像，為壓力震波逐漸增強，於接觸氣泡左側表面形成速度減慢情況。隨後壓力震波持續增強，使氣泡表面內凹形成液體噴流，其速度流場如第 03 與 04 張計算結果所示。其中，第 04 張為氣泡表面相互重疊時之速度流場，速度往中央集中，此時於固體邊界處量測到的壓力差為 100kPa，壓力尚未達到最大，隨後氣泡表面重疊，並向前推進形成 K-H 渦流，如圖 3-15 所示。

圖 3-15 為氣泡表面重疊後至產生 K-H 渦流之 PIV 法計算之速度場，第 08 張計算結果為液體噴流突破氣泡表面之速度場，產生氣泡第一次破裂，於氣泡右側可清楚看出，氣泡表面重疊後所形成之噴流向右側往輻射方向運動，擠壓原本靜止之液體，隨之開始產生渦流，如第 09 張所示。而在第 08 至 09 張影像計算結果所示，於氣泡左側之流體運動方向呈現相反方向運動。探究其原因為壓力震波使氣泡內凹產生液體噴流，同時亦累積能量於氣泡內，於此情況下，可使氣泡體積達到最小，隨後氣泡中央軸內凹部分出現速度停滯現象，同時被壓縮之氣泡向周邊液體擠壓，使氣泡左側液體質點成反方向運動。第 10 張影像所示，為兩顆小氣泡受液體噴流影響產生拉伸現象，氣泡與液體間之剪應力產生作用，加上不同流相之加速度差異產生流場之 K-H 不穩定性，兩顆小氣泡之 K-H 渦流現象逐漸形成，隨後 K-H 渦流產生，如第 10 至 12 張影像所示。而圖 3-16 為第 10 張影像之渦度強度分佈。第 12 張影像計算為震波最大壓力 132 kPa。隨後兩各別發展之 K-H 渦流結構產生第二次氣泡破裂，再撕裂第一次破裂之二個扁平小氣泡，如第 13 與 14 張影像所示。

根據 PIV 試驗結果顯示，將氣泡表面受壓力震波前端位置、氣泡後端位置與固體邊界三點之質點速度整理，如圖 3-17 與表 3-1 所示，其中，定點量測氣泡表面前端之質點速度在氣泡受壓的初期（0 至 1.25 ms）為加速階段，呈現出遞增之情況，約達到 1.64 m/s，於此段時間內，氣泡受壓變形形成液體噴流，緊接著氣泡表面接近與重疊，速度略降，（1.25 至 2.0 ms），隨之氣泡表面被突破產生第一次破裂，並開始往反方向運動加速，達到 1.4 m/s 之反方向運動（時間：2.0 至 3.25ms），隨後氣泡產生第二次破裂，其速度大小如表 3-1 所示。

於氣泡後端位置之速度變化，由於初期（0 至 2.5 ms）受到氣泡變形與氣泡表面張力之影響，使氣泡後端之初期速度變化不大，直至氣泡被突破產生第一次破裂後，氣泡後端之速度逐漸增加至 0.8 m/s（時間：

2.5 至 3.25ms)。隨之速度遞減，氣泡產生第二次破裂，其速度大小如表 3-1 所示。

於固體邊界前位置之速度變化，由於初期（0 至 2.5 ms）與氣泡後端位置之情況相似，直至氣泡產生第一次破裂後，質點運動速度逐漸增加至 0.19 m/s，其速度大小如表 3-1 所示，隨之氣泡第二次破裂，固體邊界前之質點運動逐漸趨於穩定。

3.4 $\gamma \approx 2$ 之扁平氣泡破裂分析與 PIV 流場量測

3.4.1 $\gamma \approx 2$ 扁平氣泡破裂分析

此情況之氣泡表面距離固體邊界約一倍氣泡半徑，氣泡破裂時，其表面是否觸及固體邊界需由壓力震波強度決定。如圖 3-18 與圖 3-20 所示，分別為氣泡表面未碰及與碰及固體邊界。圖 3-18 為氣泡表面未碰及固體邊界即產生破裂，此情況與 $\gamma \approx 7$ 之扁平穴蝕氣泡情況相似。氣泡由液體噴流突破氣泡表面產生第一次破裂，如第 02 行第三張影像所示，此時震波最大壓力達 141 kPa。再由 K-H 不穩定性流動所產生之 K-H 渦流與液體間相互擠壓作用產生第二次破裂，如第 04 行第四張影像所示。圖 3-19 為扁平管內固體邊界受壓力波強度變化歷線，脈衝歷時 3.5ms，該圖之 image no. 為圖 3-18 的影像對應之壓力量測值。

圖 3-20 為在震波壓力增強後，氣泡表面碰及固體邊界之情況，氣泡受壓後首先變形、內凹，如第 01 行影像所示。第 02 行影像為液體噴流突破氣泡表面產生第一次氣泡破裂，被分離的兩顆小氣泡往前推進產生拉伸，其中，第 02 行第二張影像時震波最大壓力達 186 kPa。而被分離之兩顆小氣泡在液體噴流與各相流間之 K-H 不穩定性作用下，亦產生 K-H 渦流，同時亦使小氣泡往前拉伸碰至固體邊界，如第 03 至 04 行影像所示。氣泡碰觸固體邊界後產生氣泡扭曲現象，如第 03 行第四張至第

05 行第二張影像所示，隨後氣泡產生第二次破裂，如第 05 行第三張影像所示。圖 3-21 為扁平管內固體邊界壓力波強度變化歷線，脈衝歷時 3.5ms，該圖之 image no. 為圖 3-20 的影像對應之壓力量測值。

在 $\gamma \approx 2$ 之二維扁平氣泡試驗中，第一次破裂時間約在 3.5 至 4.0 ms 間，而第二次之破裂時間，因受固體邊界干擾，破裂所需時間長於不受固體邊界干擾之情況。根據試驗結果顯示，在 K-H 渦流碰至固體邊界後，僅於固體邊界上產生向外之噴濺現象；而於逆向噴流方面，則因氣泡之 K-H 渦流在尚未碰至固體邊界時，已產生第一次破裂，因此，兩個小氣泡運動過程，可能因能量損失而無法於固體邊界上產生逆向噴流。

3.4.2 $\gamma \approx 2$ 扁平氣泡破裂之 PIV 流場量測

圖 3-22 為 PIV 計算結果，為液體噴流突破氣泡表面至 K-H 渦流形成之連續速度場，壓力震波波長大於氣泡直徑，使壓力震波所產生之液體噴流可以突破氣泡表面。第 01 張影像為液體噴流穿透氣泡表面後之速度場，於氣泡右側可清楚看出，氣泡表面重疊後所形成之 K-H 渦流在右側往輻射方向運動，擠壓原本靜止之液體，使不同相流因加速度差異產生流場之 K-H 不穩定性流動，並將氣泡拉長，如第 02 至第 06 張影像所示。圖 3-24 為第 02 張影像之渦度強度分佈。此外，第 06 張影像為震波最大壓力達到 160 kPa，此時氣泡尚未碰至固體邊界，氣泡右側之流體受到 K-H 不穩定性影響，分別往兩側流動，形成 K-H 渦流。

圖 3-23 為 K-H 渦流碰及固體邊界之速度場，其第 07 至 09 張影像顯示，於氣泡右側至固體邊界間原本存在於此空間的液體，因氣泡往前移動，迫使液體往兩側移動，同時液體亦往速度較慢之區域擠壓，形成迴流現象，最後導致氣泡第二次破裂，如第 10 至 12 張影像所示。

根據 PIV 試驗結果顯示，將氣泡表面受壓力震波前端位置、氣泡後

端位置與固體邊界之質點速度整理，如圖 3-25 與表 3-2 所示，其中，定點量測氣泡表面前端之質點速度在氣泡受壓的初期（0 至 1.5 ms）為加速階段，呈現出遞增之情況，約達到 1.65m/s，於此段時間內，氣泡受壓變形形成液體噴流，緊接著氣泡表面接近與重疊，速度略降（1.5 至 3.0 ms），隨之氣泡表面被突破而產生第一次破裂，並開始往反方向運動加速，達到 1.02 m/s 之反方向運動（時間：3.0 至 4.0 ms），隨後氣泡產生第二次破裂，其速度大小如表 3-2 所示。

於氣泡後端位置之速度變化，由於初期（0 至 2.5 ms）受到氣泡變形與氣泡表面張力之影響，使氣泡後端初期速度變化不大，直至氣泡被突破產生第一次破裂後，氣泡後端之速度逐漸增加至 0.27 m/s（時間：2.5 至 3.25ms）。隨之速度遞減，其速度大小如表 3-2 所示，隨後氣泡產生第二次破裂。

於固體邊界前之速度變化，由於初期（0 至 3.0 ms）與氣泡後端位置之情況相似，直至氣泡產生第一次破裂後，質點運動速度逐漸增加至 0.26 m/s，其速度大小如表 3-2 所示。隨之氣泡第二次破裂，固體邊界前之質點運動漸趨穩定。

3.5 $\gamma \approx 3$ 之扁平氣泡破裂分析與 PIV 流場量測

3.5.1 $\gamma \approx 3$ 扁平氣泡破裂分析

此情況之氣泡表面距離固體邊界約一倍氣泡直徑，氣泡於破裂時，氣泡表面是否觸及固體邊界需由壓力震波強度決定，如圖 3-26 與圖 3-28 所示，圖 3-26 為氣泡表面未碰及固體邊界即破裂，此情況與 $\gamma \approx 7$ 之情況相似。氣泡由液體噴流突破氣泡表面產生第一次破裂，如第 02 行第二張影像所示，此時震波最大壓力達 172 kPa。並由各相流間之 K-H 不穩定性產生 K-H 渦流，最後氣泡拉伸作用與流體間之 K-H 渦流相互影響產生

第二次破裂，如第 04 行第二張影像所示。圖 3-27 為扁平管內固體邊界受壓力波強度變化歷線，脈衝歷時 3.5ms，圖中之 image no. 為圖 3-26 的影像對應之壓力量測值。

圖 3-28 為在震波壓力增強後，氣泡表面碰及固體邊界之情況，氣泡受壓後首先變形、內凹，如第 01 行影像所示。第 02 行影像為液體噴流突破氣泡重疊表面，產生氣泡第一次破裂，並往前推進拉伸產生 K-H 渦流，其中，第 02 行第二張影像時震波最大壓力達 275 kPa。而被分離之各小氣泡在液體噴流與各相流間之 K-H 不穩定性作用下，除了產生 K-H 渦流外，同時亦使小氣泡往前拉伸碰至固體邊界，如第 03 至 04 行影像所示。氣泡碰至固體邊界後，由於氣泡表面張力拉伸的作用下，氣泡往固體邊界推進，於渦流前端產生噴濺，並使氣泡扭曲破裂成數個小氣泡。圖 3-29 為扁平管內固體邊界壓力波強度變化歷線，脈衝歷時 3.0ms，該圖之 image no. 為圖 3-28 影像對應之壓力量測值。

根據試驗結果顯示，在距離參數 $\gamma \approx 3$ 之條件下與 $\gamma \approx 2$ 之情況相似，而以較高之壓力震波進行試驗時，同樣於氣泡表面重疊後，氣泡產生第一次破裂，破裂後亦可產生 K-H 渦流，並可於固體邊界附近產生噴濺現象，但無法於固體邊界上產生逆向噴流現象。

3.5.2 $\gamma \approx 3$ 之扁平氣泡破裂之 PIV 流場量測

圖 3-30 為 PIV 計算結果之氣泡表面重疊後突破表面至 K-H 渦流形成之連續速度場，壓力震波的波長大於氣泡直徑，使氣泡表面重疊後向前推進形成 K-H 渦流。第 01 至 02 張影像所示，於氣泡左側之流體呈現相反方向運動。探究其原因為壓力震波使氣泡內凹產生液體噴流，同時亦累積能量於氣泡內，於此情況下，可使氣泡體積達到最小，隨後氣泡內凹（中間）部分出現速度停滯現象，開始向氣泡周邊擠壓，使氣泡左

側成反方向運動。第 01 張影像為 K-H 渦流初形成之速度場，於氣泡右側可清楚看出，氣泡表面重疊後所形成之 K-H 渦流在右側往輻射方向運動，擠壓原本靜止之液體，使不同相流因加速度差異產生流場之 K-H 不穩定性流動，隨之開始產生 K-H 渦流，並將氣泡拉長，如第 02 至第 06 張影像所示。而圖 3-32 為第 06 張影像之渦度強度分佈。此外，第 05 張影像為震波最大壓力達到 170 kPa，隨後於固體邊界上之壓力量測值開始遞減。而被分離的兩顆小氣泡右側之流體，受到噴流結構往輻射方向前進，分別擠壓流體往兩側流動，導致 K-H 渦流逐漸發展完成，最後導致氣泡再次破裂成數顆更小氣泡，如圖 3-31 所示，為氣泡第二次破裂之流場，在固體邊界上量測到之壓力成遞減情況。

根據 PIV 試驗結果顯示，將氣泡表面受壓力震波前端位置、氣泡後端位置與固體邊界之質點速度整理，如圖 3-33 與表 3-3 所示，其中，定點量測氣泡表面前端之質點速度在氣泡受壓的初期（0 至 1.75 ms）為加速階段，呈現出遞增之情況，約達到 1.6 m/s，於此段時間內，氣泡受壓變形形成液體噴流，緊接著氣泡表面接近與重疊，質點速度降低（1.75 至 2.5 ms），隨之氣泡表面被突破產生第一次破裂，開始往反方向運動加速，達到 0.83 m/s 之反方向運動（時間：2.5 至 3.0 ms），其速度大小如表 3-3 所示，隨後氣泡產生第二次破裂，氣泡前端之質點運動後續亦逐漸趨於穩定。

於氣泡後端位置之速度變化，由於初期（0 至 1.75 ms）受到氣泡變形與氣泡表面張力之影響，使氣泡後端之初期速度變化不大，直至氣泡被突破產生第一次破裂後，氣泡後端之速度逐漸增加至 0.23 m/s（時間：1.75 至 2.25ms）。隨之速度遞減，氣泡產生第二次破裂，其速度大小如表 3-3 所示，後續氣泡後端之質點運動逐漸趨於穩定。

於固體邊界前之速度變化，由於初期（0 至 1.75 ms）與氣泡後端位置之情況相似，直至氣泡產生第一次破裂後，質點運動速度逐漸增加至

0.13 m/s，隨之氣泡第二次破裂，其速度大小如表 3-3 所示，而固體邊界前之質點運動漸趨穩定。

3.6 $\gamma \approx 1$ 之扁平氣泡破裂分析與 PIV 流場量測

3.6.1 $\gamma \approx 1$ 扁平氣泡破裂分析

扁平氣泡於上述三種距離參數之情況下，均無逆向噴流現象出現，而產生逆向噴流的另一個臨界值為 $\gamma \approx 1$ 時。為能瞭解此臨界狀況的流場特性，本研究中進行 γ 稍大於 1 與 $\gamma = 1$ （穴蝕氣泡表面緊貼固體邊界）兩種位置的氣泡破裂流場量測，分別說明如下：

1. 氣泡在 γ 稍大於 1 的位置，穴蝕氣泡的表面與固體邊界間仍有少許液體存在。氣泡受壓、內凹時，因受固體邊界影響，如圖 3-34 第 01 至 02 行所示；液體噴流突破氣泡的表面後，雖沒有足夠空間形成完整的 K-H 渦流，但氣泡表面與固體邊界間間隙讓液體噴流於觸及固體邊界後，向兩側產生噴濺現象。圖 3-35 為 $\gamma \approx 1$ 圓柱管內固體邊界受壓力波強度變化歷線，脈衝歷時 3.5ms，image no. 為圖 3-31 的影像對應之壓力量測值，經由影像比對，氣泡受壓變形達最大時(第 02 行第二張影像)，隨後壓力呈現遞減情況，氣泡則於壓力遞減期間內，發展噴濺現象。
2. 若氣泡緊貼固體界面，則氣泡受壓、內凹變形至左、右兩側的表面重疊於固體邊界上，與固體邊界間沒有間隙，液體噴流於撞擊固體邊界後，只能往輻射方向擴散，造成穴蝕氣泡往輻射方向產生噴濺，如圖 3-36 系列影像所示。最後氣泡產生扭曲現象使氣泡碎裂成多顆小氣泡。圖 3-37 為 $\gamma = 1$ 圓柱管內固體邊界受壓力波強度變化歷線，脈衝歷時 2.5ms，該圖 image no. 為圖 3-36 的影像對應之壓力量測值，經由影像比對，氣泡受壓變形達最大時(第 02 行第一張影像)，氣泡體積

被壓縮至最小，隨後壓力呈現遞減情況，氣泡則於壓力遞減期間內，僅產生噴濺現象，無逆向噴流之產生。

扁平氣泡貼近固體邊界情況下之破裂過程，如圖 3-38 之示意圖所示，說明如下：

- 第一張小圖為氣泡表面緊貼於固體邊界。
- 第二張小圖為氣泡受壓力震波產生內凹，產生液體噴流，並累積能量於氣泡內。
- 第三張小圖為氣泡表面重疊。
- 第四張小圖為當壓力震波強度大於氣泡表面張力強度時，因氣泡與固體邊界無空間可以發展噴流與 K-H 渦流，而於固體邊界上產生第一次氣泡破裂。
- 第五張小圖為氣泡破裂後於固體邊界附近氣泡向兩旁產生噴濺現象，使原本累積於氣泡內凹後之能量得以釋放，加上壓力震波之強度，最後可能導致小氣泡第二次產生破裂，甚至產生多次之氣泡破裂現象。

根據試驗結果顯示，在距離參數 $\gamma \approx 1$ 氣泡表面重疊後碰及固體邊界，液體噴流碰及固體邊界後，隨即產生第一次破裂，破裂後之小氣泡向兩旁產生噴濺現象，最後亦無法於固體邊界附近上產生逆向噴流現象。

3.6.2 $\gamma \approx 1$ 之扁平氣泡破裂之 PIV 流場量測

1. 氣泡在 γ 稍大於 1 之 PIV 計算結果，如圖 3-39 所示，為氣泡表面重疊後突破表面碰至固體邊界之連續速度場。其中，第 01 張影像計算結果所示，速度向量向氣泡中心軸集中，累積能量於氣泡內，第 02 張影像為碰至固體邊界後，液體噴流反彈使流場往反方向移

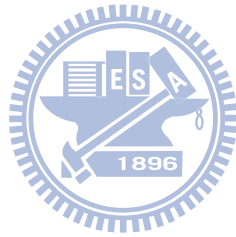
動，與噴濺擠壓固體邊界，使氣泡左側之流體呈現相反方向運動。緊接著被壓縮過後的氣泡，開始釋放能量，使原本被分離的兩顆小氣泡，開始往中央軸方向與氣泡左側方向移動，如第 03 至 10 張影像所示，但未產生逆向噴流。

2. 氣泡在 γ 等於 1 之 PIV 計算結果，如圖 3-40 所示，為氣泡表面重疊後，液體噴流直接衝擊固體邊界之連續速度場。其結果與氣泡在 γ 稍大於 1 者相似，亦未產生逆向噴流。

根據 γ 稍大於 1 之 PIV 試驗結果顯示，將氣泡表面受壓力震波前端位置與後端位置之質點速度整理，如圖 3-41 與表 3-4 所示，其中，定點量測氣泡表面前端之質點速度在氣泡受壓的初期（0 至 2.0 ms）質點為加速階段，呈現出遞增之情況，約達到 1.02 m/s，於此段時間內，氣泡受壓變形形成液體噴流，緊接著氣泡表面接近與重疊，質點速度降低（2.0 至 2.75 ms），隨之氣泡表面被突破產生第一次破裂，並開始往反方向運動加速，達到 0.82 m/s 反方向運動；隨後氣泡產生第二次破裂，其速度大小如表 3-4 所示。而於氣泡後端位置之速度變化，由於初期（0 至 2.0 ms）受到氣泡變形與氣泡表面張力之影響，使氣泡後端初期速度變化不大，直至氣泡被突破產生第一次破裂後，氣泡後端之速度逐漸增加至 0.31 m/s（時間：2.0 至 2.5ms）。隨之速度遞減，氣泡產生第二次破裂，其速度大小如表 3-4 所示，而氣泡後端之質點運動逐漸趨於穩定。

根據 γ 等於 1 之 PIV 試驗結果顯示，將氣泡表面受壓力震波前端位置與後端位置之質點速度整理，如圖 3-42 與表 3-5 所示，其中，定點量測氣泡表面前端之質點速度在氣泡受壓的初期（0 至 1.75ms）質點為加速階段，呈現出遞增之情況，約達到 1.6 m/s，於此段時間內，氣泡受壓變形形成液體噴流，緊接著氣泡表面接近與重疊，質點速度降低（1.75 至 2.75 ms），隨之氣泡表面被突破產生第一次破裂，並開始往反方向運動加速，達到 0.98 m/s 之反方向運動；隨後氣泡產生第二次破

裂，其速度大小如表 3-5 所示。而於氣泡後端位置之速度變化，由於初期（0 至 2.0 ms）受到氣泡變形與氣泡表面張力之影響，使氣泡後端初期速度變化不大，直至氣泡被突破產生第一次破裂後，氣泡後端之速度逐漸增加至 1.45 m/s（時間：2.0 至 2.5ms）。隨之速度遞減，氣泡產生第二次破裂，其速度大小如表 3-5 所示，隨後氣泡後端之質點運動漸趨穩定。



第四章 球狀體穴蝕氣泡破裂結果分析

如第 1.3 小節文獻回顧中所述，距離參數 $1 < \gamma \leq 3$ 之間，為產生逆向噴流的重要參數之一，即氣泡表面與固體邊界間需要有液體存在，而震波壓力大小則為氣泡內凹、噴流、K-H 渦流與逆向噴流形成之重要關鍵因素。因此，本章以球狀體穴蝕氣泡進行試驗，其產生之穴蝕氣泡方式與扁平氣泡相同，均將試管內位於 U 型轉台中心軸附近，將壓力降至低於蒸汽壓力而產生單一穴蝕氣泡，此球狀體氣泡靜止後，其靜水壓力無法使氣泡產生破裂，且氣泡浮在圓柱管上緣緊貼於圓柱管上，亦同樣採用震波壓力進行試驗，分析氣泡受壓、破裂產生的相關現象與速度流場。因此，對應上述第三章進行四種不同邊壁距離之距離參數 γ 分別為 7、2、3 與 1 的穴蝕氣泡破裂流場實驗，其示意圖如圖 4-1 所示，分別為 $\gamma \approx 7$ 為氣泡破裂過程不受固體邊界影響； $\gamma \approx 2$ 為氣泡破裂過程受固體邊界影響； γ 值接近 3 與 1 則為為氣泡破裂過程受固體邊界影響之臨界值進行分析討論，並就破裂過程之物理現象進行比較與討論。

球狀體氣泡試驗時分別採用不同強度壓力波擊破氣泡，且壓力震波之寬度大於氣泡的直徑，均勻震波傳送至試管內壓縮氣泡，使氣泡變形與破裂，試驗主要結果說明如下：

4.1 $\gamma \approx 7$ 之球狀體氣泡破裂與 PIV 流場分析

4.1.1 $\gamma \approx 7$ 氣泡破裂分析

在此情況，氣泡距離固體邊界甚遠，氣泡破裂流場不會觸及固體邊界而不受其影響。氣泡受壓變化情形與破裂過程，如圖 4-2 所示。峰值為 155 kPa 的壓力震波由左往右傳入，其中，氣泡受壓後首先變形、內凹，如第 01 至 03 行第二張影像所示。氣泡內凹後，於氣泡內與液體噴

流間累積足夠能量，繼續往右推進，突破重疊後之氣泡表面，往右側噴出形成噴流，如第 03 行第三張至第 04 行第二張影像所示。因噴流與周邊液體間有急遽的速度變化，產生較大的剪應力作用，因而形成蕈狀雲與 K-H 渦流，如第 04 第三張至第 06 行第二張影像所示。被擊破後的氣泡，由渦流根部分離為兩個較小氣泡，如第 06 第三張至第 07 行影像所示。圖 4-3 為圓柱管內固體邊界（如圖 2-2 示意圖所示，位於圓柱管下方）受壓力波強度變化歷線，脈衝歷時 2.75 ms，image no. 為圖 4-2 的影像對應之壓力量測值，經由影像比對，氣泡受壓變形達最大時(第 03 行第四張影像)，固體邊界上之量測之壓力達最大。隨後氣泡的拉張力現象，產生噴流與周邊液體之速度變化進而產生 K-H 渦流。若擊破氣泡的壓力波較強，則可能分離為數個較小氣泡。由此系列影像可清楚瞭解在無固體邊界影響下之穴蝕氣泡受壓力波擊破的變化過程。

另一方面，圓柱管壁邊界之影響可使氣泡表面與邊壁之間產生反彈 (rebounding) 現象，係發生在氣泡破裂後的運動現象。氣泡受壓至氣泡破裂之間，如圖 4-2 之第 01 行至第 06 行所示，均未與透明圓柱管有接觸反彈現象，主要原因為氣泡向氣泡中心軸方向內凹變形，透明圓柱管邊壁影響在此段時間內甚小，Sankin et al. (2005) 之試驗結果，亦未針對壓力波對單一氣泡於破裂過程之邊壁影響進行探討。在氣泡受壓至破裂之物理過程，均勻震波的重要性大於管壁邊界之影響。

4.1.2 $\gamma \approx 7$ 氣泡破裂之 PIV 流場量測

穴蝕氣泡破裂之運動過程一般無法使用入侵式量測儀器直接測量，可藉由非入侵式之 PIV 技術進行量測，而球狀體氣泡破裂過程時為三維複雜現象，因此，PIV 流場量測時需要一些假設，其假設說明如下：

1. 氣泡受壓變形為複雜的三維變化，因此，假設氣泡受壓力震波影

響時，所產生之液體噴流與氣泡表面界面均往氣泡中央軸集中，顯現於光頁中。

2. 氣泡表面變形時之散射現象，無法完全避免。因此，氣泡表面附近之局部散射現象，視同為質點亮度值分佈。
3. PIV 法之影像質點演算為二維質點運動，垂直於光頁之維度質點運動無法取得。因此，假設氣泡在變形運動期間為對稱性發展，PIV 法計算速度向量之結果為氣泡橫切面運動結果。

在上述之假設情況下，氣泡破裂過程之運動流場，藉由 PIV 法計算流場得以呈現，如圖 4-4 所示，為氣泡開始受壓變形之流場。第 01 至 03 張影像為壓力震波擠壓氣泡產生加速度之情況，並使氣泡表面開始變形。PIV 計算結果之第 02 張影像於氣泡左側之速度向量均勻分佈於圓柱管內，並開始受氣泡表面變形影響，於氣泡表面附近產生速度差異，猶如受到氣泡阻擋而產生減速現象；第 03 至 04 張影像為液體噴流現象之計算結果，為壓力震波逐漸增強，而於氣泡表面附近之速度向量因氣泡表面阻擋與表面張力影響，於表面附近之速度較為緩慢，且氣泡表面被推擠向內凹逐形成液體噴流，同時亦推動氣泡往前擠壓。第 05 與 06 張影像為氣泡受壓後壓力震波產生擠壓能量累積於氣泡內，由動能轉換為壓力位能累積更多能量於氣泡，使氣泡左側速度逐漸減緩，隨後氣泡表面重疊；第 07 張影像計算為動能轉換壓力位能接近最大值，此時($t=3.0$ ms)氣泡表面重疊，被壓縮氣泡體積接近最小，量測之壓力達最大，約 170 kPa。此外，因壓力震波之波長大於氣泡直徑，因此，當氣泡表面重疊後，使得氣泡往前推進開始形成噴流 (jet flow)，如第 08 張影像計算結果，為噴流形成之初，此時 ($t=3.25$ ms) 氣泡變形但尚未破裂，而累積於氣泡內部之壓力位能亦開始釋放能量，如第 09 張影像所示，為液體噴流突破重疊之氣泡表面產生噴流現象之流場，其中，噴流擠壓原本靜

止之液體，使噴流往輻射方向前進。另一方面，於氣泡左側可清楚看出，原本向右運動之流體，往反方向運動，其主要原因為氣泡內凹後，累積於氣泡內之能量產生震波（shock wave）往氣泡周邊釋放出來，促使氣泡左側液體往反方向運動。藉由後續 PIV 分析可得知氣泡受壓後的運動速度分佈。

圖 4-5 為噴流至 K-H 渦流形成過程之速度場計算結果。當噴流結構以輻射狀往前推進，且與周邊液體間有急遽的速度變化，使得氣體與液體間之剪應力產生作用，加上不同流相因加速度差異產生流場之 K-H 不穩定性流動，產生蕁狀雲，進而向兩側產生渦流，如第 10 至第 14 影像所示，為噴流與 K-H 渦流發展過程。其中，第 14 張影像之渦度強度分佈，如圖 4-6 所示。最後由渦流根部一分為兩顆小氣泡。

根據球狀體 $\gamma \approx 7$ 之 PIV 試驗結果顯示，將氣泡表面受壓力震波前端位置與後端位置之質點速度整理，如圖 4-7 與表 4-1 所示，其中，定點量測氣泡表面前端位置之質點速度在氣泡受壓的初期（0 至 1.5 ms）質點為加速階段，呈現出遞增之情況，約達到 0.81 m/s，於此段時間內，氣泡受壓變形形成液體噴流，緊接著氣泡表面接近與重疊，速度降低（1.5 至 3.00 ms），隨之氣泡表面重疊，此時向右速度接近 0，壓力達到最大 170 kPa，速度開始往反方向加速，達到 0.41 m/s；於此段時間內形成 K-H 渦流，其速度大小如表 4-1 所示。

而於氣泡後端位置(K-H 渦流根部)之速度變化，由於初期（0 至 1.5 ms）受到氣泡變形與氣泡表面張力之影響，使氣泡後端初期速度變化不大，直至氣泡表面重疊後，開始形成噴流後，氣泡後端之速度逐漸增加至 0.26 m/s（時間：1.5 至 2.75 ms）。隨之渦流根部速度遞減，並使氣泡由渦流根部一分為二，其速度大小如表 4-1 所示。

根據氣泡位置於 $\gamma \approx 7$ 之試驗結果顯示，在無固體邊界影響下，扁平與球狀體氣泡破裂過程之相似與差異之說明如下：

1. 扁平氣泡與球狀體氣泡受到壓力震波時，同樣產生氣泡表面內凹產生液體噴流現象。
2. 重複多次試驗結果顯示，扁平氣泡幾乎沒有產生較大之噴流現象。
3. 就氣泡第一次破裂時間而言，扁平氣泡要比球狀體破裂過程來的快，且扁平氣泡產生液體噴流與突破氣泡表面後，隨即產生氣泡第一次破裂，此與球狀體氣泡突破表面後產生噴流，進而發展成蕈狀雲氣泡有明顯之差異。
4. 球狀體氣泡之破裂主要由 K-H 渦流之根部撕裂，分為兩個小氣泡，此與扁平氣泡由液體噴流直接衝擊氣泡表面後，分裂為兩個小氣泡亦有所差異。
5. K-H 渦流的發展亦因氣泡表面運動型態之差異，產生不同型態之發展，亦即扁平氣泡之 K-H 渦流主要由被分離的兩個小氣泡各自發展，而球狀體氣泡則直接經由噴流進而發展出 K-H 渦流。



4.2 $\gamma \approx 2$ 之球狀體氣泡破裂與 PIV 流場分析

4.2.1 $\gamma \approx 2$ 氣泡破裂分析

如 1.3 小節文獻回顧所述，當 $1 < \gamma \leq 3$ ，氣泡破裂流場會產生逆向噴流， $\gamma \approx 2$ 的實驗即落於此範圍內。位於此處的氣泡破裂過程受固體邊界影響，其右側的氣泡表面距離右側的固體邊界，只有一個半徑的距離。

圖 4-8 為氣泡破裂過程之影像結果，第 01 至 03 行為氣泡受壓力震波開始內凹變形至氣泡表面重疊之過程；隨後氣泡產生噴流與 K-H 渦流現象，如第 04 至 05 行所示，緊接著氣泡表面被突破產生 K-H 渦流，此渦流前端觸及固體邊界，而於固體邊界之交界面上形成一環狀的滯流環，如第 06 至 07 行第二張間渦流前端扁平狀之影像所示。此滯流環外圍的液體被往外推、產生向外的輻射方向運動（噴濺），而滯流環內部的液體

則被往內推擠，形成逆向噴流，如第 07 行第三張至第 10 行影像所示。

圖 4-9 為此噴濺與逆向噴流的形成示意圖，此逆向噴流的形成，需於氣泡表面與固體邊界間存有液體的條件下，才能於滯流環內部的擠壓作用，推擠此處的流體而形成逆向噴流。故需在 $\gamma > 1$ 的條件下，即氣泡中心至固體邊界的距離大於氣泡半徑，氣泡表面與固體邊界間存有液體，才能產生逆向噴流。當突破表面後，在 K-H 渦流根部的液體噴流為高速、低壓帶，使氣泡被向右側拉伸變形，如圖 4-7 中的第 07 行影像所示。於第 07 行第三至五張連續影像，於固體邊界附近可清楚發現，渦流往外形成噴濺現象；於第 08 行第一張影像，可清楚發現逆向噴流已於中心軸處形成。

圖 4-10 為 $\gamma \approx 2$ 圓柱管內固體邊界壓力波強度變化歷線，脈衝歷時 3.0 ms，image no. 為圖 4-8 的影像對應之壓力量測值，經由影像比對，氣泡受壓變形達最大時(第 03 行第三張影像)，固體邊界上量測之壓力達 260 kPa，隨之噴流與 K-H 渦流產生。而固體邊界上之壓力逐漸降低至拉張力波(tensile wave)強度 -32kPa 後，形成第二道反射波峰，其壓力強度亦隨之減弱。

若擊破氣泡的震波壓力較強時，逆向噴流可以穿越氣泡噴出，如圖 4-11 所示，可產生數個較小氣泡。第 02 行影像所示為 K-H 渦流形成；於第 03 行第三至五張連續影像，於固體邊界附近可清楚發現，渦流往外形成噴濺現象；於第 03 行第四張影像可清楚發現，逆向噴流已於中心軸處形成；第 04 至 06 行影像為逆向噴流穿透氣泡，使氣泡產生數個較小氣泡。圖 4-12 壓力增強後，最大壓力震波為 405 kPa，圓柱管內固體邊界受壓力波強度變化歷線，脈衝歷時 2.5 ms，image no. 為圖 4-11 的影像對應之壓力量測值。由此系列影像可清楚瞭解在固體邊界影響下穴蝕氣泡受壓力波擊破之變化過程。

4.2.2 $\gamma \approx 2$ 之氣泡破裂之 PIV 流場量測

氣泡位置於距離參數 $\gamma \approx 2$ 情況下，其氣泡受壓內凹之流場與 $\gamma \approx 7$ 之現象相似，而氣泡重疊後至 K-H 渦流結構之之流場量測，如圖 4-13 所示，第 01 張為氣泡重疊後之速度流場，其內凹部分之速度接近停滯，此時，氣泡累積壓力能量接近最大值，並逐漸釋放能量，使氣泡左側流體往反方向移動。第 02 張影像氣泡表面被突破，固體邊界處量測到之最大壓力達 197 kPa，開始形成噴流之流場結構；第 03 至 04 張影像為噴流發展至 K-H 渦流之速度流場；第 05 張影像為 K-H 渦流後碰至固體邊界其前端向外噴出，而渦流前端於固體邊界附近形成扁平狀，可清楚呈現出噴濺現象沿著固體邊界以輻射方向運動。圖 4-15 為第 05 張影像之渦度強度分佈。

K-H 渦流結構受空間發展限制之情況下，使渦流前端之輻射狀向外噴濺，K-H 渦流前端中間附近部分先出現速度減緩，如圖 4-14 第 06 影像所示，其滯流環於固體邊界附近先形成，隨後逆向噴流形成，如第 07 至 09 張影像所示，並將第 07 張影像於固體邊界附近之流場結果放大，如第 10 張影像所示，於固體邊界附近可清楚顯示其滯流環所在位置、K-H 渦流前端向外噴出與逆向噴流形成時之速度流場。其結果與圖 4-9 示意圖之噴流與逆向噴流形成過程之敘述一致。

根據球狀體 $\gamma \approx 2$ 之 PIV 試驗結果顯示，將氣泡表面受壓力震波前端位置與後端位置之質點速度整理，如圖 4-16 與表 4-2 所示，其中，定點量測氣泡表面前端位置之質點速度在氣泡受壓的初期（0 至 1.5 ms）質點為加速階段，呈現出遞增之情況，約達到 0.31 m/s，於此段時間內，氣泡受壓變形形成液體噴流，緊接著氣泡表面接近與重疊，速度降低（1.5 至 2.25 ms），隨之氣泡表面重疊，此時向右速度接近 0，壓力達到 186 kPa。液體噴流逐漸形成噴流，速度開始往反方向加速，達到 0.33m/s；

隨之於 6.0 ms 時質點速度又向右移動，使氣泡向前推進，並於此段時間內（2.25 至 11.5 ms 之間）形成 K-H 渦流，其速度大小如表 4-2 所示。

而於氣泡後端位置(K-H 渦流根部)之速度變化，由於初期（0 至 2.5 ms）受到氣泡變形與氣泡表面張力之影響，使氣泡後端速度初期速度變化不大，直至氣泡表面重疊後，開始形成噴流後，氣泡後端之速度逐漸增加至 0.13 m/s（時間：2.5 至 4.75 ms）。於在 K-H 渦流變化下產生速度忽快忽慢之震盪現象，並於 9.75 ms 後，速度開始向左運動。隨之渦流根部速度遞減，並使氣泡由渦流根部一分為二，其速度大小如表 4-2 所示。

於固體邊界前之速度變化，由於初期（0 至 2.5 ms）受到氣泡變形與氣泡表面張力之影響，使固體邊界前初期速度變化不大，直至氣泡表面重疊後，開始形成噴流後，固體邊界前之速度逐漸增加。並在 K-H 渦流變化下產生速度忽快忽慢之震盪現象，並於 10.0 ms 後，速度開始向左運動，開始發展成逆向噴流現象，其速度大小如表 4-2 所示。

根據距離參數 $\gamma \approx 2$ 試驗結果顯示，扁平氣泡與球狀體氣泡之異同除上述 4.1.2 小節之差異說明外，扁平氣泡與球狀體氣泡受固體邊界影響之說明如下：

1. 藉由連續性影像與 PIV 分析結果顯示，球狀體氣泡在 K-H 渦流碰至固體邊界後，於固體邊界上產生滯流環，進而發展向內之逆向噴流與向外之噴濺現象；而扁平氣泡在尚未碰至固體邊界時，已產生第一次破裂，因此，小氣泡運動過程，可能因能量損失而無法於固體邊界上產生滯流環與逆向噴流。
2. 藉由連續性影像結果顯示，距離參數 $\gamma \approx 2$ 之扁平氣泡與球狀體氣泡，在 K-H 渦流發展下，K-H 渦流前端可以碰及固體邊界，在震波強度夠強之情況下，均可於固體邊界附近產生噴濺現象。

4.3 $\gamma \approx 3$ 之球狀體氣泡破裂與 PIV 流場分析

4.3.1 $\gamma \approx 3$ 氣泡破裂分析

在產生逆向噴流需滿足 $1 < \gamma \leq 3$ 的條件下， $\gamma \approx 3$ 為能否產生逆向噴流的臨界值。本研究中採用三種不同強度壓力波擊破穴蝕氣泡，以顯現此臨界狀態的氣泡破裂流場變化過程。

圖 4-17 為受壓峰值 200 kPa 的壓力波作用產生的氣泡破裂流場。第 01 至第 03 行所示為氣泡內凹產生液體噴流，接著液體噴流突破氣泡表面而產生噴流，如第 04 行所示，隨後噴流與周邊液體間有急遽的速度變化，各相流之間的剪應力作用，產生 K-H 不穩定性，造成蕈狀雲現象，進而向兩側產生渦流結構，如第 05 至 06 行影像所示。最後，因氣泡未觸及固體邊界即一分為兩顆小氣泡，如第 07 至 08 行影像所示，此流況與 $\gamma \approx 7$ 案例相似，並未產生噴濺與逆向噴流等現象。圖 4-20 為 $\gamma \approx 3$ 圓柱管內固體邊界受壓力波強度變化歷線，脈衝歷時 3.0 ms，image no. 為圖 4-17 的影像對應之壓力量測值，經由影像比對，氣泡受壓變形達最大時(第 03 行第四張影像)，固體邊界上量測之最大壓力達 200 kPa，隨後壓力逐漸降低至拉張力波強度，形成第二道反射波峰，其壓力強度亦隨之減弱。於此段時間內，由噴流變化而產生蕈狀雲氣泡與 K-H 渦流。

當壓力震波增強至 300 kPa 時，其破裂過程如圖 4-18 影像所示。其中，第 01 至 03 行第一張影像為氣泡內凹產生液體噴流之過程。第 03 行第二張影像為液體噴流突破氣泡表面，其後所形成的 K-H 渦流，並不像圖 4-17 第 06 行第三張影像所示的呈半球狀，因受到固體邊界影響，於右側渦流頂部先呈扁平狀，而後往四周邊壁擴散，且於渦流頂部抵達右側固體邊界前，此渦流的外環已先觸及周遭管壁的固體界面，如第 04 至 06 行的影像所示。此擴散開來的渦流繼續往右運動，觸及右側的固體邊界，造成震波反彈，產生震波與氣體和液體間介面之 Richtmyer-Meshkov

不穩定性現象，如第 04 至 06 行影像中的右側邊界所示。此壓力波的強度，雖能產生 K-H 渦流，但此渦流運動在碰觸右側固體邊界前，已先擴散開來並觸及管壁周遭的固體界面，因而無法於固體邊界形成滯流環與逆向噴流。但氣泡亦由於 K-H 渦流根部液體噴流的影響而拉伸變形，如第 07 至第 10 行所示。最後，氣泡一分為兩顆小氣泡，如第 11 行影像所示。圖 4-21 為壓力震波增強後，圓柱管內固體邊界受壓力波強度變化歷線，脈衝歷時 2.75 ms，image no. 為圖 4-18 的影像對應之壓力量測值，經由影像比對，氣泡受壓變形達最大時(第 03 行第三張影像)，固體邊界上量測之最大壓力達 300 kPa，隨後壓力逐漸降低至拉張力波強度，形成第二道反射波峰，其壓力強度亦隨之減弱。於此段時間內，由噴流變化產生 K-H 渦流與氣泡破裂。

若將壓力波增強至 365kPa，則形成的 K-H 渦流會先觸及右側固體邊界，可形成滯流環與逆向噴流，如圖 4-19 所示，其中，第 01 至 03 行第一張影像為氣泡內凹產生液體噴流之過程；第 03 行第二張影像為液體噴流突破氣泡表面產生噴流；第 03 行第三張至第 05 行影像為噴流發展成 K-H 渦流；第 06 行為渦流前端碰至固體邊界，使渦流前端先形成扁平狀，緊鄰固體邊界；第 07 至 09 行渦流前端先產生滯流環，隨後產生輻射狀向外噴濺，與向渦流內產生逆向噴流；最後，氣泡一分為兩個小氣泡，如第 10 行影像所示。此於固體邊界之界面上發展成滯流環與逆向噴流與 $\gamma \approx 2$ 位置上相似。圖 4-22 為壓力震波增強至 365 kPa 後，圓柱管內固體邊界受壓力波強度變化歷線，脈衝歷時 2.75ms，image no. 為圖 4-19 的影像對應之壓力量測值，經由影像比對，氣泡受壓變形達最大時(第 03 行第三張影像)，為噴流剛形成之初。隨之產生噴流與 K-H 渦流。由上述三種不同壓力震波分析結果顯示，在 $\gamma \approx 3$ 位置之氣泡是否產生逆向噴流係取決於壓力震波大小。

4.3.2 $\gamma \approx 3$ 之氣泡破裂之 PIV 流場量測

圖 4-23 為噴流至 K-H 渦流形成過程之速度場計算結果。當噴流結構以輻射狀往前推進，且與周邊液體間有急遽的速度變化，因而氣體與液體間之剪應力產生作用，加上不同流相因加速度差異產生流場之 K-H 不穩定性流動，產生蕈狀雲現象，進而向兩側產生渦流，如第 01 至第 06 影像所示，為噴流發展至 K-H 渦流之流場變化過程。而圖 4-25 為第 06 張影像之渦度強度分佈。

圖 4-24 為 K-H 渦流前端碰至固體邊界情況下，渦流前端扁平貼近固體邊界，進而使渦流前端之輻射狀向外噴濺、向內形成逆向噴流，如圖 4-24 第 07 至 10 張影像所示，其滯流環於固體邊界附近先形成，隨後逆向噴流形成。並將第 10 張影像於固體邊界附近之流場結果放大，如第 11 張影像所示，於固體邊界附近可清楚顯示其滯流環所在位置、K-H 渦流前端向外噴出與逆向噴流形成時之速度流場。其結果亦與圖 4.9 示意圖之 K-H 渦流碰至固體邊界後產生逆向噴流之過程一致。

根據球狀體 $\gamma \approx 3$ 之 PIV 試驗結果顯示，將氣泡表面受壓力震波前端位置、後端位置與固體邊界前之質點速度整理，如圖 4-26 與表 4-3 所示，其中，定點量測氣泡表面前端位置之質點速度在氣泡受壓的初期（0 至 1.25 ms）質點為加速階段，約達到 0.62 m/s，於此段時間內，氣泡受壓變形形成液體噴流，緊接著氣泡表面接近與重疊，速度降低（1.25 至 2.0 ms），隨之氣泡表面重疊，此時向右速度接近 0。液體噴流逐漸形成噴流，速度開始往反方向加速，達到 0.53 m/s；隨之於 5.0 ms 時質點速度又向右移動，使氣泡向前推進，並於此段時間內（2.25 至 11.5 ms 之間）形成 K-H 渦流，其速度大小如表 4-3 所示。

而於氣泡後端位置(K-H 渦流根部)之速度變化，由於初期（0 至 2.5 ms）受到氣泡變形與氣泡表面張力之影響，使氣泡後端速度初期速度變

化不大，直至氣泡表面重疊後，開始形成噴流後，氣泡後端之速度逐漸增加至 0.35 m/s (時間：2.5 至 3.25 ms)。於在 K-H 渦流變化下產生速度忽快忽慢之震盪現象，其速度大小如表 4-3 所示。

於固體邊界前之速度變化，由於初期 (0 至 2.5 ms) 受到氣泡變形與氣泡表面張力之影響，使固體邊界前初期速度變化不大，直至氣泡表面重疊後，開始形成噴流後，氣固體邊界前之速度逐漸增加。並在 K-H 渦流變化之下產生速度忽快忽慢，並於 10.75 ms 後，速度開始向左運動，開始發展成逆向噴流現象，其速度大小如表 4-3 所示。

根據距離參數 $\gamma \approx 3$ 試驗結果顯示，扁平氣泡與球狀體氣泡之異同除上述 4.1.2 小節之差異說明外，扁平氣泡與球狀體氣泡受固體邊界影響之說明如下：

1. 藉由連續性影像與 PIV 分析結果顯示，球狀體氣泡在 K-H 渦流碰至固體邊界後，於固體邊界上產生滯流環，進而發展向內之逆向噴流與向外之噴濺現象；而扁平氣泡在尚未碰至固體邊界時，已產生第一次破裂，因此，小氣泡運動過程，可能因能量損失而無法於固體邊界上產生滯流環與逆向噴流。
2. 藉由連續性影像結果顯示，距離參數 $\gamma \approx 3$ 之扁平氣泡與球狀體氣泡，在 K-H 渦流發展下，K-H 渦流前端可以碰及固體邊界，在震波強度夠強之情況下，均可於固體邊界附近產生噴濺現象。

4.4 $\gamma \approx 1$ 之球狀體氣泡破裂與 PIV 流場分析

4.4.1 $\gamma \approx 1$ 氣泡破裂分析

穴蝕氣泡破裂能否產生逆向噴流的另一個臨界值為 $\gamma \approx 1$ 時。為能瞭解此臨界狀況的流場特性，本研究中進行 γ 稍大於 1 與 $\gamma = 1$ (氣泡表面緊貼固體界面) 兩種位置的氣泡破裂流場量測，分別說明如下：

1. 氣泡在 γ 稍大於 1 的位置，氣泡表面與固體邊界間仍有少許液體存在。氣泡受壓、內凹時，因受固體邊界影響，氣泡變形得更為扁平，凹陷的面積較前幾種情況為大，如圖 4-27 第 01 至 03 行所示；液體噴流突破氣泡的表面後，雖沒有足夠空間形成完整的 K-H 渦流，但氣泡表面與固體邊界間的間隙使得噴流於觸及固體界面後，仍會形成滯流環、產生向外的噴濺與向內的逆向噴流，如第 04 至 08 行之連續影像及示意圖所示。圖 4-29 為 $\gamma \approx 1$ 圓柱管內固體邊界壓力波強度變化歷線，脈衝歷時 2.75 ms，image no. 為圖 4-27 的影像對應之壓力量測值，經由影像比對，氣泡受壓變形達最大時(第 03 行第三張影像)，氣泡體積被壓縮至最小，隨後壓力逐漸降低至拉張力波強度，形成第二道反射波峰，其壓力強度亦隨之減弱。於此段時間內，由液體噴流直接於固體邊界形成滯流環與逆向噴流，最後氣泡破裂。

2. 若氣泡緊貼固體界面，則氣泡受壓、內凹變形至左、右兩側的表面重疊於固體界面上，與固體界面間沒有間隙，液體噴流於撞擊固體界面後，只能往輻射方向擴散，造成穴蝕氣泡往輻射方向碎裂，而無法形成滯流環與往內推擠的逆向噴流，如圖 4-28 之影像及示意圖所示。

圖 4-30 為 $\gamma = 1$ 圓柱管內固體邊界受壓力波強度變化歷線，脈衝歷時 2.0ms，image no. 為圖 4-28 的影像對應之壓力量測值，經由影像比對，氣泡受壓變形達最大時(第 03 行第一張影像)，氣泡體積被壓縮至最小，隨後壓力逐漸降低至拉張力波強度，形成第二道反射波峰，氣泡則於壓力遞減之時間內，僅產生噴濺現象，而無逆向噴流之產生。

由上述兩種分析結果顯示，在 $\gamma \approx 1$ 位置之氣泡是否產生逆向噴流取決於氣泡表面前端與固體邊界之間是否有液體存在。

4.4.2 $\gamma \approx 1$ 氣泡破裂之 PIV 流場量測

圖 4-31 為 $\gamma \approx 1$ 之 PIV 影像像計算結果之速度場，第 01 張至第 04 張圖為氣泡表面重疊前至碰至固體邊界之速度場。緊接著氣泡表面重疊後噴出碰至固體邊界形成滯流環與逆向噴流，如第 05 張至第 10 張圖所示，逆向噴流形成後會維持一小段時間，緊接著氣泡破裂。第 11 張圖為第 10 張圖於固體邊界附近放大之計算結果，此結果與圖 4-27 之示意圖一致，直接由氣泡表面與固體邊界間之擠壓作用產生滯流環與逆向噴流。

圖 4-32 為 $\gamma = 1$ 之 PIV 影像像計算結果之速度場，第 01 張至第 04 張圖為氣泡表面至碰及固體邊界後之速度場。此結果與圖 4-28 之示意圖一致，氣泡表面於固體邊界附近直接向外擠壓形成噴濺。

根據球狀體 $\gamma \approx 1$ 之 PIV 試驗結果顯示，將氣泡表面受壓力震波前端位置、後端位置與固體邊界前之質點速度整理，如圖 4-33 與表 4-4 所示，其中，定點量測氣泡表面前端位置之質點速度在氣泡受壓的初期（0 至 1.0 ms）質點為加速階段，約達到 0.44 m/s，於此段時間內，氣泡受壓變形形成液體噴流，緊接著氣泡表面接近與重疊，速度降低（1.0 至 1.75 ms），隨之氣泡表面重疊，此時向右速度接近 0。液體噴流逐漸形成噴流，速度開始往反方向加速，達到 0.42 m/s；其速度大小如表 4-4 所示。

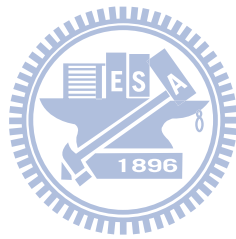
而於氣泡後端位置(固體邊界附近)之速度變化，由於初期（0 至 2.25 ms）受到氣泡變形與氣泡表面張力之影響，使氣泡後端速度初期速度變化不大，直至氣泡表面重疊後，開始形成逆向噴流，氣泡後端之速度逐漸往反方向增加至 0.11 m/s，其速度變化大小如表 4-4 所示。

根據距離參數 $\gamma \approx 3$ 試驗結果顯示，扁平氣泡與球狀體氣泡受固體邊界影響之說明如下：

1. 球狀體氣泡在 $\gamma \approx 1$ 位置，雖無法產生 K-H 渦流，如有液體存在於氣泡表面與固體邊界間，且足夠的壓力震波強度，就可產生滯流環與逆向噴流。而扁平氣泡於 $\gamma \approx 1$ 位置，同樣於氣泡表面重疊後碰及固體邊界，但液體噴流碰及固體邊界後，並未發展成滯流環，而是

向兩旁產生噴濺現象，並使氣泡產生第一次破裂，且亦無法於固體邊界上產生逆向噴流現象。

2. 在 $\gamma=1$ 位置，扁平氣泡與球狀體氣泡，在液體噴流作用下，均於固體邊界附近產生噴濺現象。



第五章 結論與建議

5.1 結論

本研究以 U 型旋轉平台，利用充滿自來水的透明圓柱管與長方形兩試管於旋轉平台上旋轉，使試管位於轉軸中心附近之壓力降低至當時環境溫度的水蒸氣壓，藉由不同形狀之管徑，個別產生球狀體與扁平狀之穴蝕氣泡。此外，穴蝕氣泡破裂與氣泡外部之壓力場有關，為了探討氣泡破裂之物理現象，試驗時以脈衝壓力震波擊破穴蝕氣泡的方式，分析穴蝕氣泡位於固體邊界不同距離處之受壓、破裂流場，並以每秒 2,000 與 4,000 張影像的高速攝影機擷取氣泡破裂流場影像，以及利用 PIV 法分析，可得知氣泡破裂過程之流場，並分析不同距離參數 ($\gamma = \frac{d}{R_{\max}}$ ， R_{\max} 為氣泡最大半徑； d 為氣泡中心至邊壁距離) 位置的穴蝕氣泡破裂流場特性，獲致如下結論：

1. 將扁平及球狀體氣泡破裂試驗結果整理，如表 5-1 所示，可得知僅有球狀體氣泡在距離參數 1 至 3 之間可產生滯流環與逆向噴流現象。
2. 本研究各項實驗案例，均經過多次試驗，獲得欲分析流況的最低壓力波強度擊破穴蝕氣泡，以延長氣泡破裂時間，方便實驗量測。球狀體氣泡之試驗結果顯示，在不同距離參數位置、擊破氣泡所需的壓力波強度不同，距離參數越大，所需壓力波強度越小，反之則需壓力波強度越強。換言之，距離參數越大，噴流形成後不受固體邊界而發展 K-H 渦流，最後由渦流根部破裂，反之，距離參數越小時，噴流形成受固體邊界影響，使 K-H 渦流前端可碰及固體邊界而形成反彈，甚至不會使氣泡產生破裂，因此，若要使氣泡破裂，所需震波壓力就越大。
3. 過去文獻探討氣泡產生逆向噴流之現象，因其形成原因複雜，加上試驗與數值模擬結果不一致，認為逆向噴流形成不是氣泡破裂過程的一部份。經由本研究以較低強度的壓力波擊破氣泡，可延長氣泡

的破裂時間之特性，探討於近固體邊界附近氣泡破裂產生逆向噴流之成因，包含液體噴流、K-H 渦流與滯流環間的關係、滯流環與噴濺、逆向噴流間之物理機制。同時藉由 PIV 影像分析結果顯示，亦證實上述過程流場變化關係，更清楚顯現氣泡破裂流場的特性。

4. 過去文獻對穴蝕氣泡之數值模擬，大都將穴蝕氣泡簡化為二維之扁平氣泡進行模擬，以得到扁平氣泡破裂之物理現象。根據球狀體與扁平氣泡試驗結果，二維與三維氣泡破裂過程差異頗大。因此，二維數值模擬未能真實呈現出三維球狀體之 K-H 渦流、滯流環與逆向噴流等物理現象。
5. 球狀體氣泡破裂後，是否會產生逆向噴流，與氣泡所在位置的距離參數有關。當 $1 < \gamma \leq 3$ 時，突破氣泡表面的液體噴流至固體邊界，而於固體邊界上產生滯流環。滯流環外的流體往外呈輻射方向運動，而滯流環內的流體則被往中心軸推擠而形成逆向噴流。而扁平氣泡則於 $1 < \gamma \leq 3$ 時，因液體噴流直接突破氣泡表面產生第一次氣泡破裂，並未產生滯流環與逆向噴流等現象。
6. 球狀體穴蝕氣泡在 $\gamma \approx 3$ 的臨界位置，氣泡破裂能否形成逆向噴流與擊破氣泡的壓力波強度相關。壓力波強度較弱時，液體噴流突破氣泡表面產生 K-H 渦流後，因氣泡未觸及固體邊界，並無逆向噴流產生。若增強壓力波強度，所形成的 K-H 渦流會先觸及固體邊界，可形成滯流環與逆向噴流，由 PIV 流場分析結果顯示滯流環位置與逆向噴流形成時之流場特性，更能證實逆向噴流形成之物理機制。扁平狀穴蝕氣泡在 $\gamma \approx 3$ 的臨界位置，因液體噴流直接突破氣泡表面產生第一次氣泡破裂，並無產生滯流環與逆向噴流。
7. 球狀體氣泡在 $\gamma \approx 1$ 位置上，雖無法產生 K-H 渦流，但如有液體存在於氣泡表面與固體邊界間，且有足夠的壓力震波強度，就可產生滯流環與逆向噴流現象。而扁平氣泡同樣於氣泡表面重疊後碰及固體

邊界，但液體噴流碰及固體邊界後，並未發展成滯流環，而僅向兩旁產生噴濺現象，並使氣泡產生第一次破裂，且無法於固體邊界上產生逆向噴流現象。藉由 $\gamma \approx 1$ 之多次實驗與 PIV 分析結果，可知穴蝕氣泡破裂過程中，所形成之液體噴流能否於固體邊界上形成滯流環，為能否產生逆向噴流的主要因素。

8. 球狀體穴蝕氣泡在另一臨界位置 $\gamma=1$ ，即氣泡緊貼固體邊界，中心軸噴流於撞擊固體邊界後，只能往輻射方向擴散，造成穴蝕氣泡往輻射方向碎裂，而無法形成滯流環與往內推擠的逆向噴流。但於扁平狀穴蝕氣泡試驗時，液體噴流直接突破氣泡表面產生第一次氣泡破裂，並未產生滯流環與逆向噴流。
9. 球狀體穴蝕氣泡若無固體邊界影響時，則氣泡直接由 K-H 渦流根部產生破裂，若有固體邊界影響時，其 K-H 渦流則因固體邊界影響而產生滯流環與逆向噴流等現象。
10. 在位置參數 $2 < \gamma \leq 3$ 之間，扁平氣泡破裂要比球狀體破裂過程來的快，且液體噴流突破重疊氣泡表面之後，未產生噴流而產生氣泡第一次破裂，此與球狀體氣泡之液體噴流突破表面後產生噴流，進而發展成蕈狀雲之氣泡有所差異。
11. 根據 PIV 計算結果，將氣泡前端位置與後端位置之速度變化加以統計，可得知氣泡變形之初期，主要速度變化在氣泡前端，氣泡後端之速度變化較小。當氣泡表面重疊後，速度方向產生變化，位於氣泡前端位置之速度往反方向運動，而氣泡後端之速度則繼續向前，速度時快時慢之震盪現象，最後氣泡破裂後之流場逐漸趨於穩定。

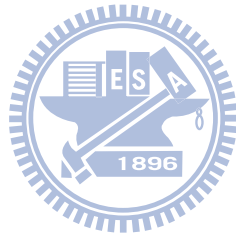
5.2 建議

1. 本研究經過多次試驗照明設備修正，其中，於影像擷取與 PIV 量測上之光源選用上，使用一般高瓦數之燈光與雷射光源進行影像擷

取。得知燈光之影像適合於氣泡破裂時之定性描述，可清楚呈現出穴蝕氣泡的破裂過程。而雷射光源則需將單點光源藉由玻璃圓柱棒轉換為光頁，使光頁穿透試驗試管，橫切於氣泡中央截面上，適用於 PIV 的速度場之定量分析使用。

2. PIV 定量分析上，於質問窗大小的選用、不一致資料去除的參數設定均與所擷取之影像品質有直接關係。因此，在質問窗大小與不一致資料去除之參數設定上，需根據影像品質做適當的參數調整。
3. 氣泡靜止時，氣泡表面受到光頁反射影響小，但氣泡開始運動後，在形成液體噴流至氣泡破裂期間，氣泡表面變形之同時亦於其表面產生折射現象，因此，試驗時將光頁變薄，僅可降低折射現象，但無法完全避免。在 PIV 演算時，折射產生於氣泡表面附近之亮度帶區域，視為與一般影像亮度值分佈一樣，可用於互相關函數之質點位移分析。
4. 於現階段量測設備，由於氣泡破裂時間甚短，試驗使用之高速攝影機受到解析度與取像速度之限制，於 PIV 分析上僅能擷取到氣泡中央部分進行分析，未能統計出氣泡破裂後之氣泡體積。因此，於研究設備上仍有改善空間，可使試驗結果更為精密完善。
5. 於球狀體穴蝕氣泡之 PIV 研究上，因氣泡破裂過程頗為複雜，加上三維的運動效應存在，使用 1.5mm 厚之雷射光頁，仍存在局部三維運動現象。因此，改善光頁厚度與顯影質點更細化之搭配，可供 PIV 在後續研究發展得到改善，以期更能呈現於中央截面上之氣泡破裂過程。
6. 後續可能之研究方向：
 - (1) 藉由 PIV 量測技術的提升與應用高解析度之 Color PIV 法量測技術所提供之高品質數據，可進行氣泡破裂過程之瞬間流場、渦度場與壓力場等數值方法之研究。

(2) 球狀體與扁平氣泡之破裂結果有明顯之差異，後續可藉由不同管徑之設計，探討氣泡破裂過程之二維與三維現象之臨界值。



參考文獻

1. [Akmanov](#), A. G. , Ben'kovskii, V. G., Golubnichii, P. I., Maslennikov, S. I., and Shemanin, V.G. (1974), "Laser sonoluminescence in a liquid", Soviet Physics Acoustics, 19, 417-418.
2. [Baghdassarian](#), O., Chu, H.C., Tabbert, B., and Williams, G.A. (2001), "Spectrum of luminescence from laser-created bubbles in water", Physical Review Letters, 86, 4934-4937.
3. [Benjamin](#), T. B. and Ellis, A. T. (1966), "The collapse of cavitation bubbles and the pressures thereby produced against solid boundaries", Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A, Mathematical and Physical Sciences, 260, 221-240.
4. [Best](#), J. P. (1993), "The formation of toroidal bubbles upon the collapse of transient cavities", Journal of Fluid Mechanics, 251, 79-107.
5. [Blake](#), J. R., Hooton, M. C., Robinson, P. B., and Tong, R. P. (1997), "Collapsing cavities, toroidal bubbles and jet impact", Philosophical Transactions Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 355, 537-550.
6. [Brujan](#), E. A., Keen, G. S., Vogel, A., and Blake, J. R. (2002), "The final stage of the collapse of a cavitation bubble close to a rigid boundary", Physics of Fluids, 14, 85-92.
7. [Buzukov](#), A. A. and Teslenko, V. S. (1971), "Sonoluminescence following focusing of laser radiation into liquid", Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters, 14, 189-191.
8. [Ciaravino](#), V., Flynn, H. G., Miller, M. W., and Carstensen, E. L. (1981), "Pulsed enhancement of acoustic cavitation: a postulated model", Ultrasound in Medicine and Biology, 7, 159-166.

9. [Fincham](#), A. M. and Spedding, G. R. (1997), “Low cost, high resolution DPIV for measurement of turbulent fluid flow”, *Experiments in Fluids*, 23, 449-462.
10. [Flannigan](#), D. J. and Suslick, K. S. (2005), “Plasma formation and temperature measurement during single-bubble cavitation”, *Nature*, 434, 52 -55.
11. [Frenzel](#), H. and Schultes, H. (1934), “Luminescenz im ultraschallbeschikten Wasser”, *Zeitschrift f physikal. Chemie*, 27B (6), 421-424.
12. [Franc](#), J. P. and Michel, J. M. (2004), “Fundamentals of Cavitation”, Springer Netherlands.
13. [Gaitan](#), D. F., Crum, L. A., Church, C. C., and Roy, R. A. (1992), “Sonoluminescence and bubble dynamics for a single, stable, cavitation bubble”, *The Journal of the Acoustical Society of America*, 91, 3166-3183.
14. [Gilmore](#), F. R. (1952), “The growth and collapse of a spherical bubble in a viscous compressible liquid”, Technical Report California Institute of Technology, Pasadena, CA.
15. [Harrison](#), M. (1952), “An experimental study of single bubble cavitation noise”, *The Journal of the Acoustical Society of America*, 24, 776-782.
16. [Huang](#), H., Dabiri, D., and Gharib, M. (1997), “On errors of digital particle image velocimetry.” *Meas. Sci. Tech.*, 8, 1427-1440.
17. [Huang](#), H. T. (1998), “An extension of digital PIV-processing to double-exposed images”, *Experiments in Fluids*, 24, 367-372.
18. [Jaw](#), S. Y. and Wu, J. L. (2000), “Alternating color image anemometry and it’s application”, *Journal of Flow Visualization and Image Processing*, 7, 189-205.
19. [Jaw](#), S. Y., Chen, C. J., and Hwang, R. R. (2007), “Flow visualization of bubble collapse flow”, *Journal of Visualization*, 10, 21-24.
20. [Keane](#), R. and Adrian, R. (1990), “Optimization of particle image velocimeters, part I, double pulsed systems”, *Measurement Science and Technology*, 1404,

1202-1215.

21. [Kling](#), C. L. and Hammitt, F.G. (1972), "A photographic study of spark-induced cavitation bubble collapse", Transactions of the ASME D: Journal of Basic Engineering, 94, 825-833.
22. [Kodama](#), T. and Tomita, Y. (2000), "Cavitation bubble behavior and bubble-shock wave interaction near a gelatin surface as a study of in vivo bubble dynamics", Applied Physics B, 70, 139-149.
23. [Kornfeld](#), M. and Suvorov, L. (1944), "On the destructive action of cavitation", Journal of Applied Physics, 15, 495-506.
24. [Lauterborn](#), W. (1969), "Fotografische Aufnahmen vom Aufreißen einer rotierenden Wassersäule und Zerreißfestigkeitsmessungen an Wasser nach der Zentrifugenmethode: Apparatur und erste Ergebnisse", Acustica, 22, 35-47.
25. [Lauterborn](#), W. (1972), "High-speed photography of laser-induced breakdown in liquids", Applied Physics Letters, 21, 27-29.
26. [Lauterborn](#), W. (1974), "Kavitation durch Laserlicht", Acustica, 31, 52-78.
27. [Lauterborn](#), W. (1980), "Cavitation and Inhomogeneities in Underwater Acoustics", Springer-Verlag.
28. [Lauterborn](#), W., Kurz, T. Geisler, R., Schanz D., and Lindau, O. (2007), "Acoustic cavitation, bubble dynamics and sonoluminescence", Ultrasonics Sonochemistry, 14, 484-491.
29. [Lawson](#), N. J., Rudman, A., Guerra, J., and Liow, J. L. (1999), "Experimental and numerical comparisons of the break-up of a large bubble", Experiments in Fluids, 26, 524-534.
30. [Liang](#), D. F., Jiang, C. B., and Li, Y. L. (2002), "A combination correlation-based interrogation and tracking algorithm for digital PIV evaluation", Experiment in Fluids, 33, p684-695.

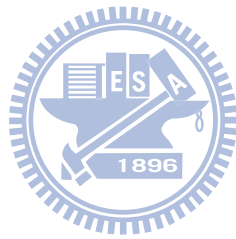
31. [Lindau](#), O. and [Lauterborn](#), W. (2001) “Investigation of the counterjet developed in a cavitation bubble that collapses near a rigid boundary”, Fourth International Symposium on Cavitation, California Institute of Technology, USA.
32. [Lindau](#), O. and [Lauterborn](#), W. (2003), “Cinematographic observation of the collapse and rebound of a laser-produced cavitation bubble near a wall”, *Journal of Fluid Mechanics*, 479, 327-348.
33. [Meshkov](#), E. E. (1969), “Instability of the interface of two gases accelerated by a shock wave”, *Fluid Dynamics*, 4, 101-104.
34. [Naude](#), C. F. and [Ellis](#), A. T. (1961), “On the mechanism of cavitation damage by nonhemispherical cavities collapse in contact with a solid boundary”, *Transactions of the ASME D: Journal of Basic Engineering*, 83, 648-656.
35. [Nogueira](#), J., [Lecuona](#), A., and [Rodriguez](#), P. A. (1997), “Data validation, false vectors correction and derived magnitudes calculation on PIV data”, *Meas. Science and Technology*, 8, 1493-1501.
36. [Ohl](#), C. D., [Philipp](#), A., and [Lauterborn](#), W. (1995), “Cavitation bubble collapse studied at 20 million frames per second”, *Annalen der Physik*, 4, 26-34.
37. [Ohl](#), C. D., [Lindau](#), O., and [Lauterborn](#), W. (1998), “Luminescence from spherically and aspherically collapsing laser induced bubbles”, *Physical Review Letters*, 80, 393-397.
38. [Ohl](#), C. D., [Kurz](#), T., [Geisler](#), R., [Lindau](#), O., and [Lauterborn](#), W. (1999), “Bubble dynamics, shock waves and sonoluminescence”, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 357, 269-294.
39. [Philipp](#), A., [Delius](#), M., [Scheffczyk](#), C., [Vogel](#), A., and [Lauterborn](#), W. (1993), “Interaction of lithotripter-generated shock waves with air bubbles”, *The Journal of the Acoustical Society of America*, 93, 2496-2509.

40. Philipp, A. and Lauterborn, W. (1998), "Cavitation erosion by single laser-produced bubbles", *Journal of Fluid Mechanics*, 361, 75-116.
41. Plesset, M. S. (1949), "The dynamics of cavitation bubbles", *Trans. ASME: Journal of Applied Mechanics*, 16, 277-282.
42. Plesset, M. S. and Zwick, S. A. (1952), "A nonsteady heat diffusion problem with spherical symmetry", *Journal of Applied Physics*, 23, 95-98.
43. Plesset, M. S. and Chapman, R. B. (1971), "Collapse of an initially spherical vapour cavity in the neighbourhood of a solid boundary", *Journal of Fluid Mechanics*, 47, 283-290.
44. Rayleigh, L. (1917), "On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity", *Philosophical Magazine*, 34, 94-98.
45. Shaw, S. J., Jin, Y. H., Schiffers, W. P., and Emmony, D. C. (1996), "The interaction of a single laser-generated cavity in water with a solid surface", *The Journal of the Acoustical Society of America*, 99, 2811-2824.
46. Shaw, S. J., Schiffers, W. P., and Emmony, D. C. (2001), "Experimental observations of the stress experienced by a solid surface when a laser-created bubble oscillates in its vicinity", *The Journal of the Acoustical Society of America*, 110, 1822-1827.
47. Sankin, G. N., Simmons, W. N., Zhu, S. L., and Zhong, P. (2005), "Shock wave interaction with laser-generated single bubbles", *Physical Review Letters*, 034501-4.
48. Taleyarkhan, R. P., Cho, J. S., West, C. D., Lahey, Jr. R. T., Nigmatulin, R. I., and Block, R. C. (2004), "Additional evidence of nuclear emissions during acoustic cavitation", *Physical Review Letters*, 68, 036109-11.
49. Tomita, Y. and Shima, A. (1986), "Mechanisms of impulsive pressure generation and damage pit formation by bubble collapse", *Journal of Fluid Mechanics*, 169,

535-564.

50. [Tong](#), R. P., [Schiffers](#), W. P., and [Blake](#), S. J. (1999), “Splashing in the collapse of a laser-generated cavity near a rigid boundary” *Journal of Fluid Mechanics*, 380, 339-361.
51. [Vogel](#), A. and [Lauterborn](#), W. (1988), “Time-resolved particle image velocimetry used in the investigation of cavitation bubble dynamics”, *Applied Optics*, 29, 1869-1876.
52. [Vogel](#), A., [Lauterborn](#), W., and [Timm](#), R. (1989), “Optical and acoustic investigations of the dynamics of laser-produced cavitation bubbles near a solid boundary”, *Journal of Fluid Mechanics*, 206, 299-338.
53. [Ward](#), B. and [Emmony](#), D. C. (1991), “Direct observation of the pressure developed in a liquid during cavitation-bubble collapse”, *Applied Physics Letters*, 59, 2228-2231.
54. [Westerweel](#), J. (1994), “Efficient detection of spurious vectors in particle images velocimetry data”, *Experiments in Fluids*, 16, 236-247.
55. [Willert](#), C. and [Gharib](#), M. (1991), “Digital particle image velocimetry”, *Experiments in Fluids*, 10, 181–193.
56. [Wolfrum](#), B., [Kurz](#), T., [Lindau](#), O., and [Lauterborn](#), W. (2001), “Luminescence of transient bubbles at elevated ambient pressure”, *Physical Review E*, 64, 046306-5.
57. [Zhang](#), S., [Duncan](#), J. H., and [Chahine](#), G. L. (1993), “The final stage of the collapse of a cavitation bubble near a rigid wall”, *Journal of Fluid Mechanics*, 257, 147-181.
58. [Zhu](#), S. and [Zhong](#), P. (1999), “Shock wave–inertial microbubble interaction: a theoretical study based on the Gilmore formulation for bubble dynamics”, *The Journal of the Acoustical Society of America*, 106, 3024-3033.
59. [吳明軍](#)、[王海云](#)、[戴光清](#)、[楊慶](#) (2007) ”高水頭岸邊式溢洪道洩槽水力特性

研究”，33(7)，水力發電。



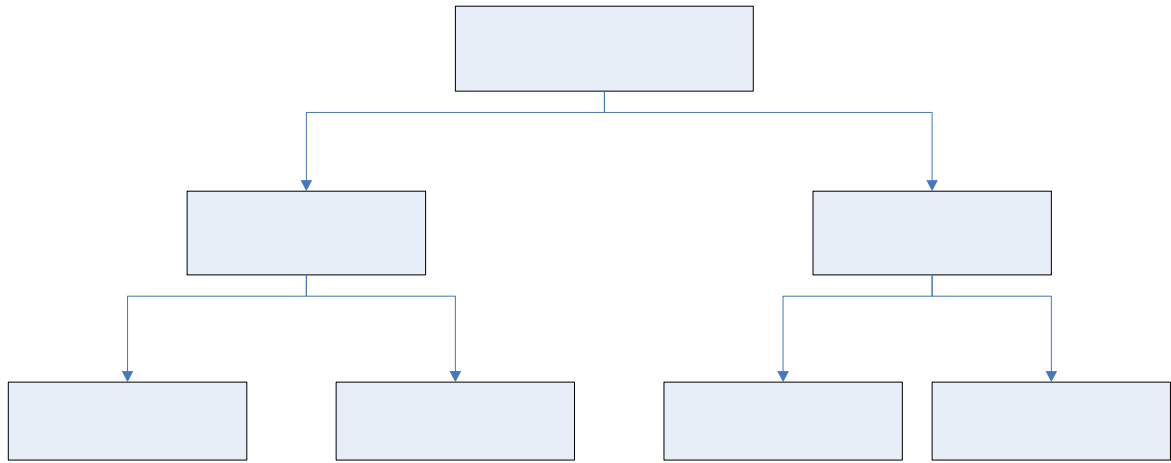
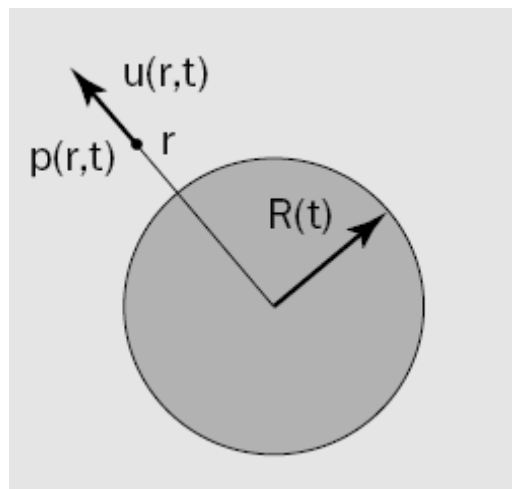


圖 1-1 穴蝕氣泡形成方法的分類



水動力
圖 1-2 氣泡運動示意圖

聲波

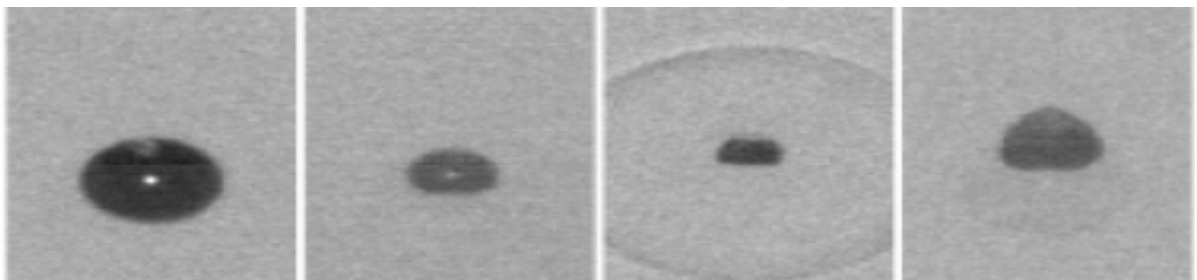


圖 1-3 氣泡破裂產生之震波現象，影像時間間距為 $0.5 \mu s$ ，氣泡直徑約 1.5mm
(影像摘自 Sankinet al.2005)

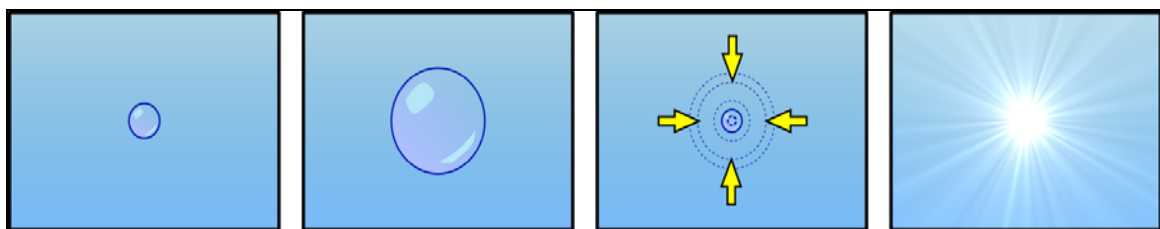


圖 1-4 氣泡初形成、氣泡膨脹至最大、氣泡瞬間被壓縮、氣泡發光變化示意圖



圖 1-5 氣泡破裂產生之發光現象，影像大小為 1mm×1mm
(影像摘自 Lauterborn et al. 2007)

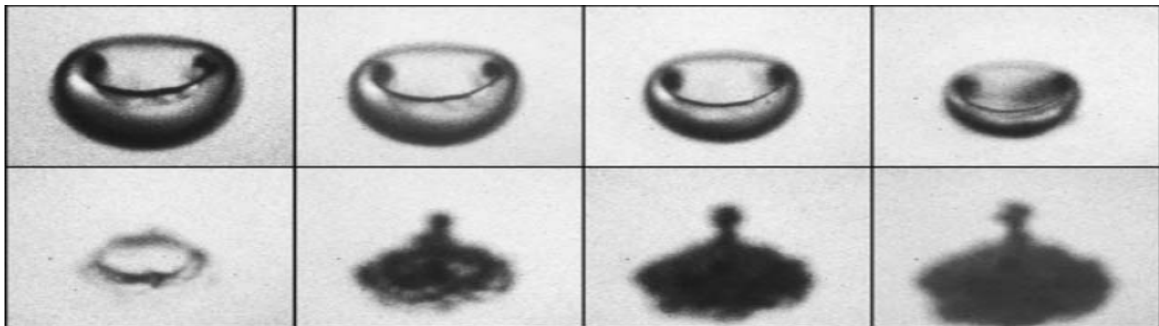


圖 1-6 逆向噴流形成過程影像時間間距為 $1\mu s$ ，氣泡直徑約 1.5mm
(影像摘自 Lindau and Lauterborn 2003)

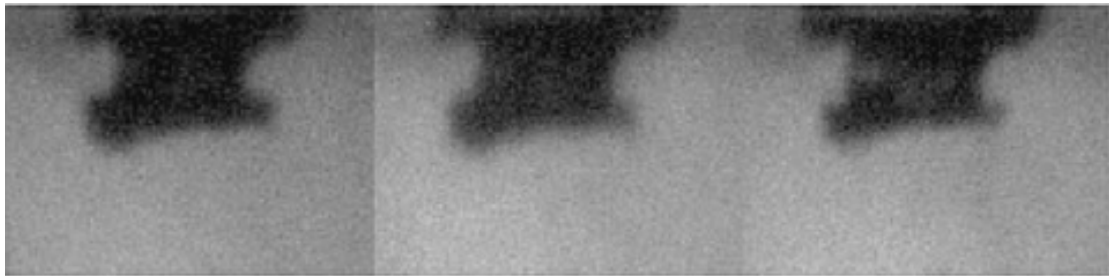
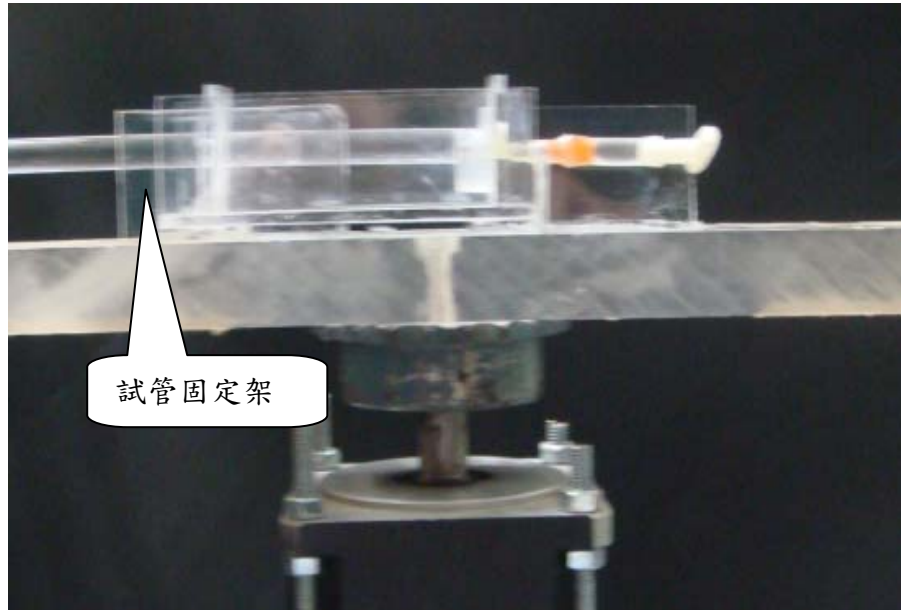
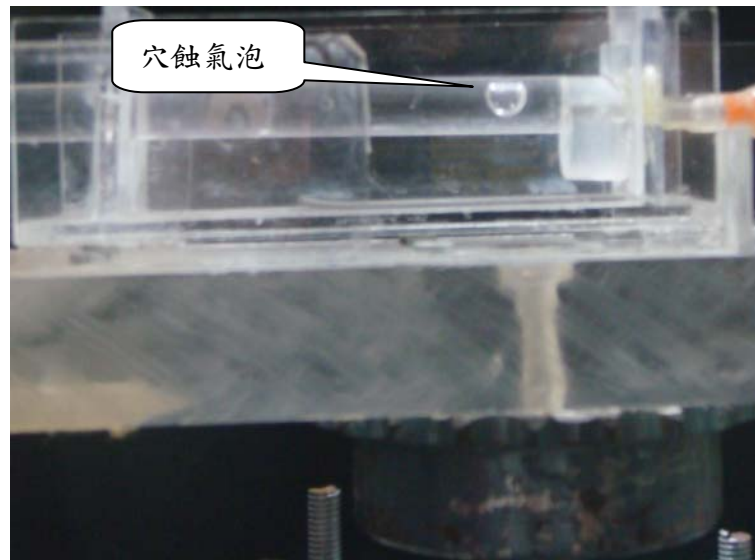


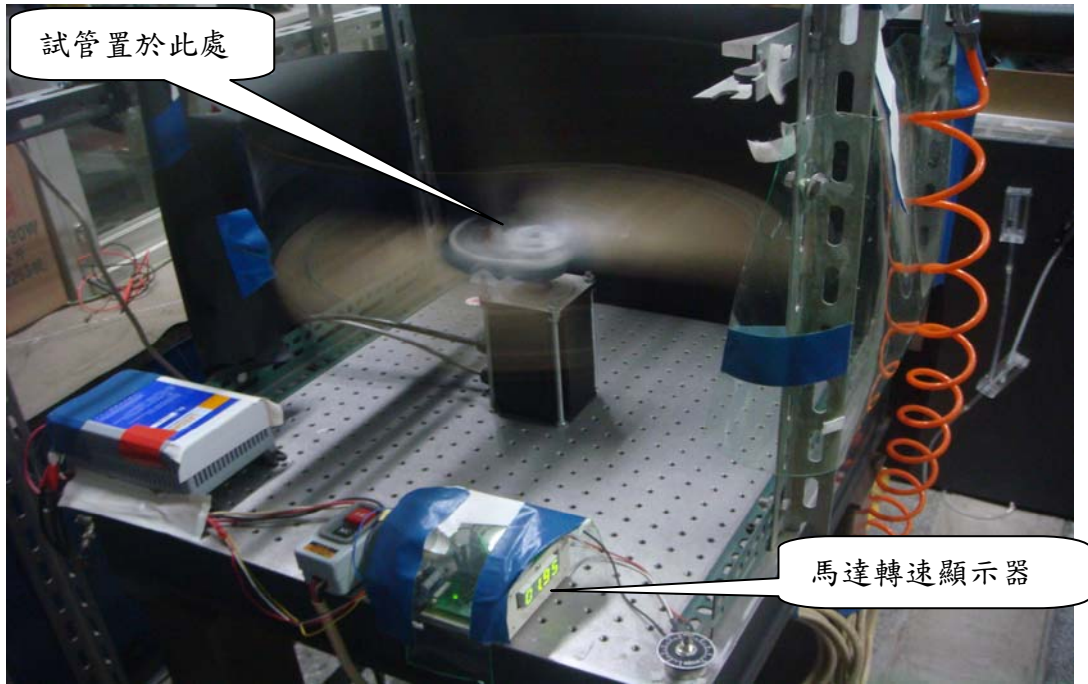
圖 1-7 噴濺形成過程，影像時間間距為 $0.2\mu s$ ，氣泡直徑約 1.5mm
(影像摘自 Brujan et al. 2002)



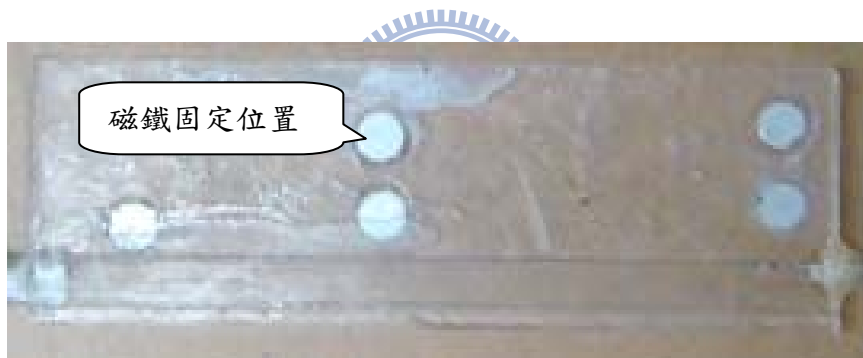
照片 2-1 透明圓柱管放置於旋轉馬達



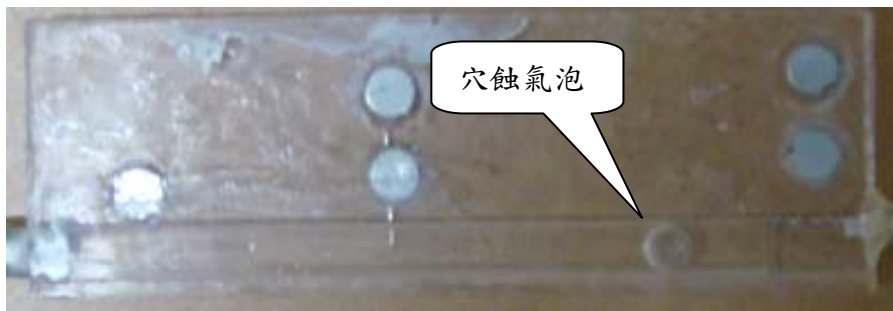
照片 2-2 透明圓柱管旋轉後產生穴蝕氣泡



照片 2-3 產生穴蝕氣泡旋轉時之情況



照片 2-4 長方形試管產生穴蝕氣泡前



照片 2-5 長方形試管產生穴蝕氣泡後

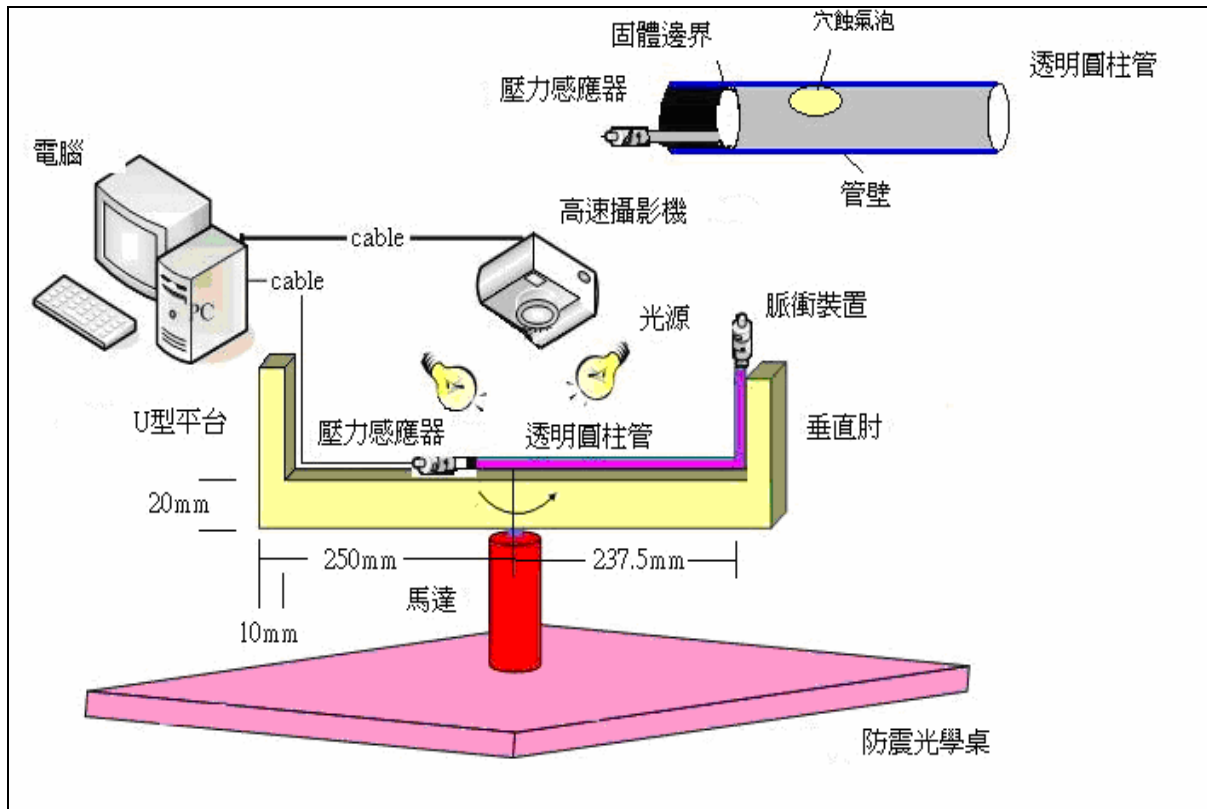


圖 2-1 試驗儀器佈置圖

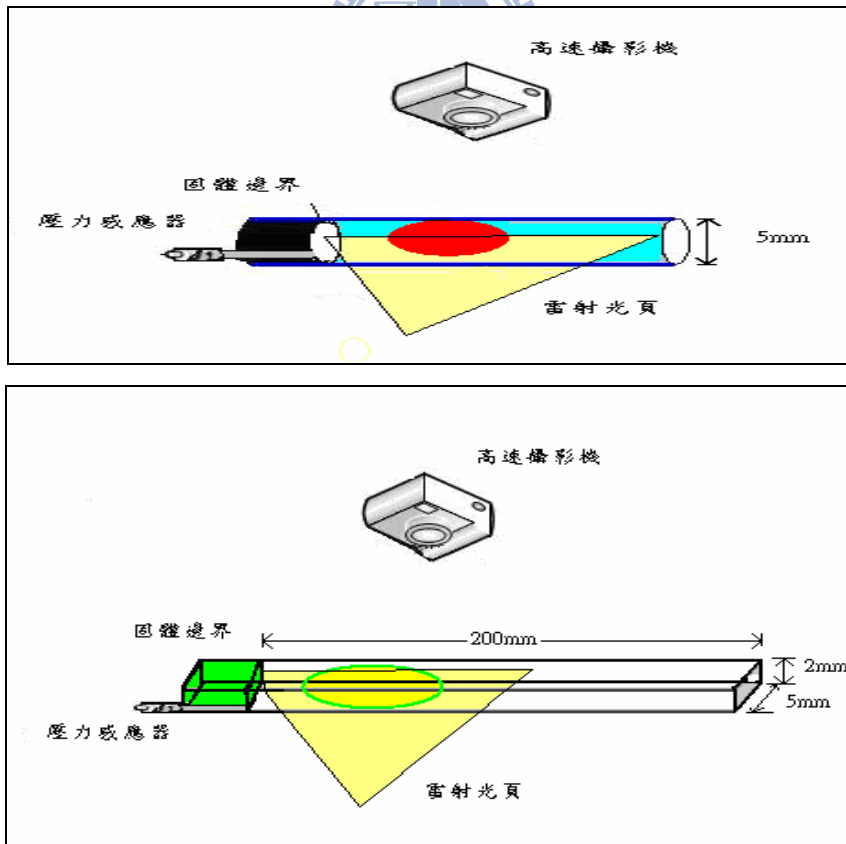


圖2-2 PIV量測方法與高速攝影機擷取影像示意圖（上圖為圓柱管、下圖為扁平管）

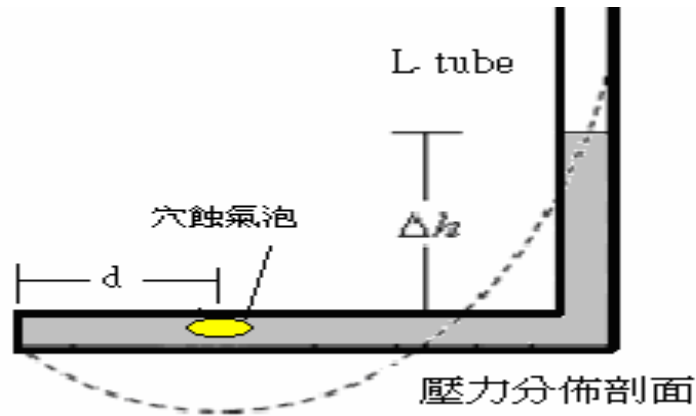


圖2-3 不同半徑處之壓力分佈示意圖

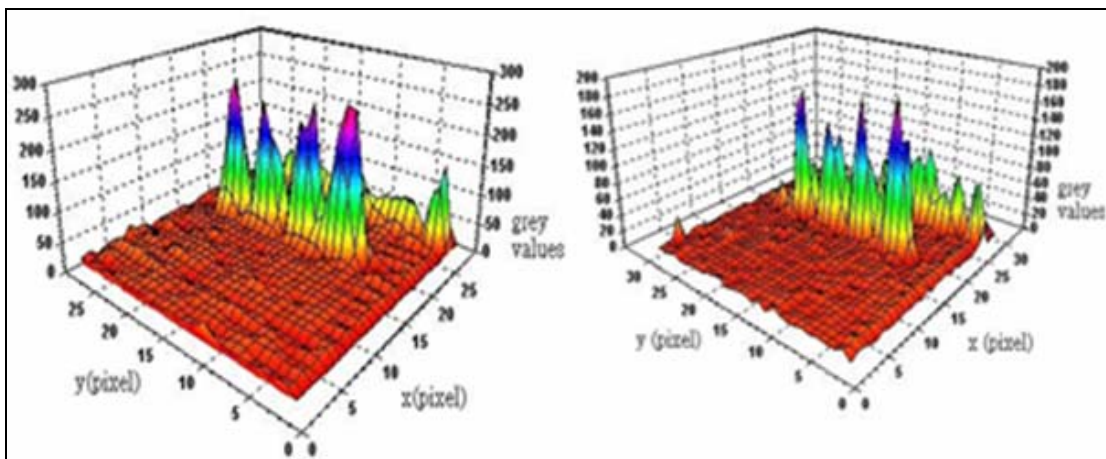


圖 2-4 具時序性影像之質點亮度分佈值

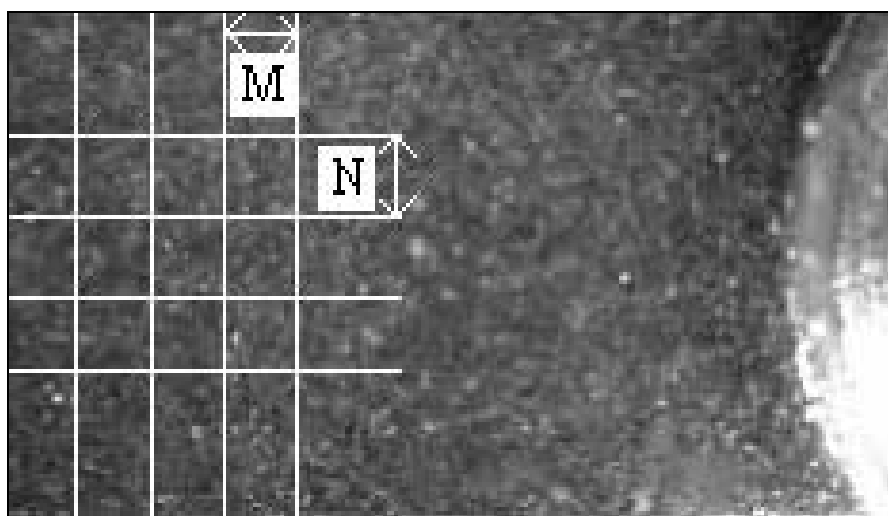


圖 2-5 PIV 計算質問窗大小之示意圖

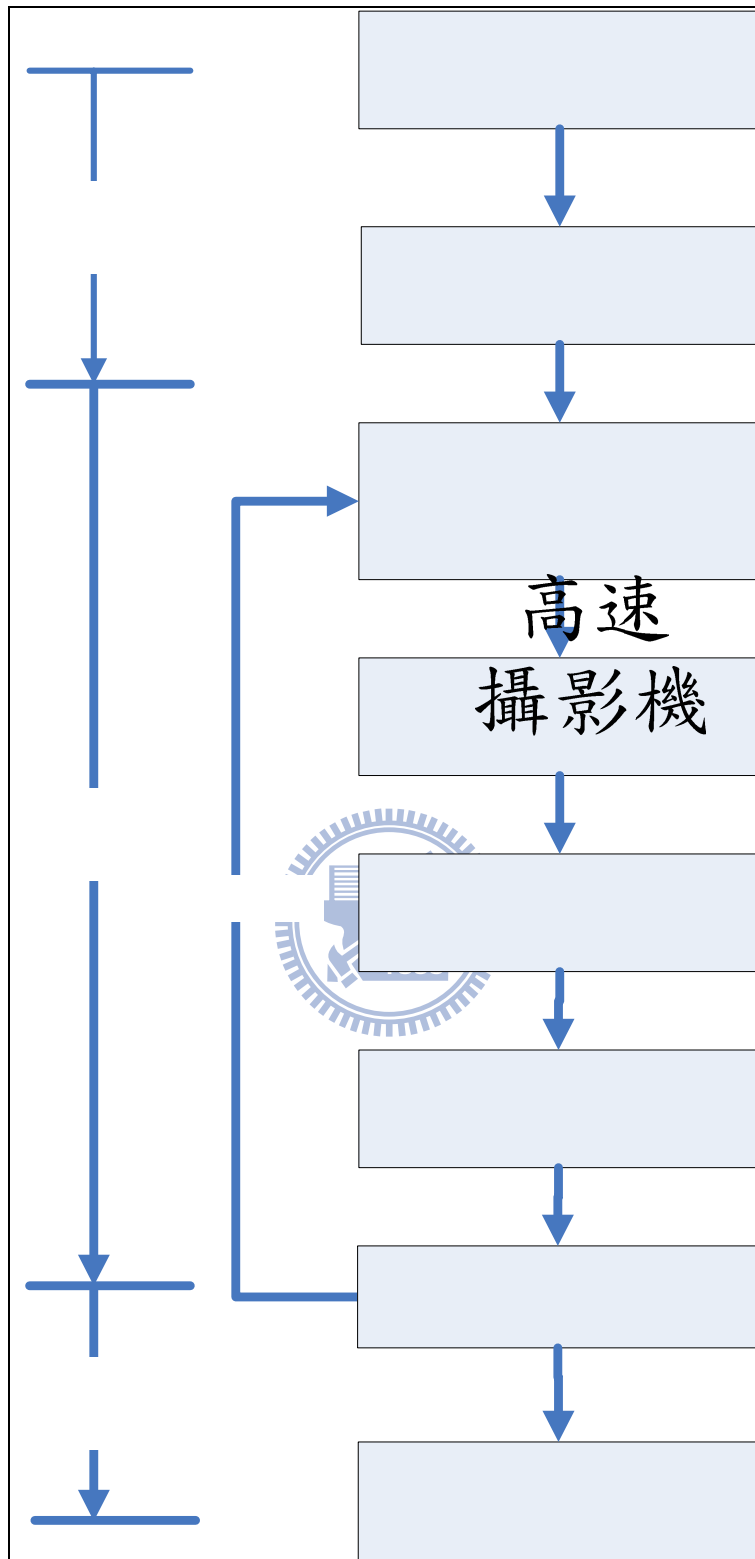


圖 2-6 PIV 計算流程圖

Matlab

⁷⁹ 計算程式

iteration

互相關係數

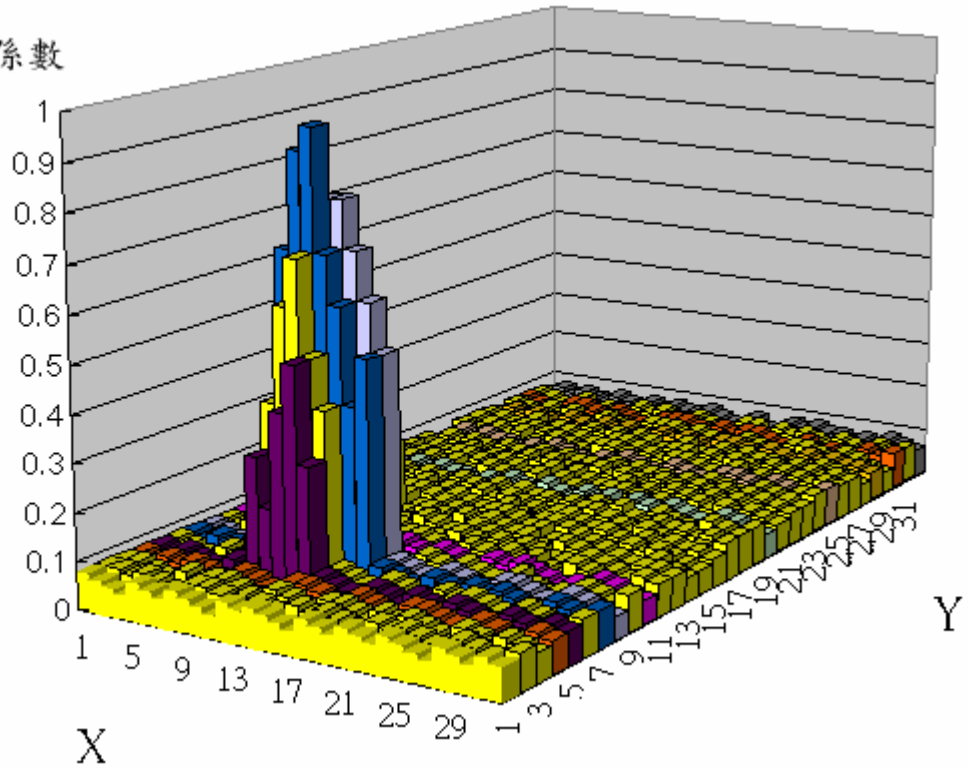


圖 2-7 互相關係數之最大值為最有可能 m 與 n 位移量之示意圖

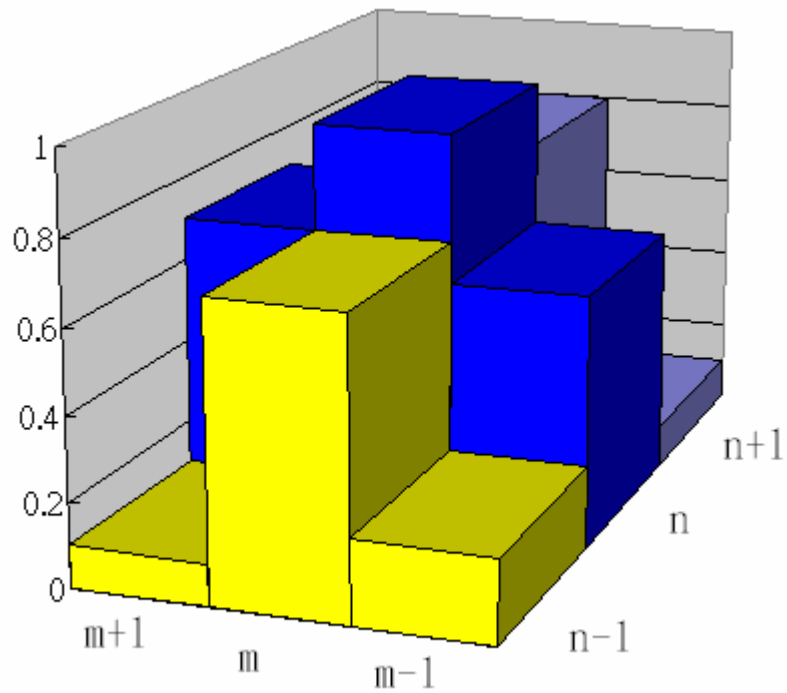


圖 2-8 質問窗內子畫素修正法之互相關係數值示意圖

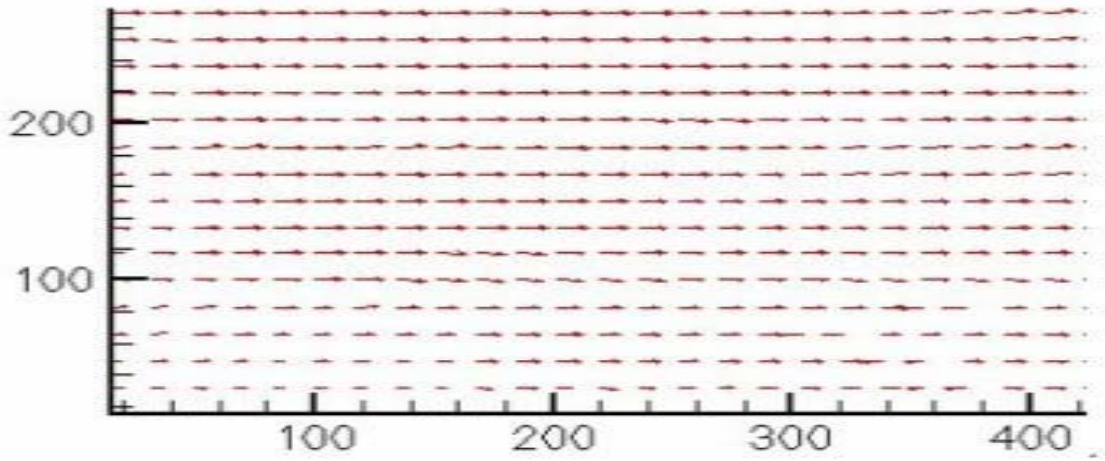


圖 2-9 不一致流速向量 (右下部分)

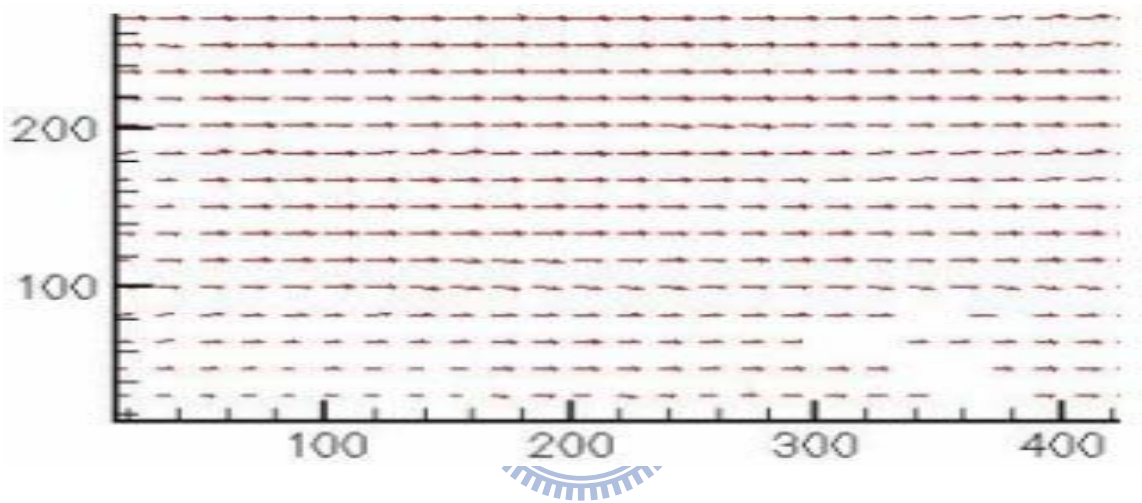


圖 2-10 去除不一致流速向量

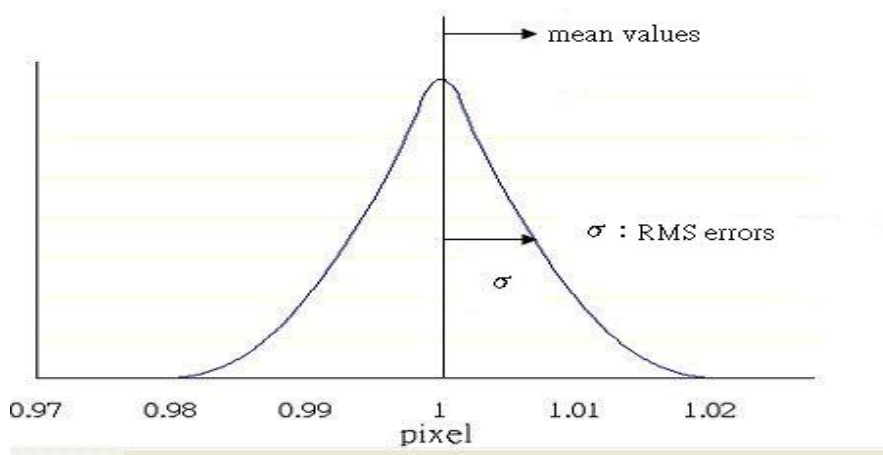


圖 2-11 RMS 誤差之示意圖

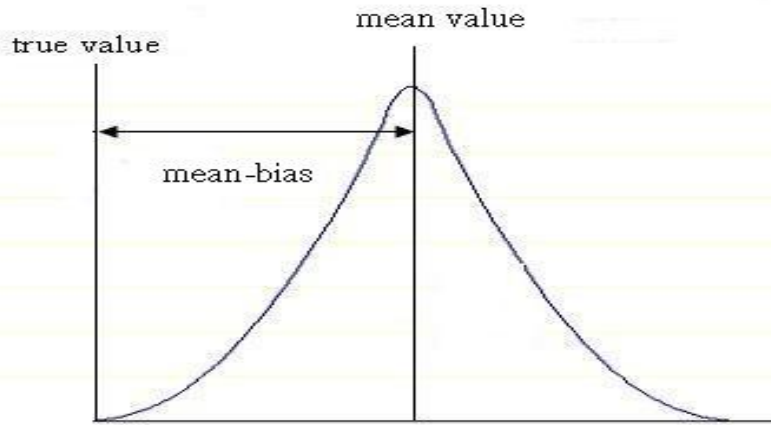


圖 2-12 偏差誤差之示意圖

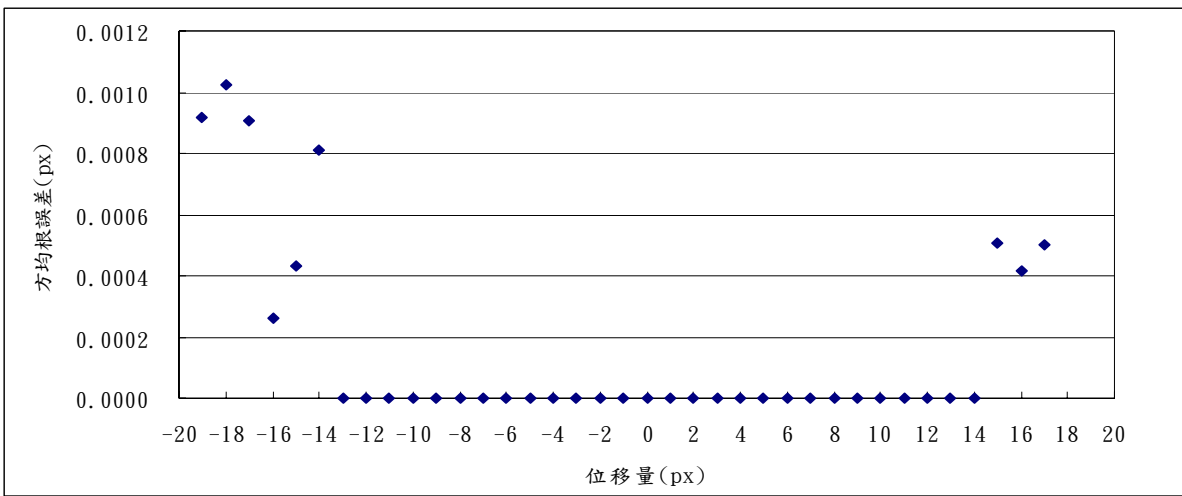


圖 2-13 方均根誤差量

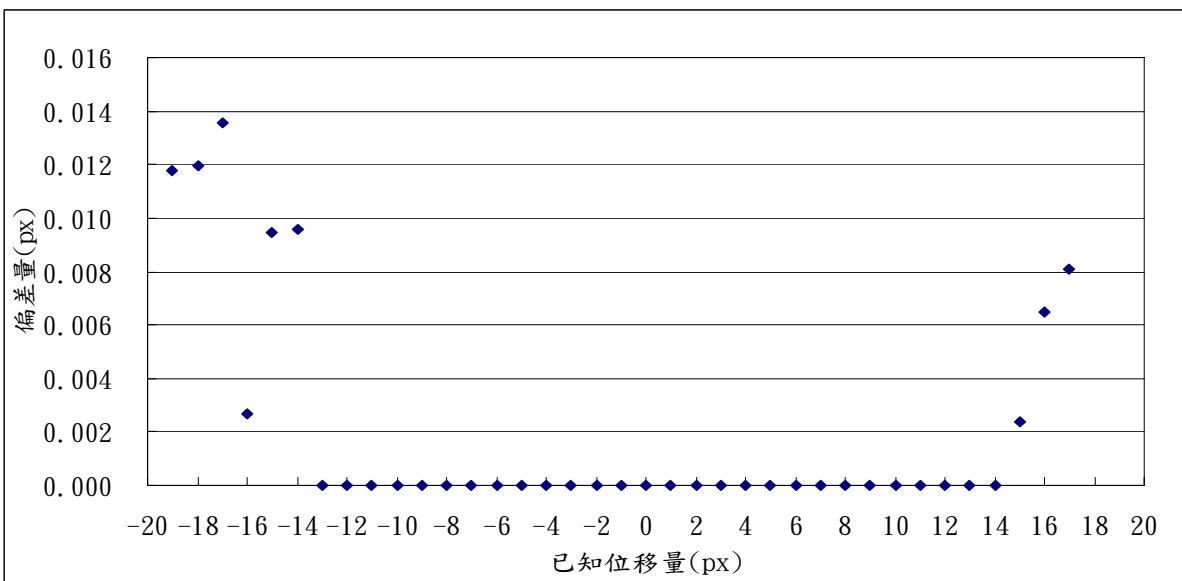


圖 2-14 偏移誤差量

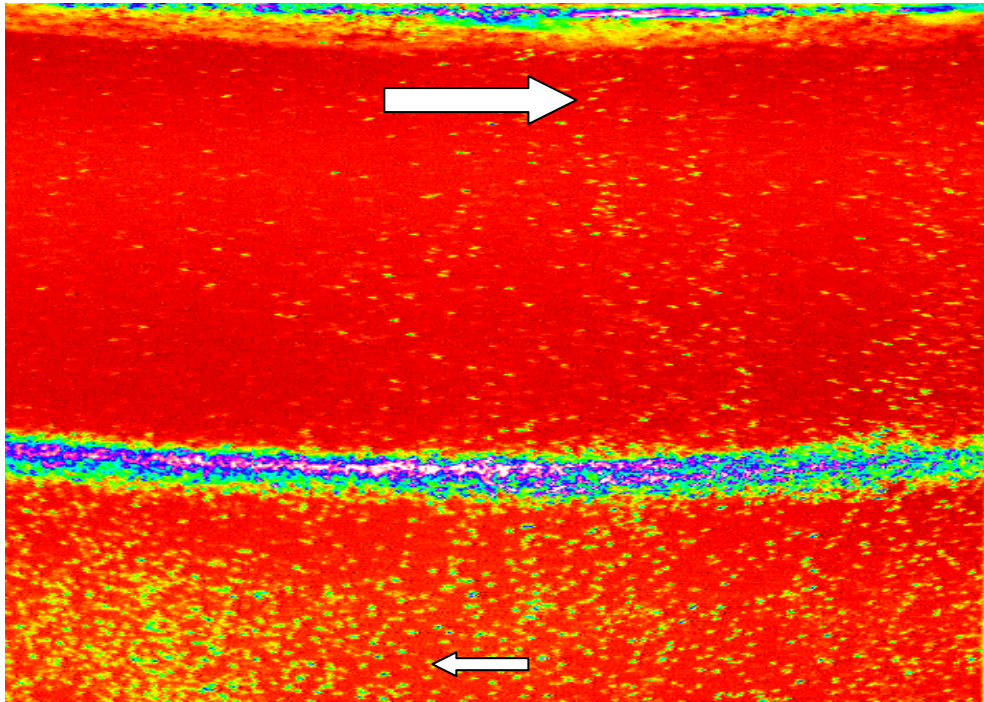


圖 2-15 兩種不同流體的運動，上層速度往右移動、下層往左移動

(資料來源：<http://www.math.uio.no/~jks/matpiv>)

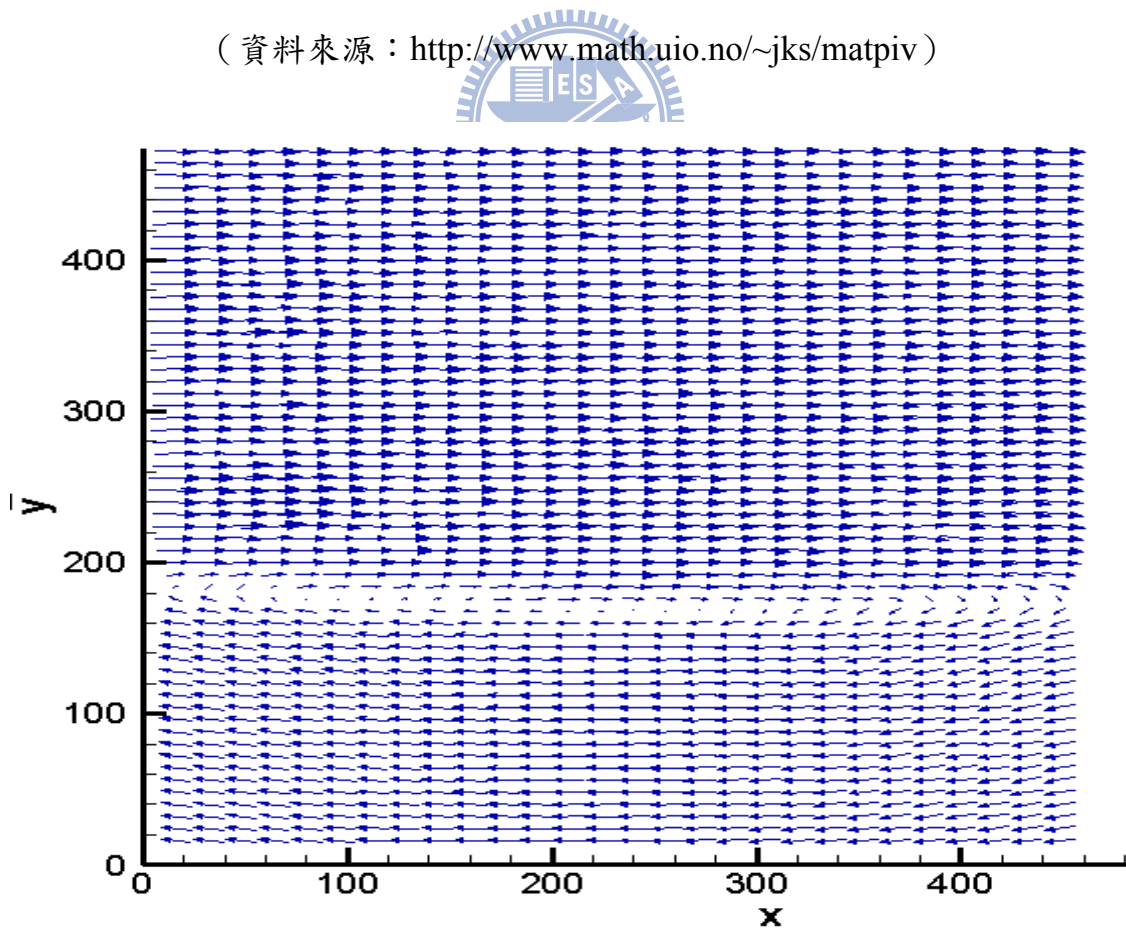


圖 2-16 為圖 2.15 之 PIV 計算結果，於交界面處產生流體交互作用

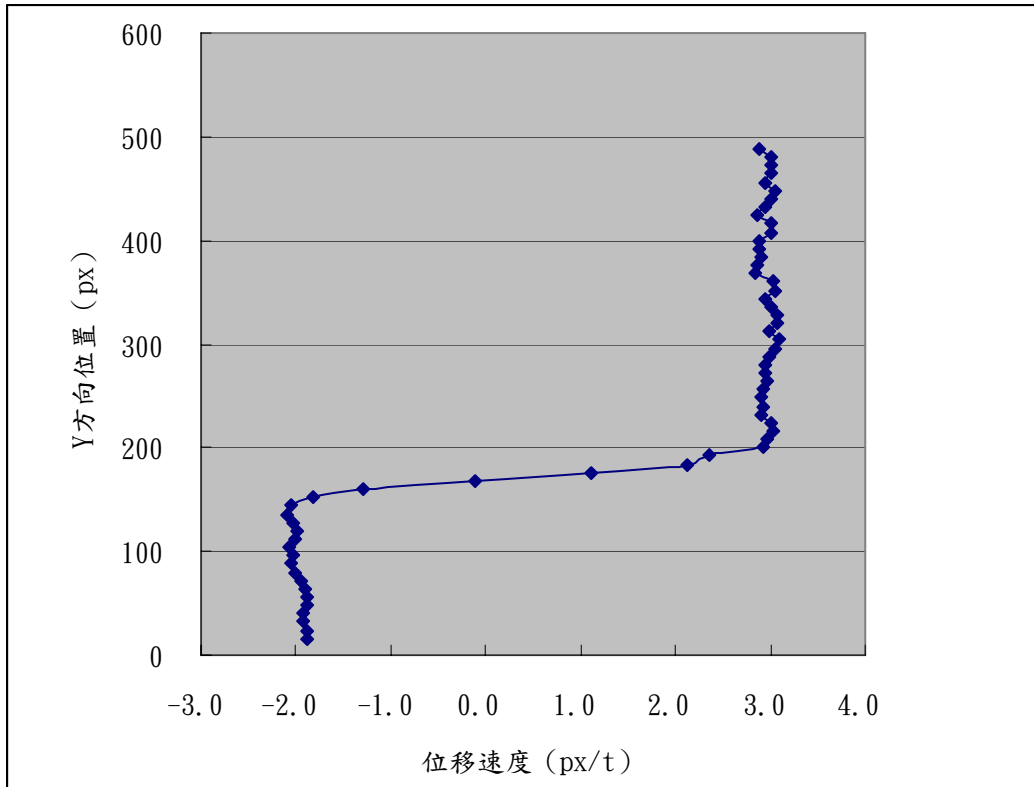


圖2-17 為圖2-16於288px位置處之質點位移速度分佈



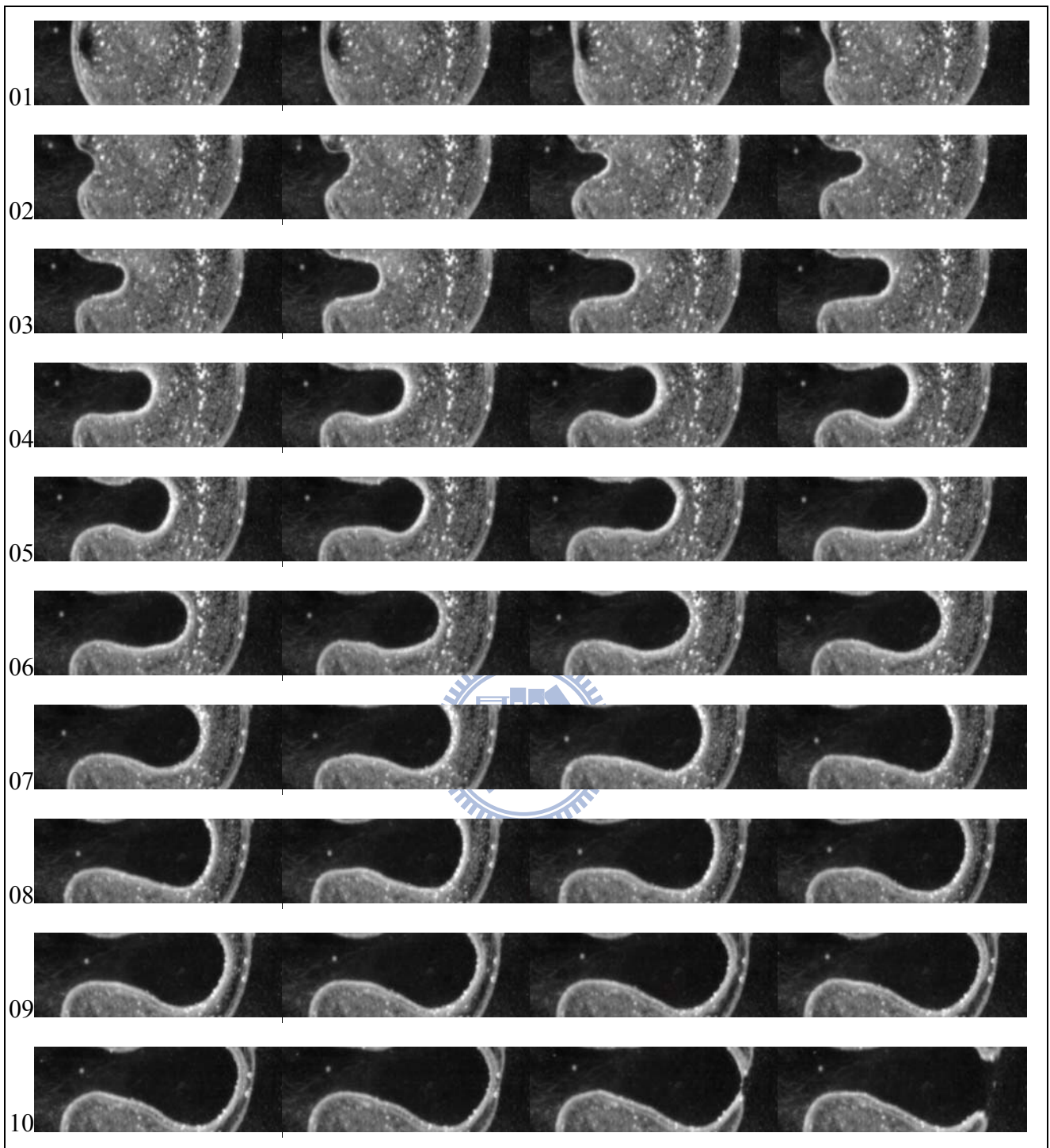


圖 3-1 液體噴流於凹槽內累積能量系列圖 (壓力震波強度為 60kPa、影像時間間距： $1/2000$ 秒、影像大小： $8.0\text{mm} \times 3.0\text{mm}$. 氣泡最大半徑： 3.5 mm .)

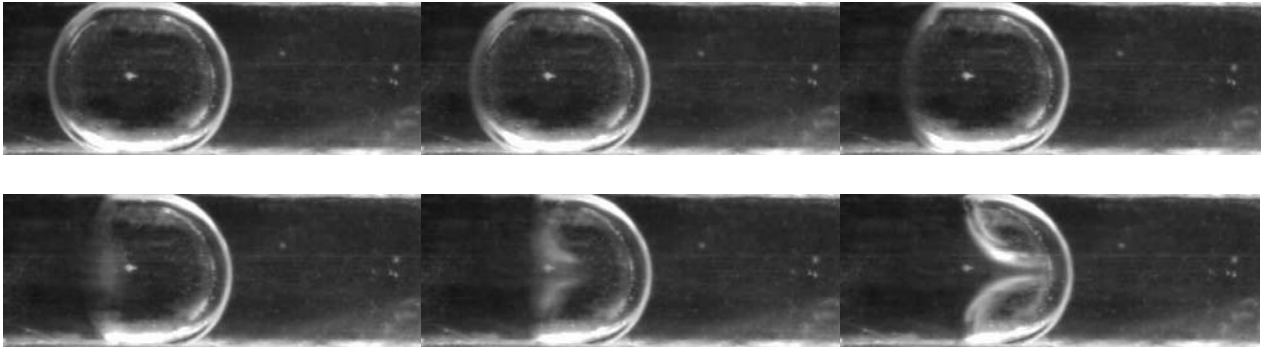


圖3-2扁平氣泡之液體噴流形成過程；影像時間間距 1/2000 秒（壓力波強度為155 kPa）

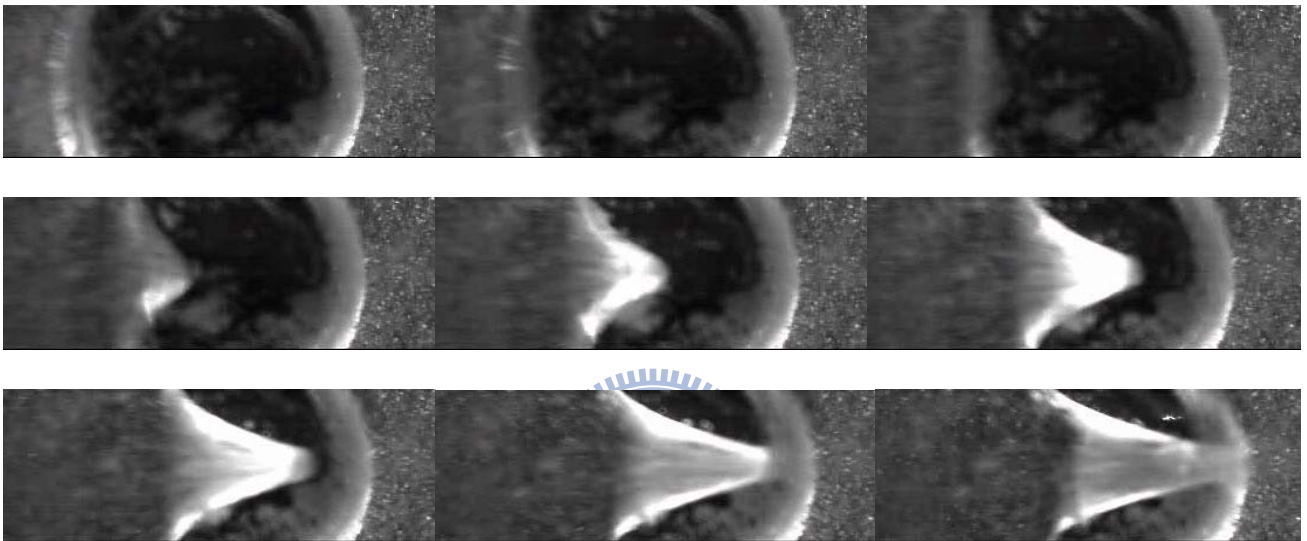


圖3-3雷射光頁下球狀體穴蝕氣泡之液體噴流形成過程；影像時間間距 1/4000 秒（壓力波強度為170 kPa）

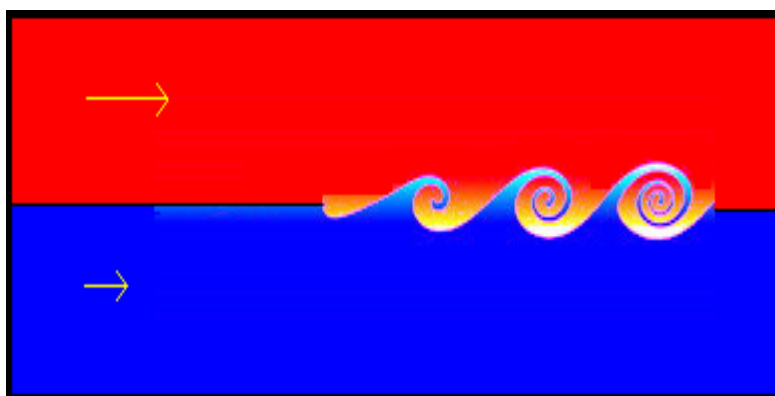


圖3-4 不同流體間之剪應力相互作用下產生Kelvin-Helmholtz不穩定性

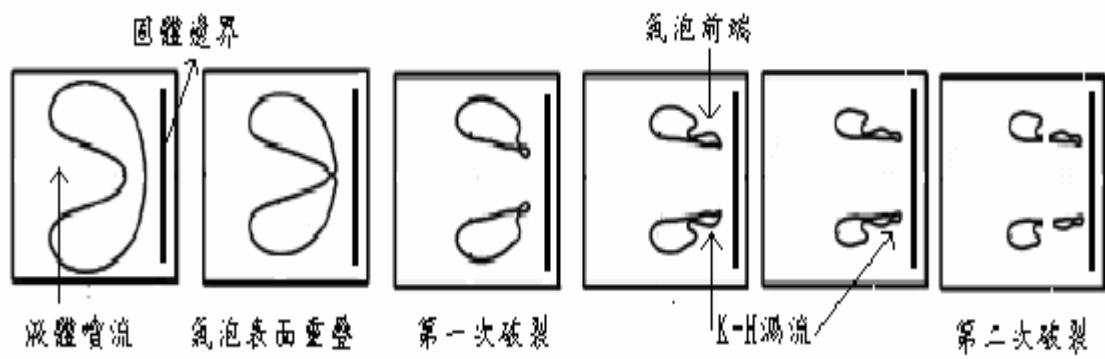


圖 3-5 扁平氣泡受壓產生液體噴流、氣泡表面重疊、K-H 渦流與氣泡破裂過程示意

圖

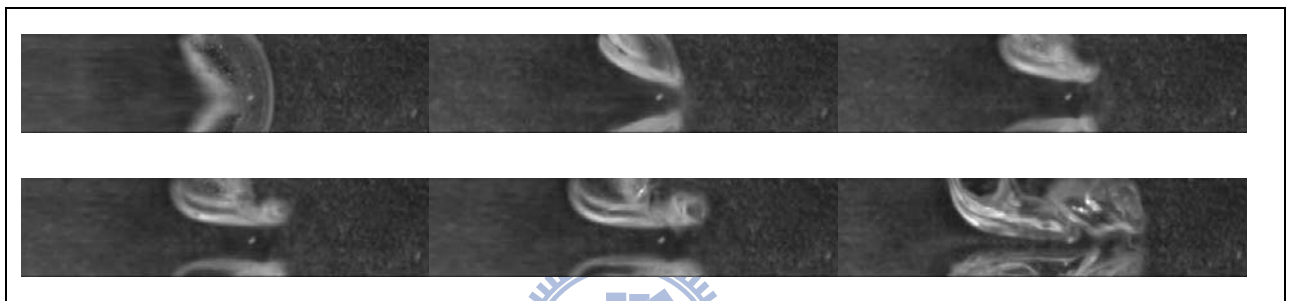


圖 3-6 為液體噴流、氣泡表面重疊、氣泡第一次破裂、K-H 渦流形成、第二次氣泡破裂過程（由上而下、由左而右）

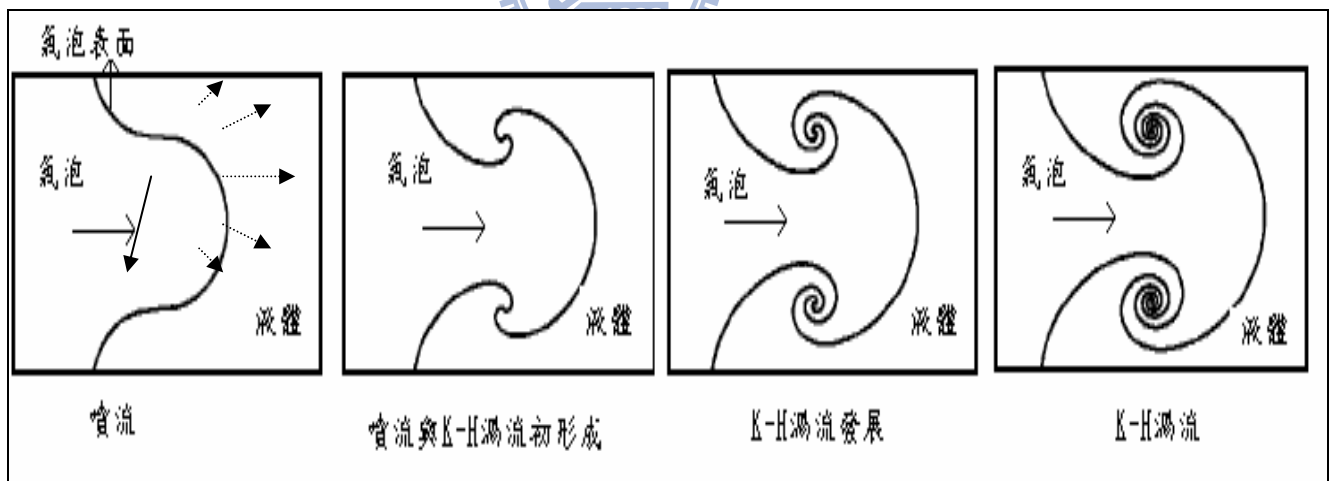


圖 3-7 球狀體氣泡之 K-H 渦流形成與發展過程

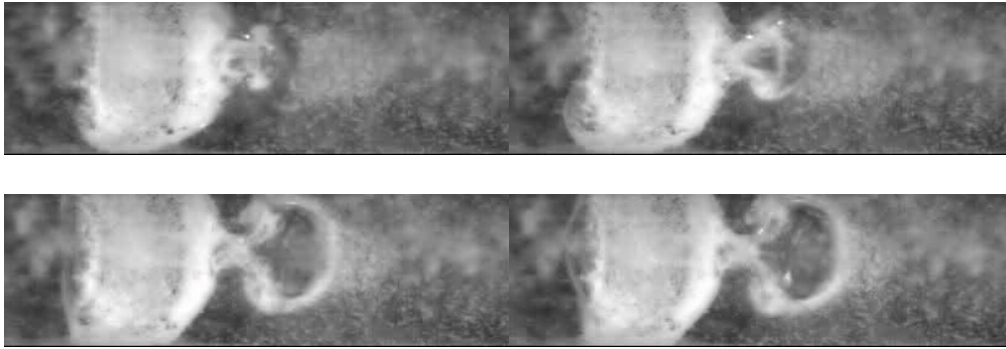


圖 3-8 球狀體 K-H 渦流之形成與發展過程，分別為噴流、K-H 渦流初形成、渦流發展中與 K-H 渦流（由上而下、由左而右）

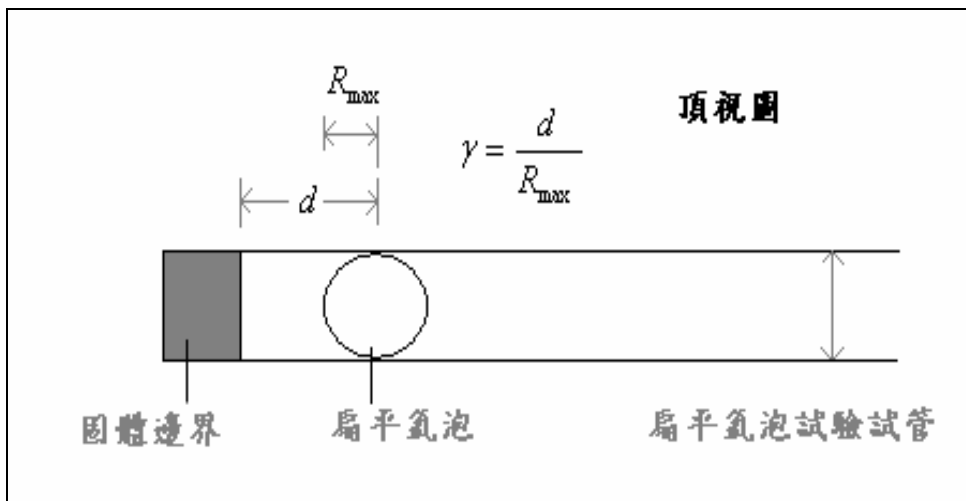


圖 3-9 扁平氣泡距離參數示意圖

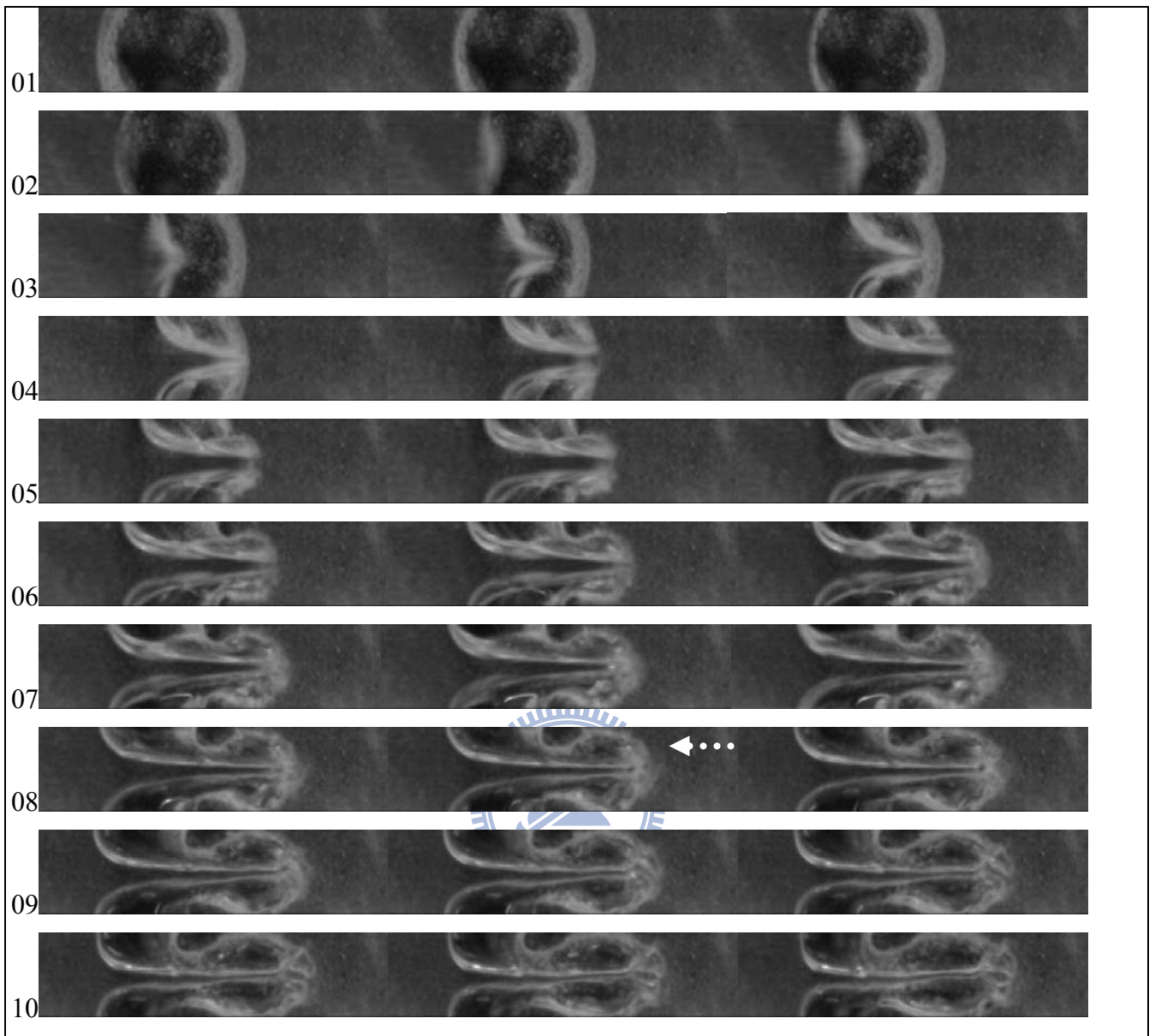


圖3-10 距離參數 $\gamma \approx 7$ 之扁平穴蝕氣泡破裂過程，第01-04行為氣泡內凹至第一次破裂過程，第05-10行為K-H渦流發展過程(虛線箭頭：為K-H渦流)，最大壓力波強度為102 kPa，影像時間間距 1/4000 秒，影像大小為16.8 mm × 3.4 mm，氣泡半徑為3.0 mm。

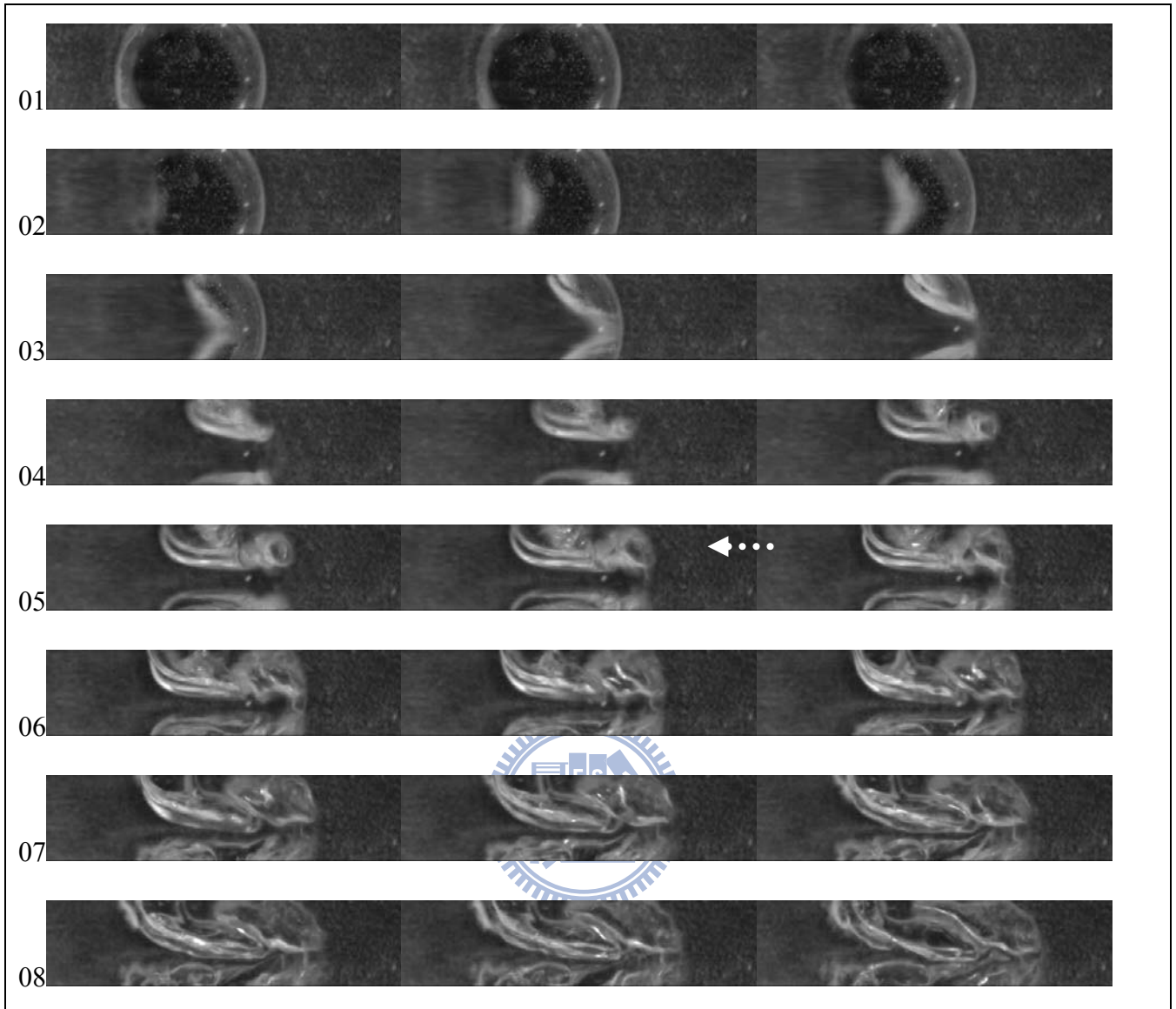


圖3-11 震波壓力增強後距離參數 $\gamma \approx 7$ 之扁平穴蝕氣泡破裂過程；第01-03行為氣泡內凹至第一次破裂過程，第04行為K-H渦流發展過程(虛線箭頭：為K-H渦流)，第05-08行為氣泡第二次破裂過程；壓力波強度為167 kPa，影像時間間距 1/4000 秒，影像大小為16.8 mm × 3.4 mm，氣泡半徑為3.0 mm。

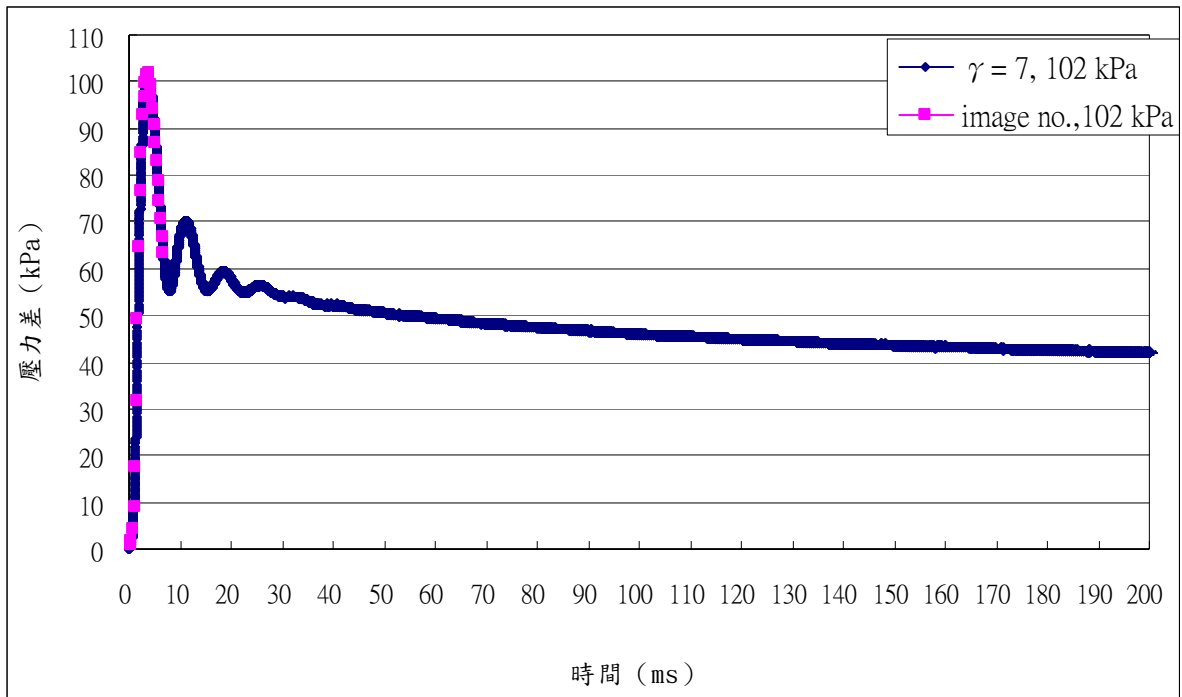


圖 3-12 $\gamma \approx 7$ 扁平管內之壓力波強度變化關係；壓力波強度 102kPa，隨後之拉張力波強度 55kPa，脈衝歷時 3.75 ms； $\gamma=7$ 為固體邊界處之壓力歷線，image no. 為圖 3-10 的影像對應之壓力量測值（壓力差 $\Delta P = P_m - P_{atm}$ ， P_m ：量測值）。

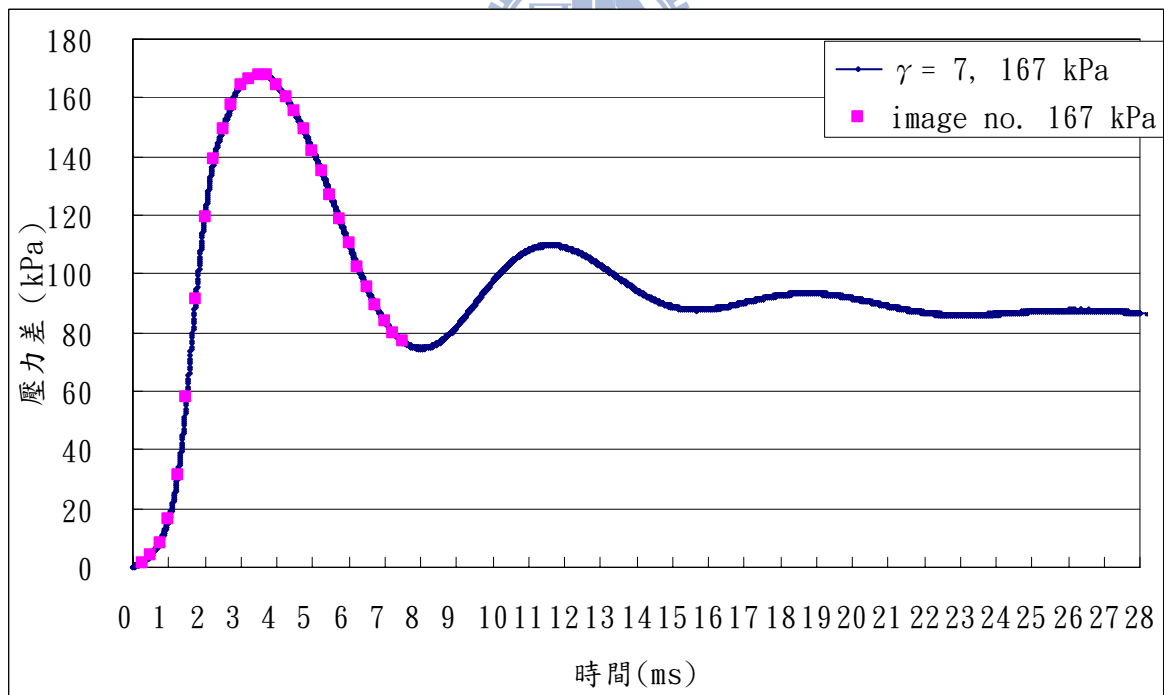


圖 3-13 震波壓力增強後 $\gamma \approx 7$ 扁平管內之壓力波強度變化關係；壓力波強度 167kPa，隨後之拉張力波強度 75kPa，脈衝歷時 3.25 ms； $\gamma=7$ 為固體邊界處之壓力歷線，image no. 為圖 3-11 的影像對應之壓力量測值。

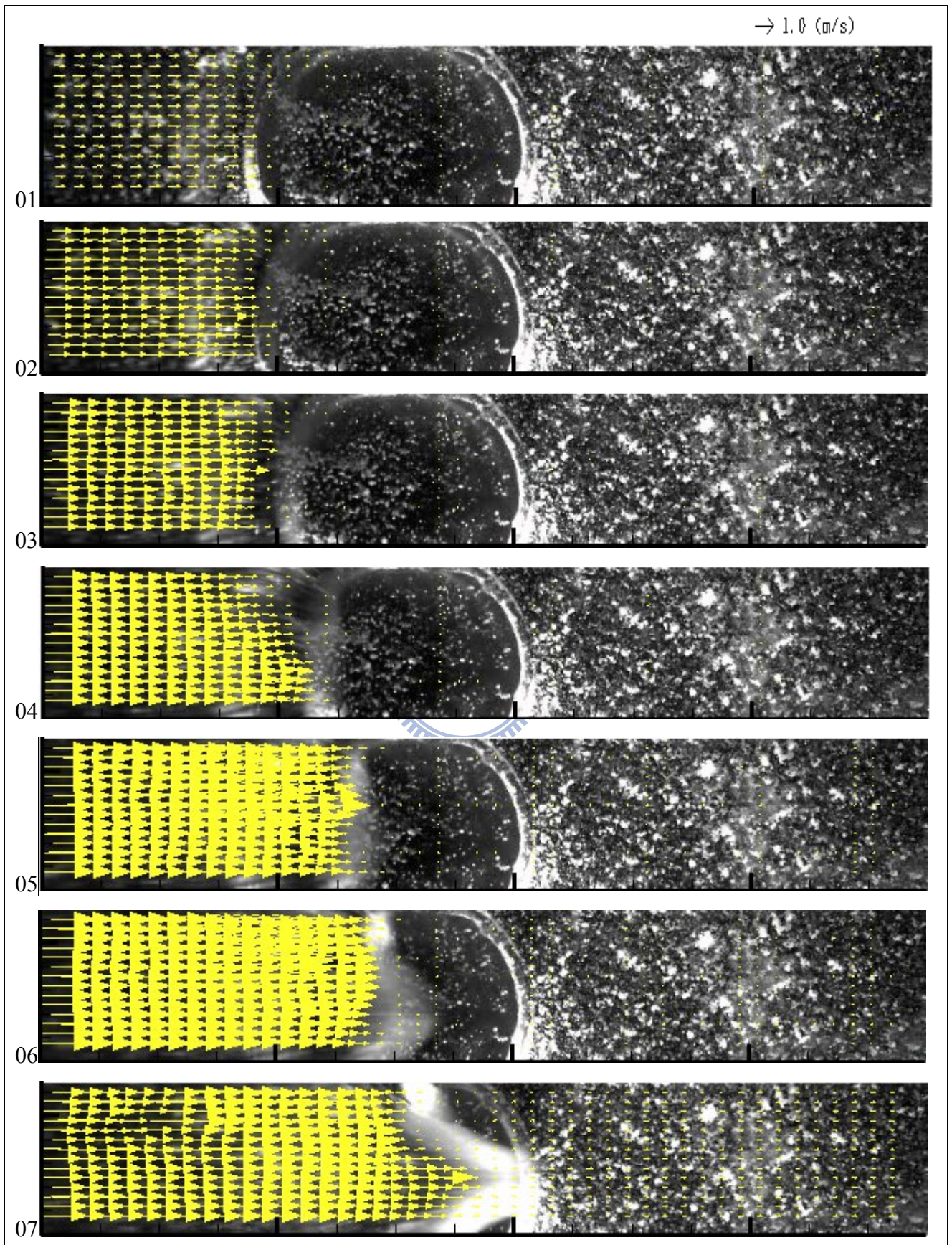


圖 3-14 距離參數 $\gamma \approx 7$ 之氣泡開始受壓變形至氣泡表面重疊之速度流場；壓力波強度分別為 3、8、19、38、66、91 與 100kPa，影像時間間距 1/4000 秒，影像大小為 19.1 mm \times 3.2 mm，氣泡半徑為 3.0 mm。

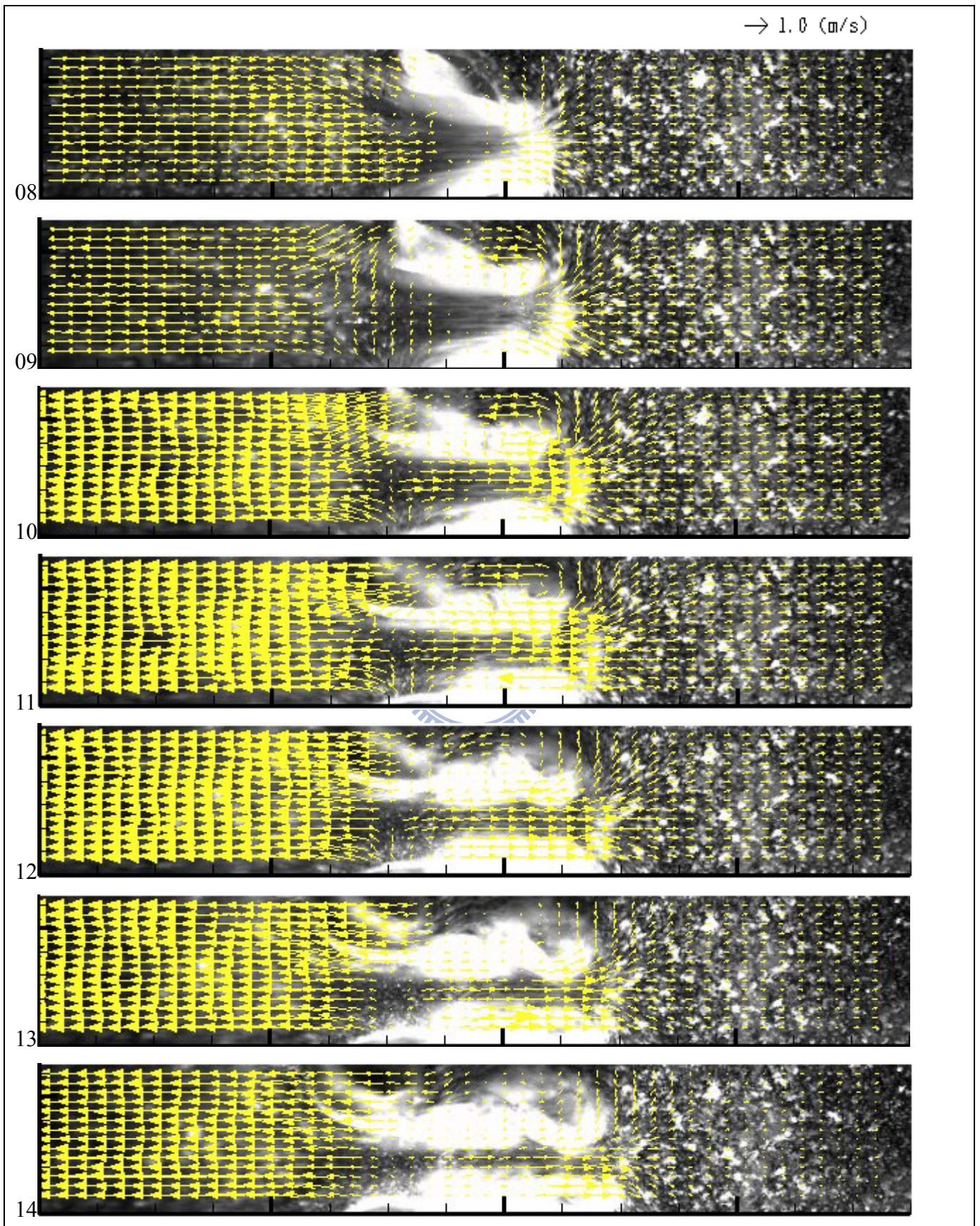


圖 3-15 距離參數 $\gamma \approx 7$ 氣泡表面重疊後至 K-H 渦流形成之速度流場；壓力波強度 118、120、129、130、132、131.7 與 129kPa，影像時間間距為 1/4000 秒，影像大小為 19.1 mm × 3.2 mm。

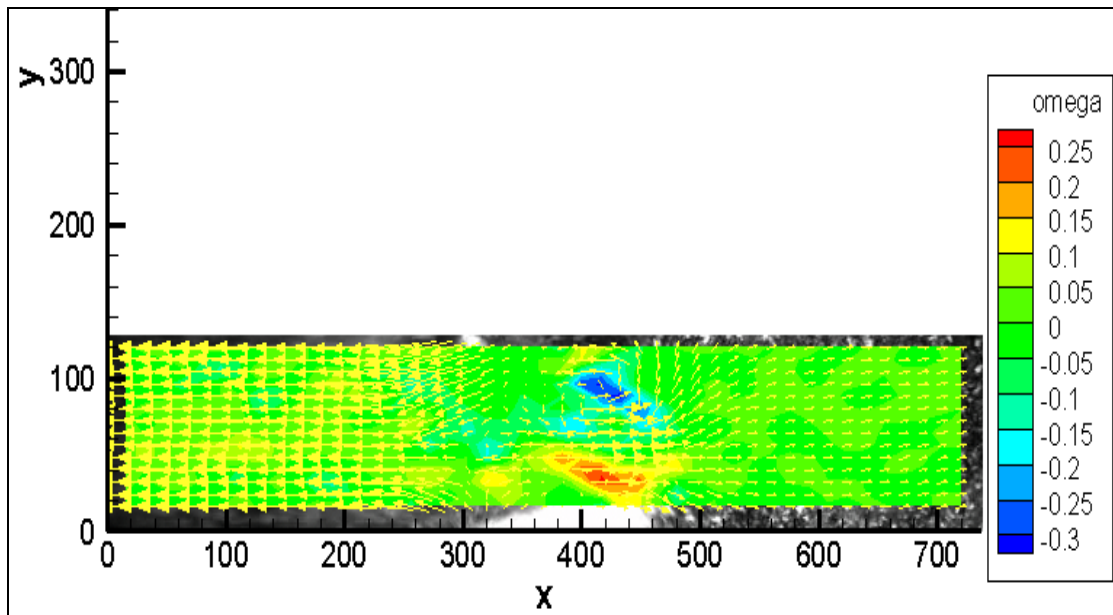


圖 3-16 為圖 3-15 第 10 張 PIV 影像計算結果之渦度圖
(X 與 Y 單位為畫素、omega 顏色為渦度強度值分佈)

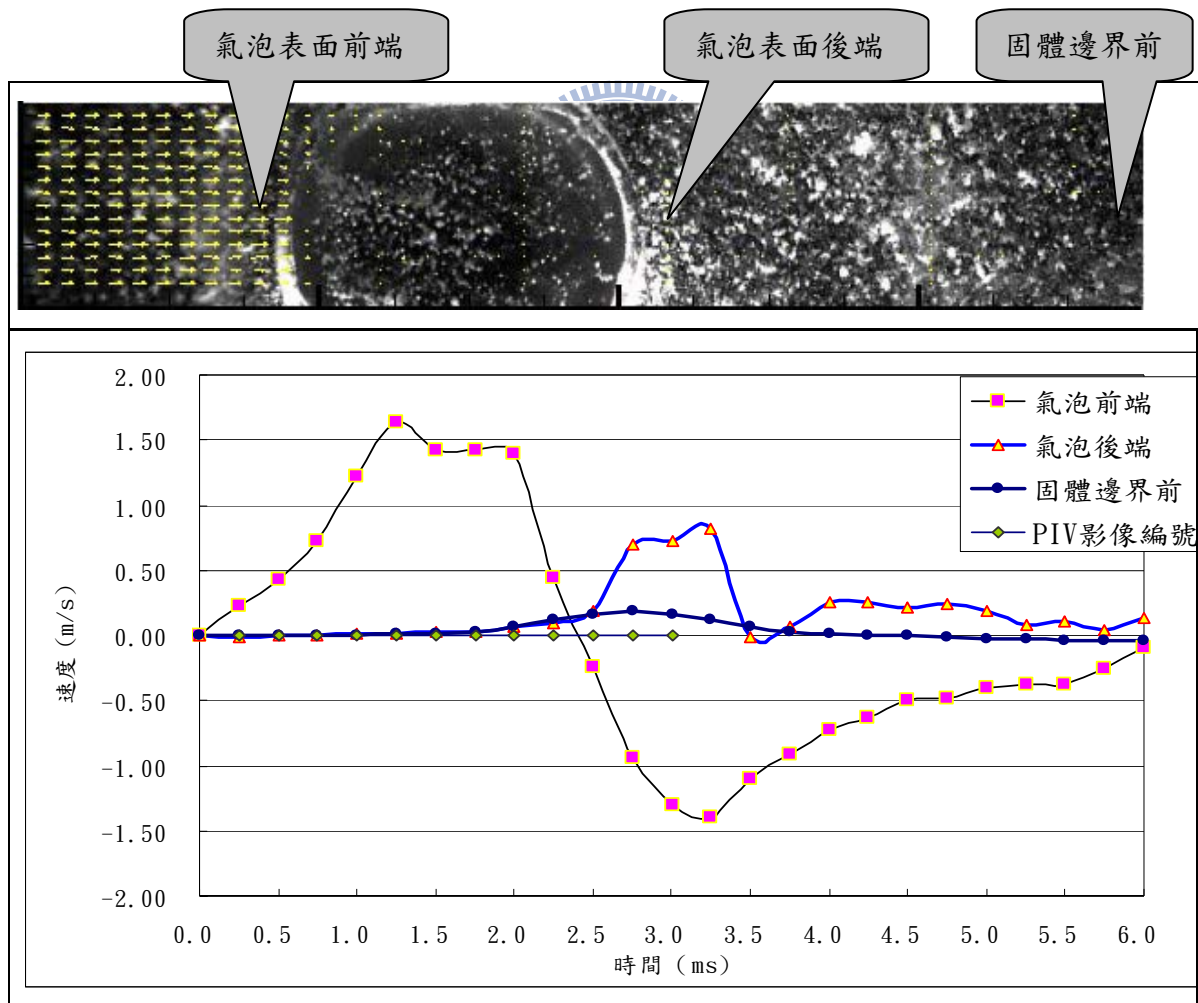


圖 3-17 氣泡前、後端與固體邊界前之速度變化歷線
(註：PIV 影像編號對應圖 3-14 與圖 3-15 之時間)

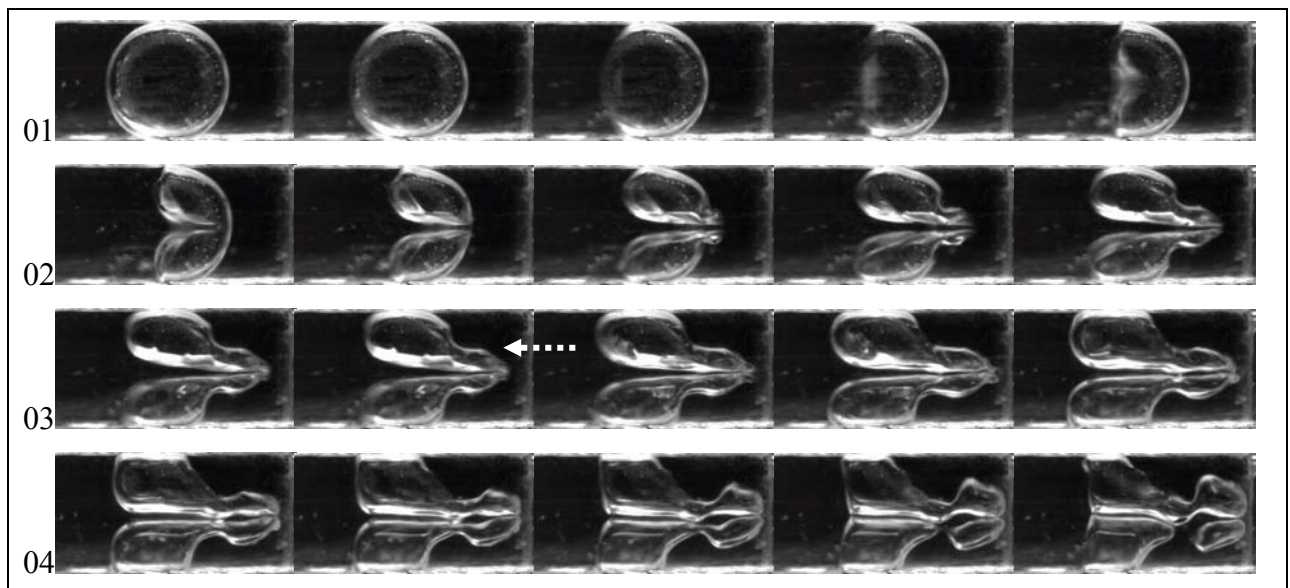


圖 3-18 距離參數 $\gamma \approx 2$ 之穴蝕氣泡破裂過程；第 01 行至 02 行第二張影像為氣泡內凹至第一次破裂過程，第 02 行第三張影像至第 04 行第二張影像為 K-H 渦流發展過程(虛線箭頭：為 K-H 渦流)，第 04 行第四張影像為氣泡第二次破裂過程；最大壓力波強度為 141 kPa，影像時間間距 1/2000 秒，影像大小為 12.5 mm \times 6.0mm，氣泡半徑為 3.0mm。

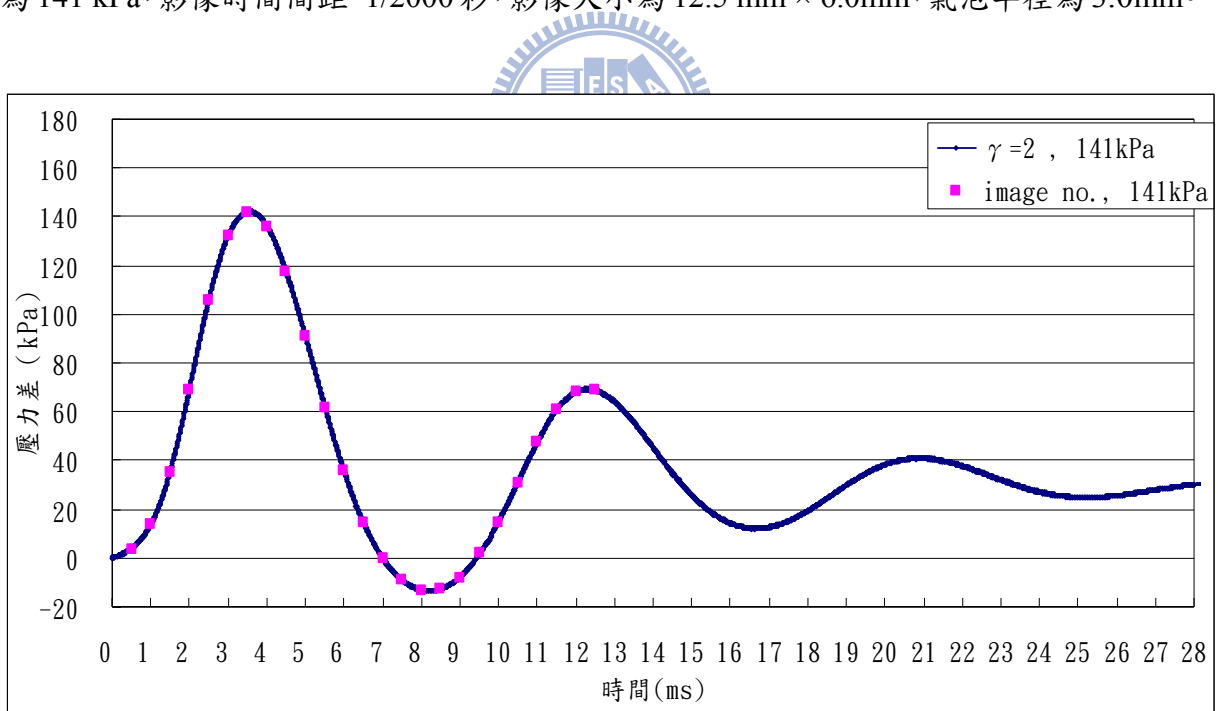


圖 3-19 距離參數 $\gamma \approx 2$ 之扁平管內之壓力波強度變化關係；壓力波強度 141kPa，隨後之拉張力波強度 -14kPa，脈衝歷時 3.5ms； $\gamma = 2$ 為固體邊界處之壓力歷線，image no. 為圖 3-17 之影像對應之壓力量測值。

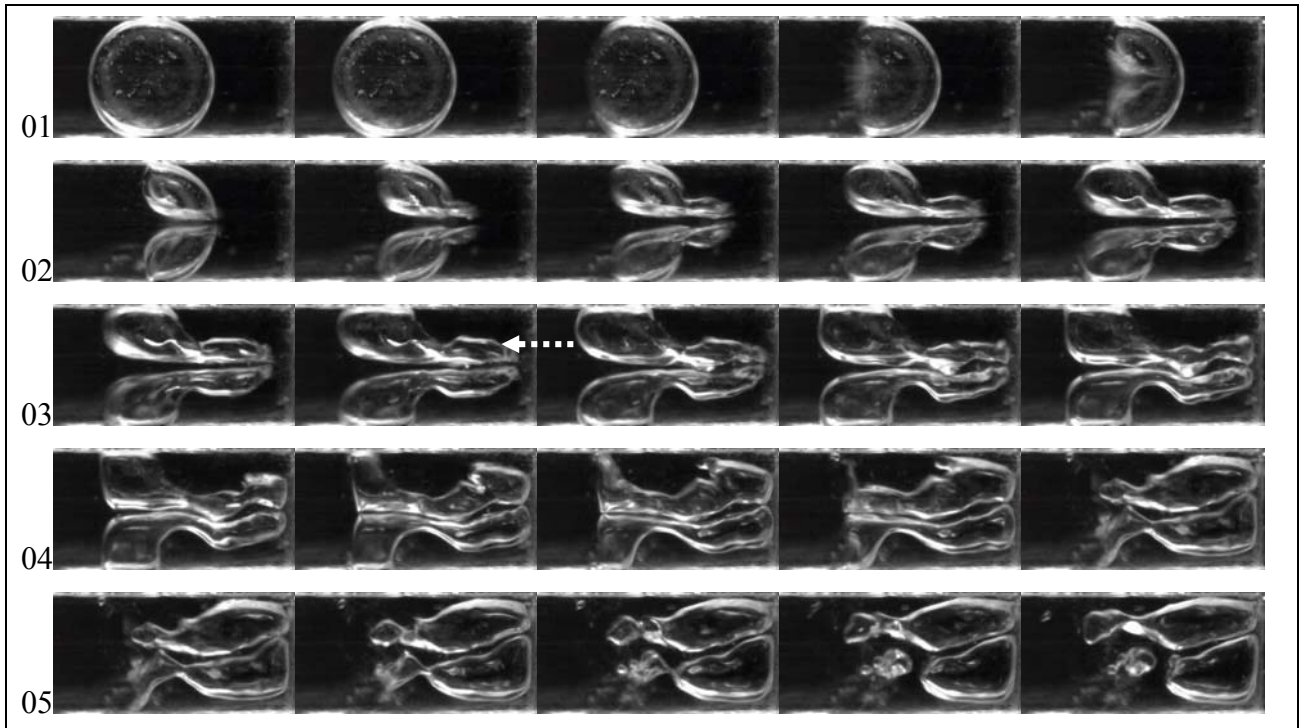


圖 3-20 壓力震波增強後距離參數 $\gamma \approx 2$ 之穴蝕氣泡破裂過程；第 01 行至 02 行第二張影像為氣泡內凹至第一次破裂過程，第 02 行第二張影像至第 03 行第三張影像為 K-H 渦流發展過程(虛線箭頭：為 K-H 渦流)，第 03 行第四張至第 05 行第二張影像為氣泡碰至固體邊界產生氣泡扭曲現象，第 05 行第三張影像為氣泡第二次破裂；最大壓力波強度為 186 kPa，影像時間間距 1/2000 秒，影像大小為 12.3 mm × 6.0mm，氣泡半徑為 3.0 mm。

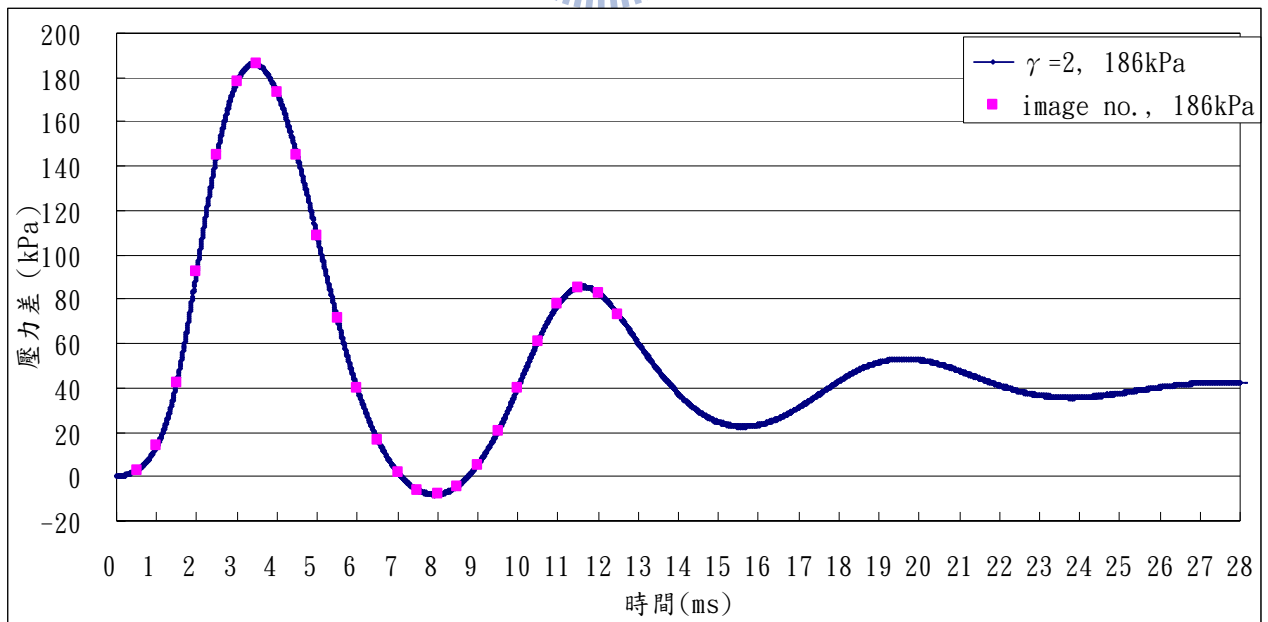


圖 3-21 壓力震波增強後距離參數 $\gamma \approx 2$ 之扁平管內之壓力波強度變化關係；壓力波強度 186kPa，隨後之拉張力波強度-14kPa，脈衝歷時 3.5ms； $\gamma = 2$ 為固體邊界處之壓力歷線，image no. 為圖 3-19 之影像對應之壓力量測值。

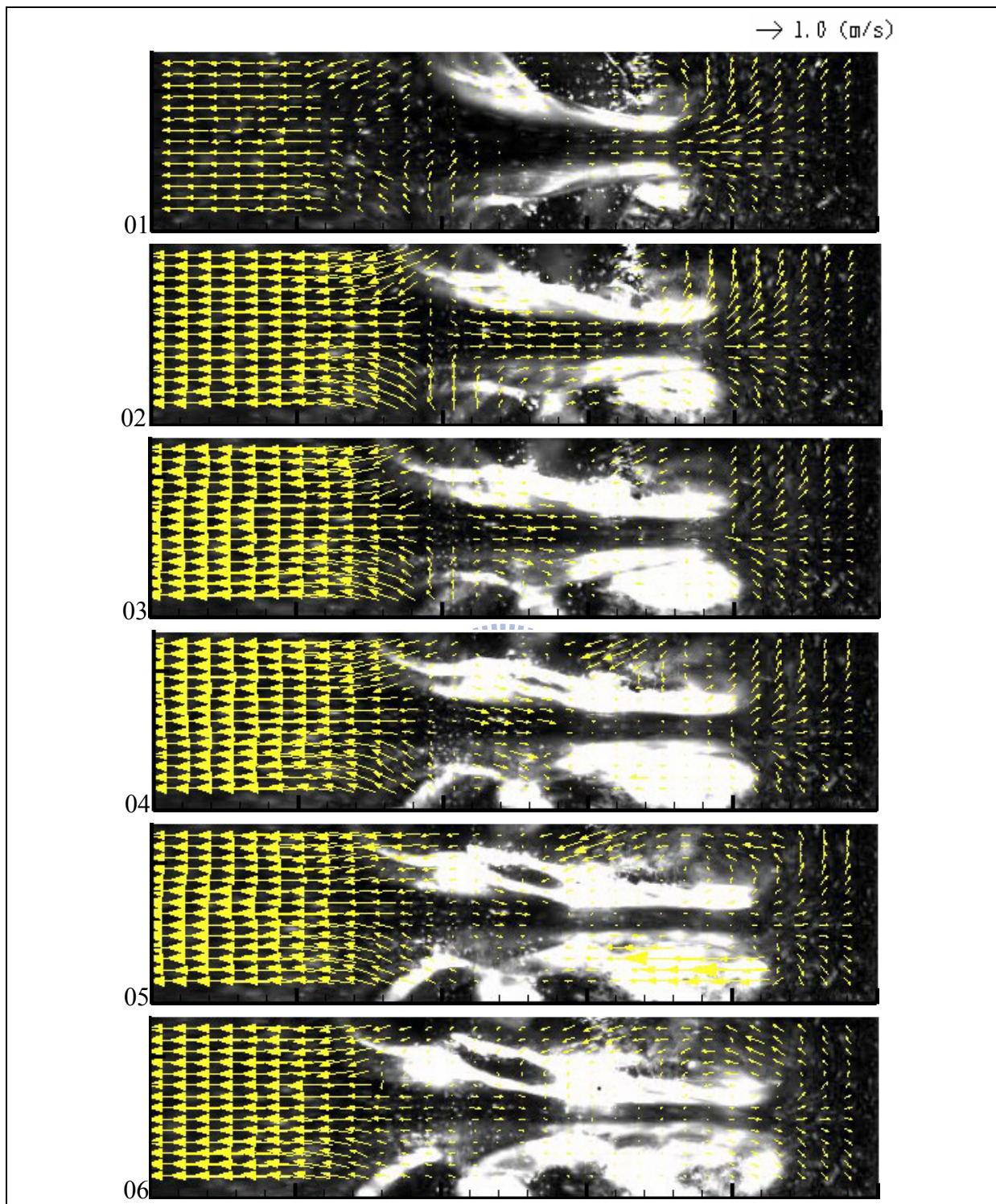


圖 3-22 距離參數 $\gamma \approx 2$ 之氣泡表面重疊後突破表面至 K-H 渦流形成之速度流場；壓力波強度：100、122、140、150、158 與 160 kPa，影像時間間距為 1/4000 秒，影像大小為 12.7 mm × 3.2 mm，氣泡半徑為 3.0 mm)。

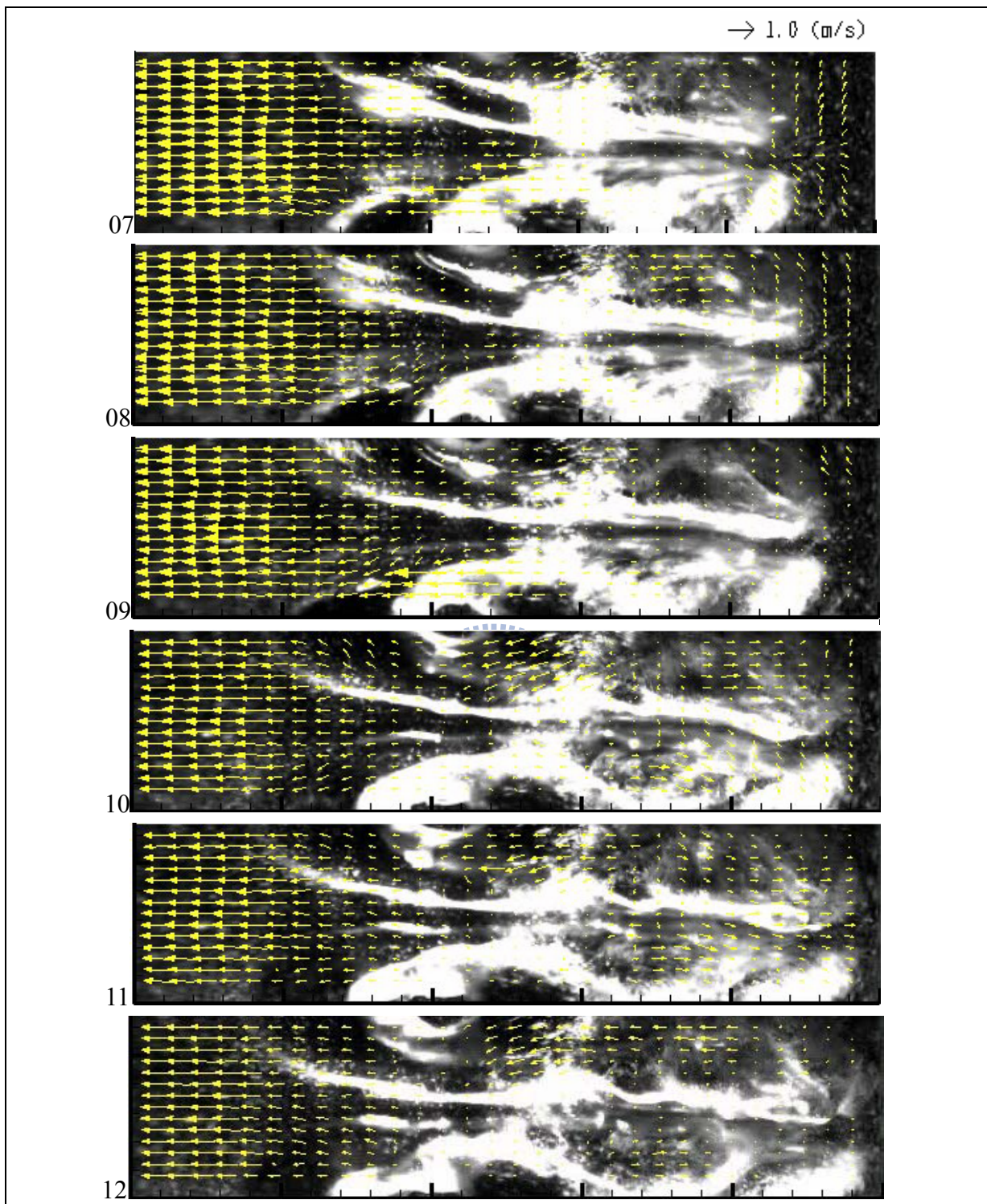


圖 3-23 距離參數 $\gamma \approx 2$ 之 K-H 渦流碰及固體邊界之速度流場；壓力波強度：159、155、150、141、132 與 121kPa，影像時間間距為 1/4000 秒，影像大小為 12.7 mm \times 3.2 mm，氣泡半徑為 3.0 mm。

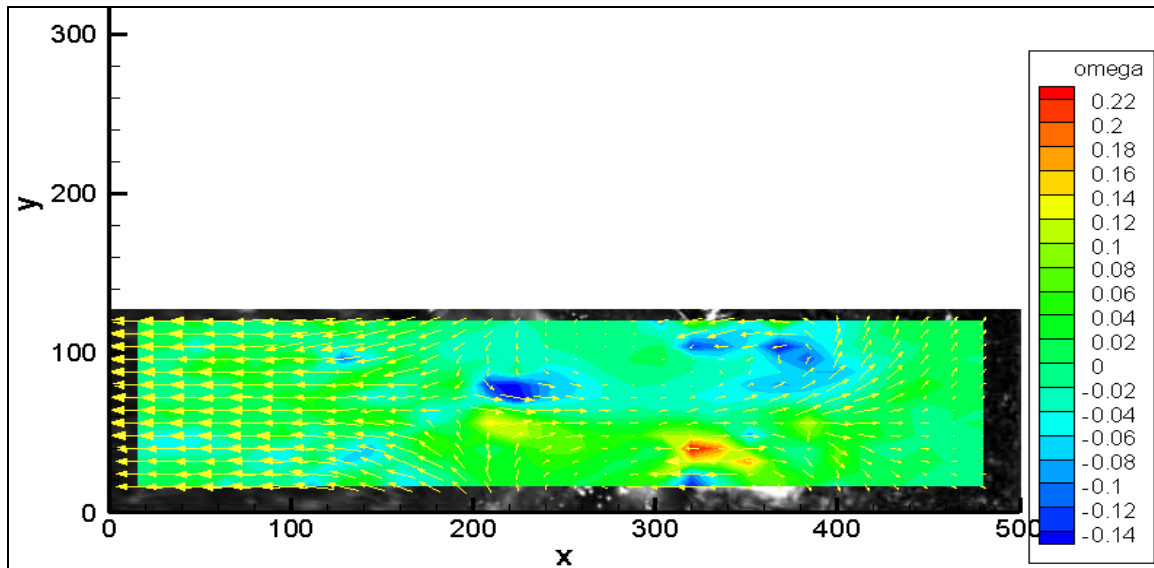


圖 3-24 為圖 3-22 第 02 張 PIV 影像計算結果之渦度圖
(X 與 Y 單位為畫素、omega 顏色為渦度強度值分佈)

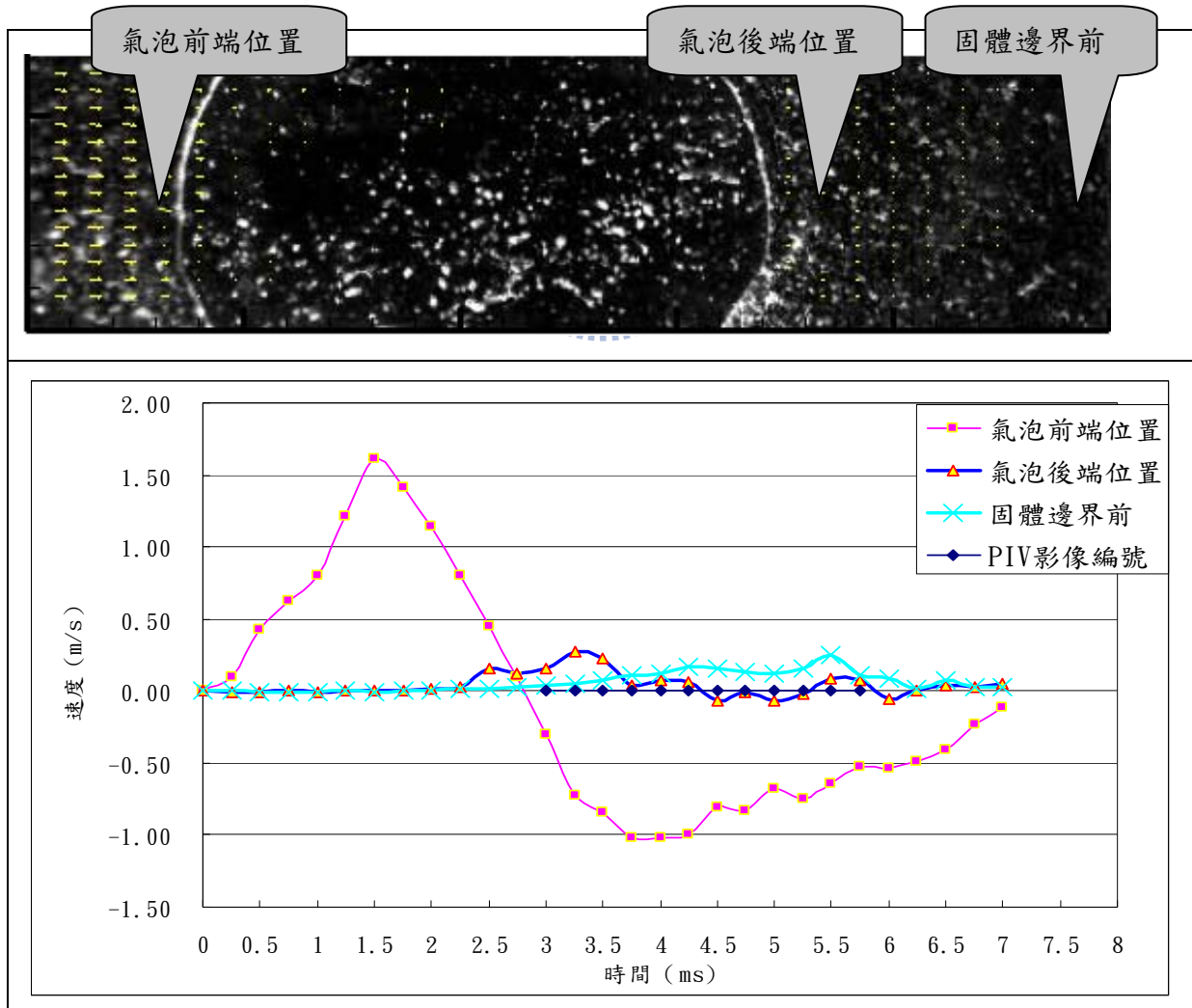


圖 3-25 氣泡前、後端與固體邊界前之速度變化歷線

註：PIV 影像編號為圖 3-21 與圖 3-22 依序排列，共 12 張影像之計算結果

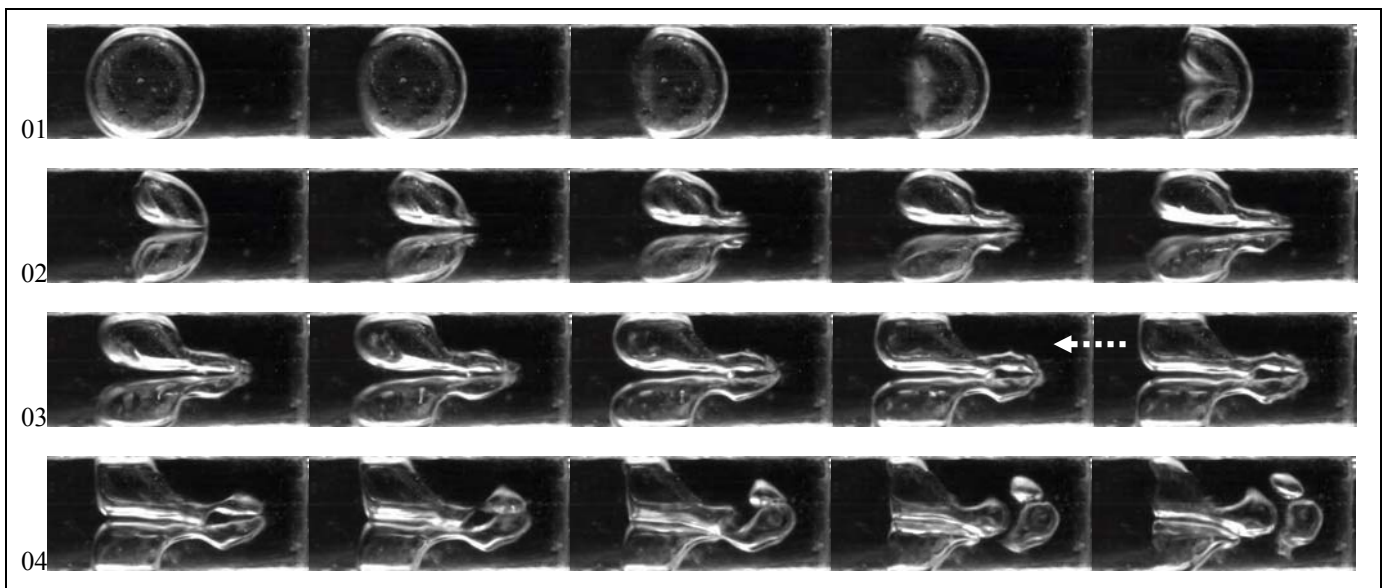


圖 3-26 距離參數 $\gamma \approx 3$ 之穴蝕氣泡破裂過程；第 01 行至 02 行第一張影像為氣泡內凹至第一次破裂過程，第 02 行第二張影像至第 04 行第一張影像為 K-H 渦流發展過程(虛線箭頭：為 K-H 渦流)，第 04 行第二張影像為氣泡第二次破裂過程；最大壓力波強度為 172 kPa，影像時間間距 1/2000 秒，影像大小為 14.2 mm × 6.0mm，氣泡半徑為 3.0 mm。

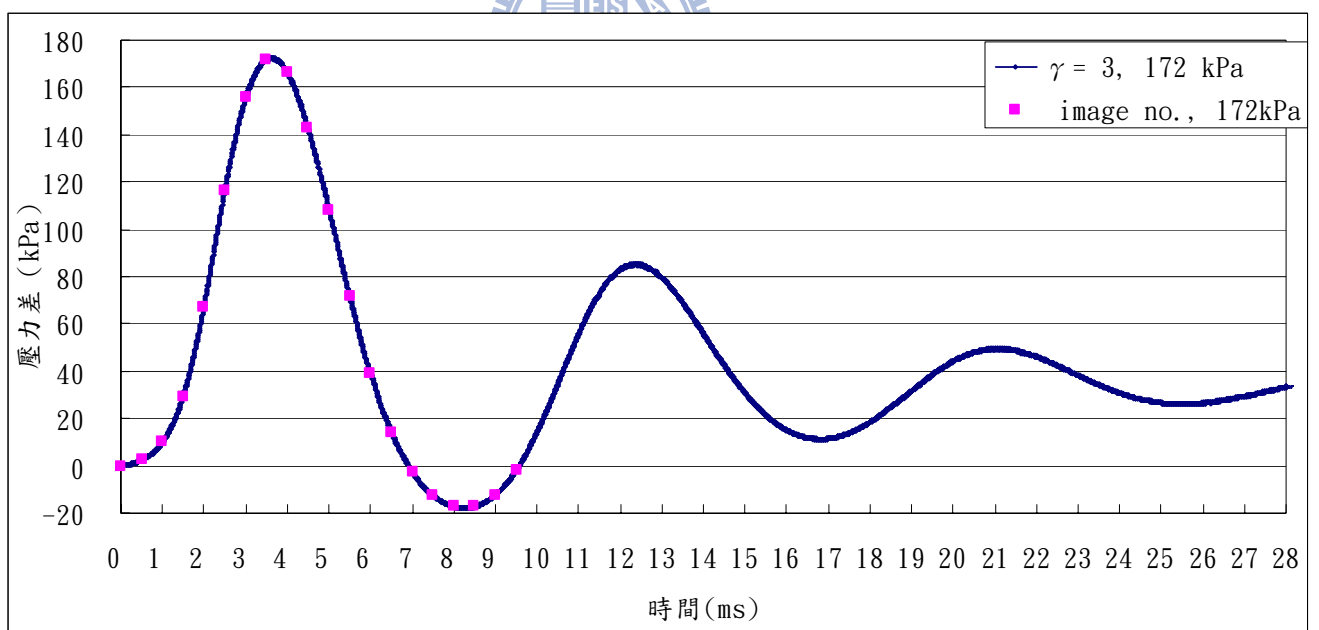


圖 3-27 $\gamma \approx 3$ 扁平管內之壓力波強度變化關係；壓力波強度 172kPa，隨後之拉張力波強度-17kPa，脈衝歷時 3.5ms； $\gamma = 3$ 為固體邊界處之壓力歷線，image no. 為圖 3-24 之影像對應之壓力量測值。

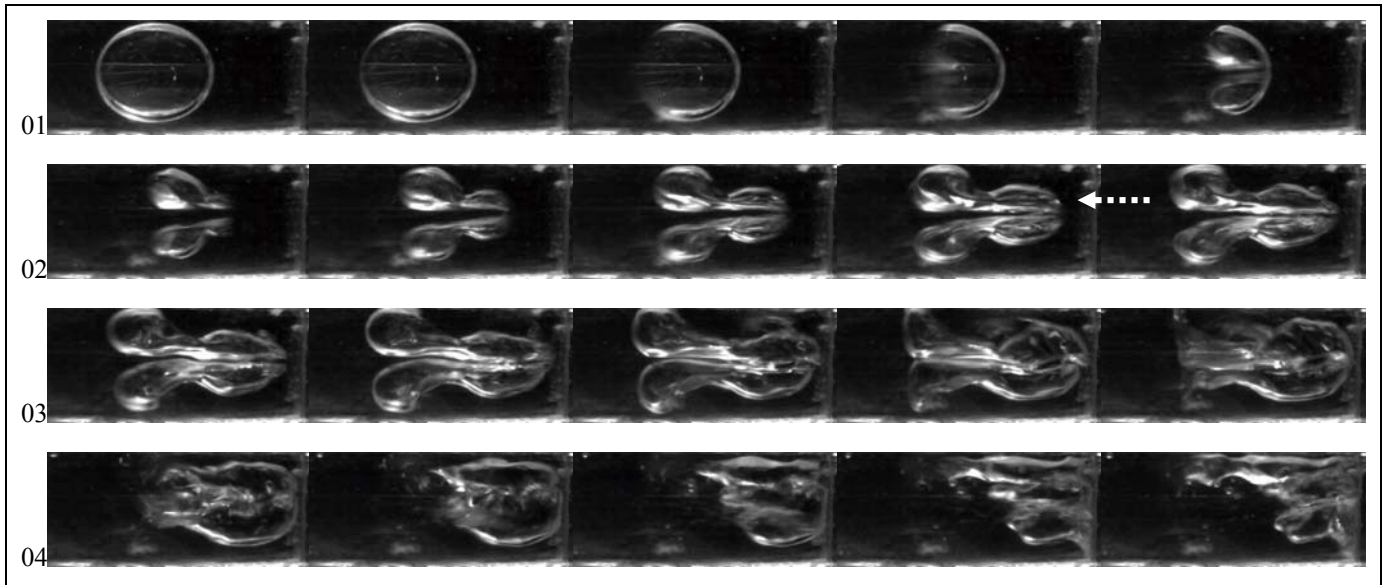


圖 3-28 距離參數 $\gamma \approx 3$ 之穴蝕氣泡破裂過程；第 01 行至 02 行第一張影像為氣泡內凹至第一次破裂過程，第 02 行第二張至第 03 行影像為 K-H 渦流發展過程(虛線箭頭：為 K-H 渦流)，第 04 行第一張影像氣泡表面碰至固體邊界，隨後產生氣泡扭曲現象，氣泡再次破裂；壓力波強度為 275 kPa，影像時間間距 1/2000 秒，影像大小為 12.3 mm \times 6.0mm，氣泡半徑為 2.8 mm。

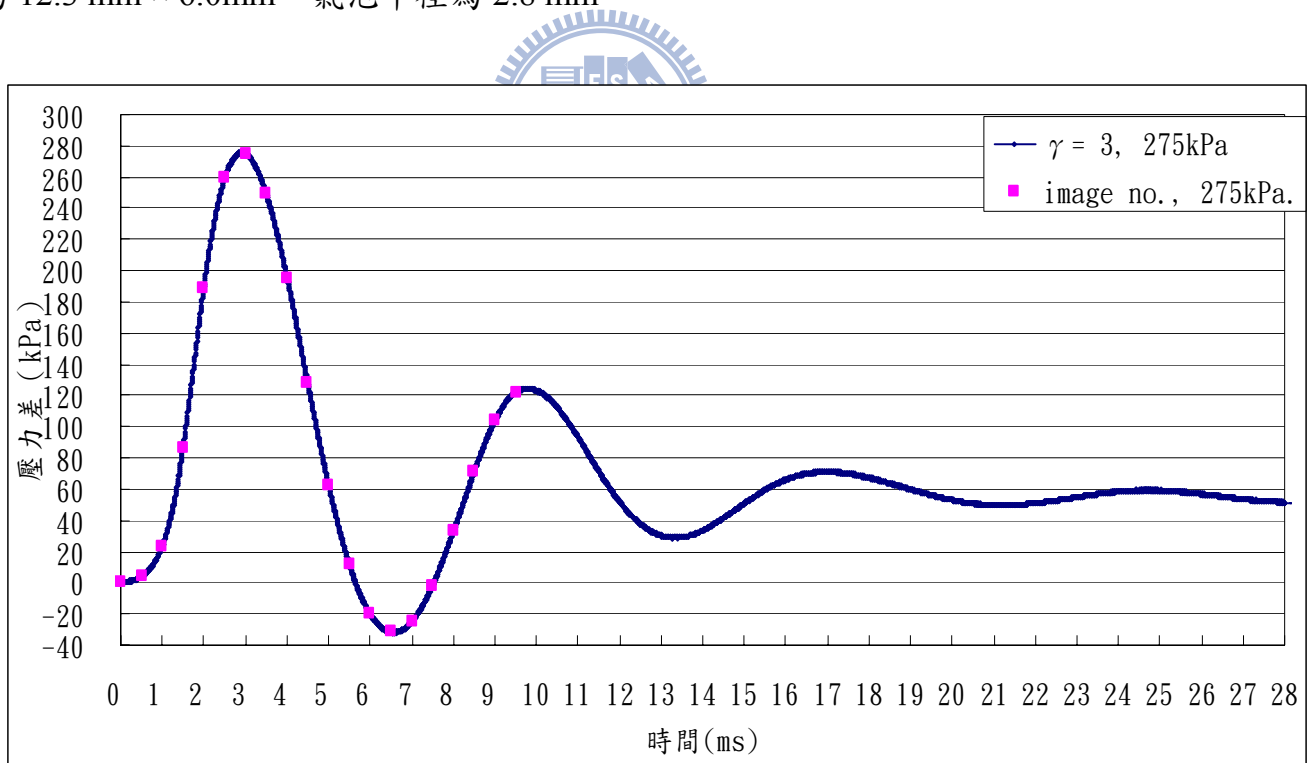


圖 3-29 $\gamma \approx 3$ 扁平管內之壓力波強度變化關係；壓力波強度 275kPa，隨後之拉張力波強度-32kPa，脈衝歷時 3.0ms； $\gamma = 3$ 為固體邊界處之壓力歷線，image no. 為圖 3-26 之影像對應之壓力量測值。

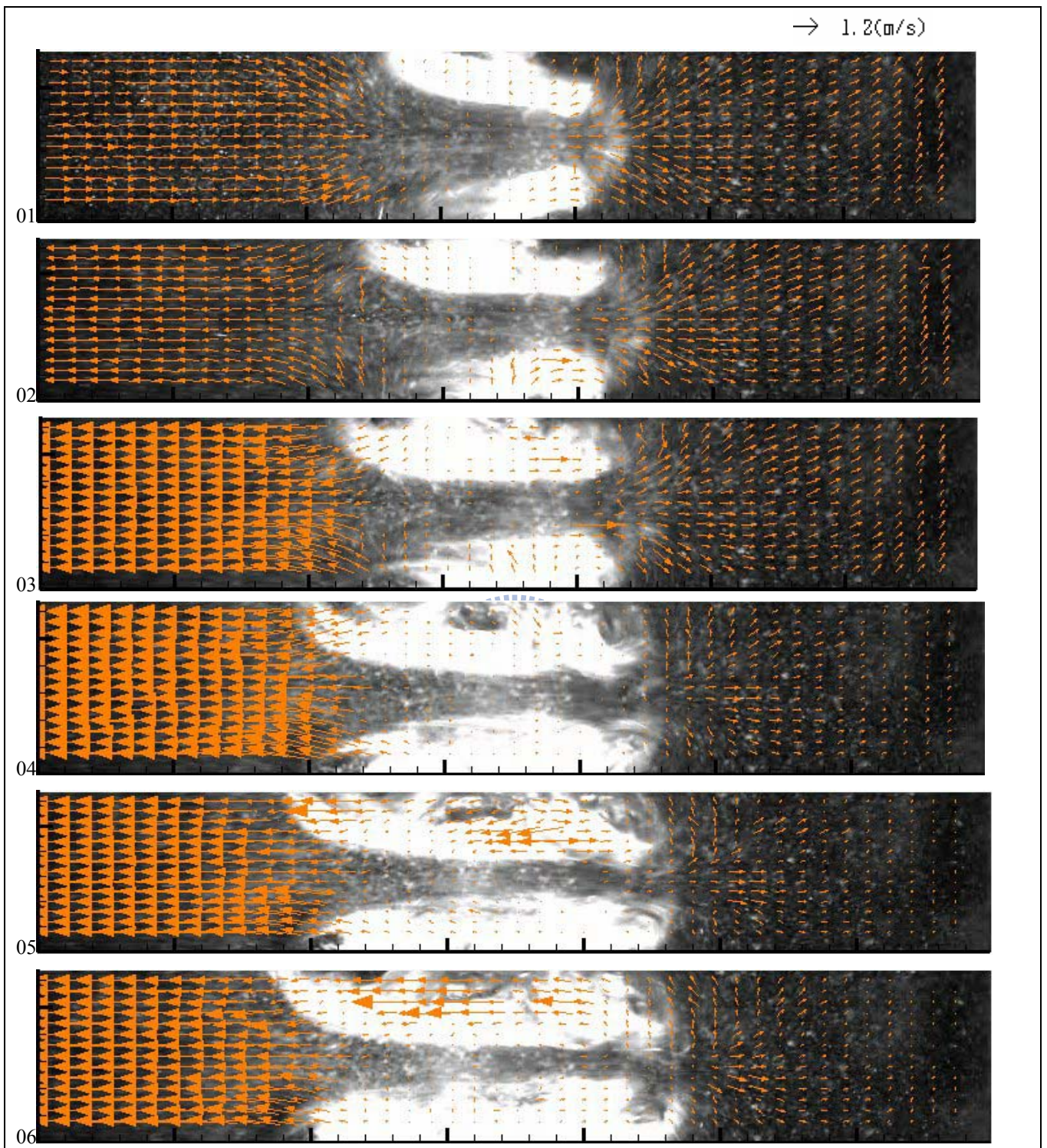


圖 3-30 $\gamma \approx 3$ 氣泡表面重疊後突破表面至 K-H 渦流形成之速度流場；壓力波強度為 132、148、159、168、170 與 168 kPa，影像時間間距為 1/4000 秒，影像大小為 17.8 mm \times 3.3 mm，氣泡半徑為 3.0 mm。

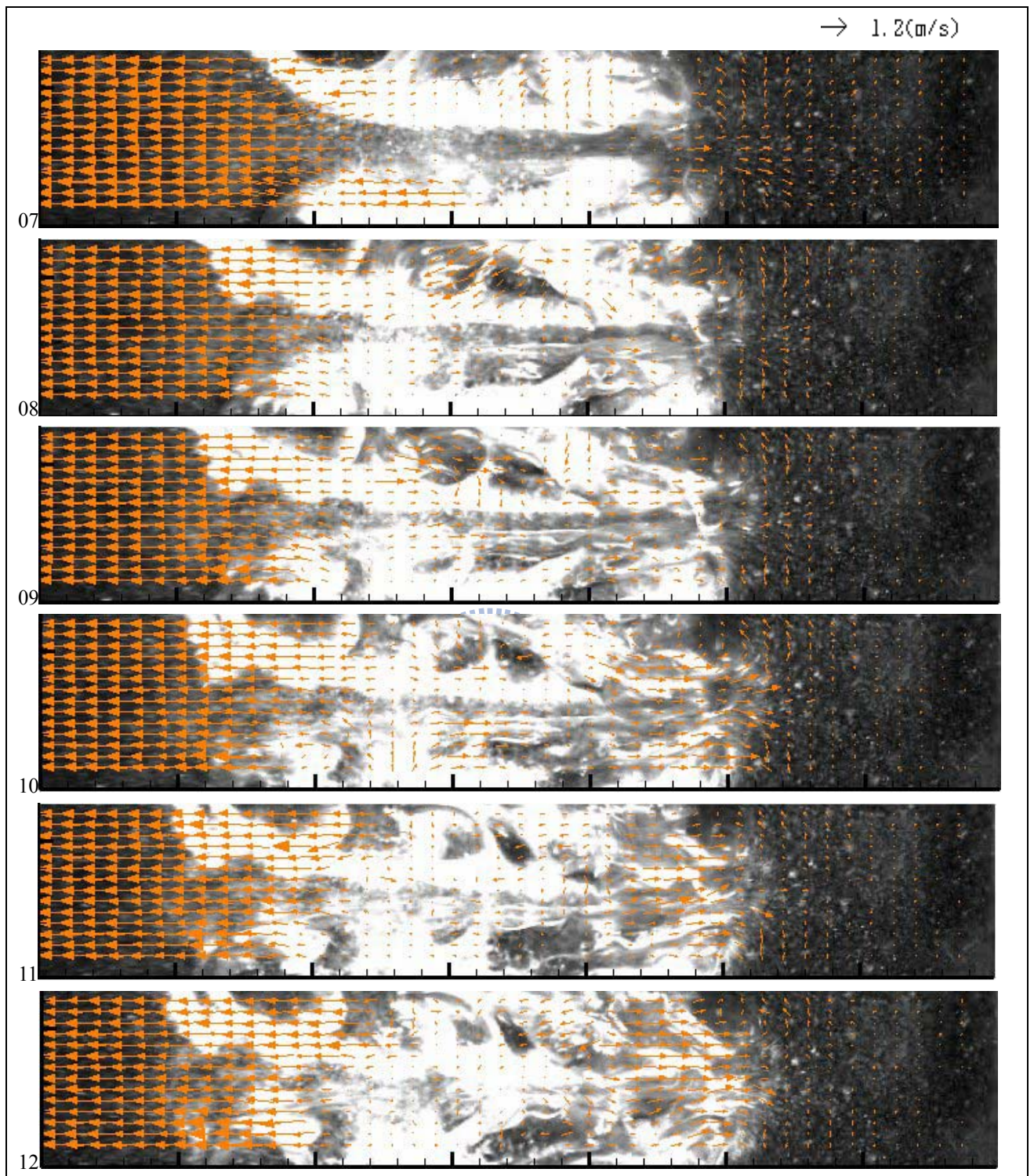


圖 3-31 $\gamma \approx 3$ 氣泡再次破裂之速度流場；壓力波強度 165、140、132、123、114 與 105kPa，影像時間間距為 1/4000 秒，影像大小為 17.8 mm × 3.3 mm，氣泡半徑為 3.0 mm。

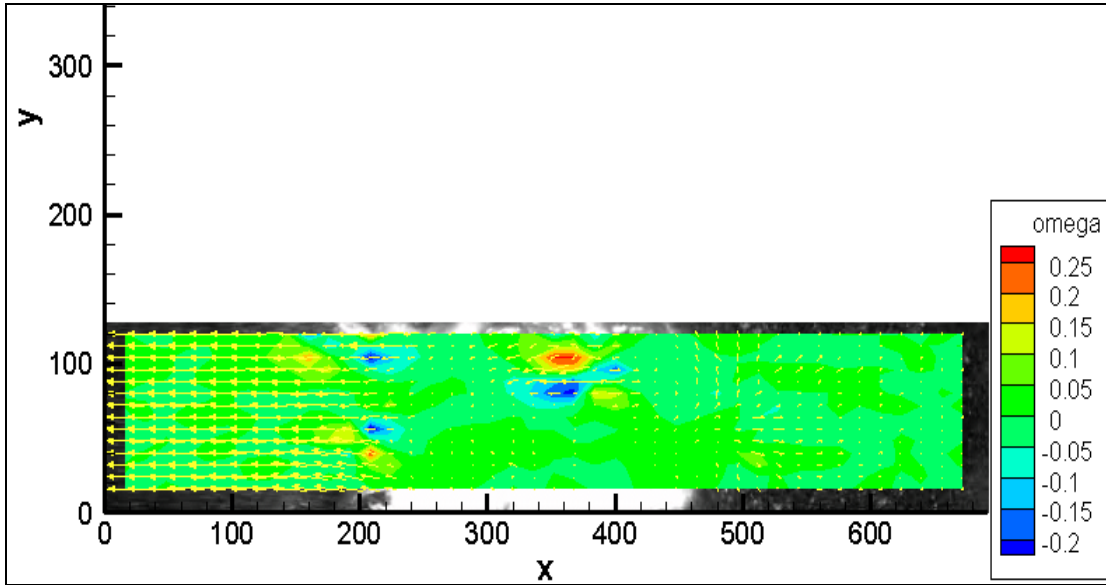


圖 3-32 為圖 3-30 第 06 張 PIV 影像計算結果之渦度圖
(X 與 Y 單位為畫素、omega 顏色為渦度強度值分佈)

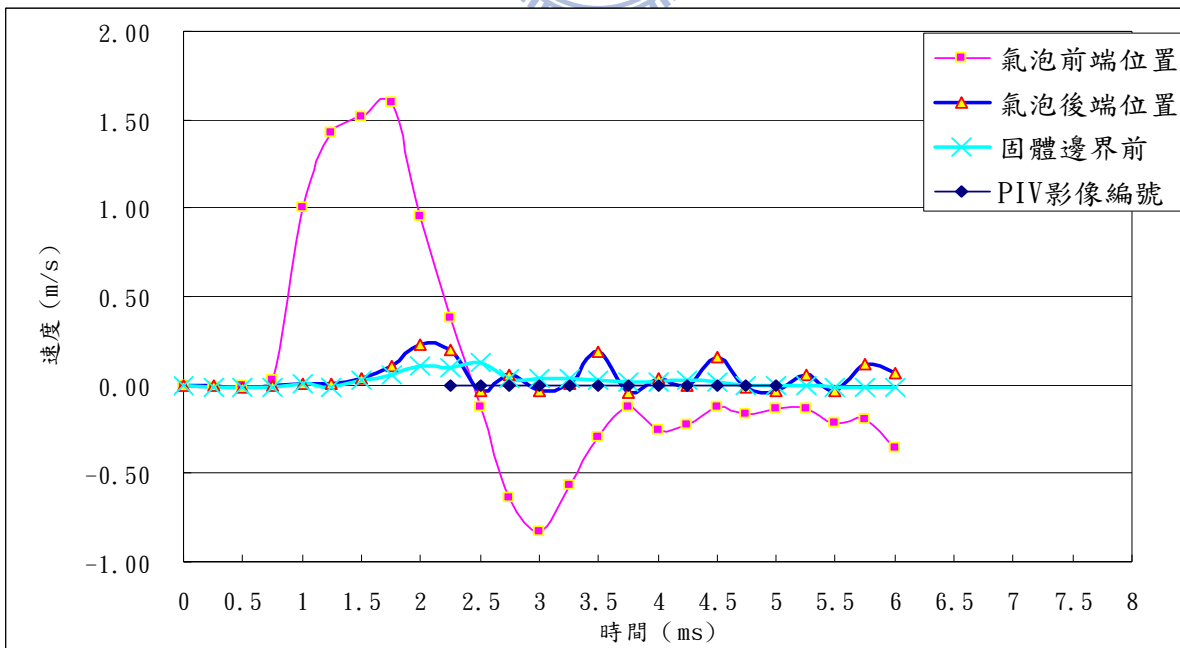
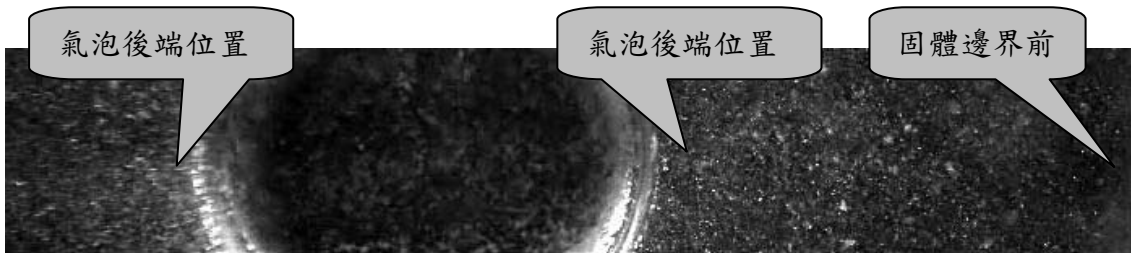


圖 3-33 $\gamma \approx 3$ 氣泡前、後端與固體邊界前之速度變化歷線

註：PIV 影像編號為圖 3-28 與圖 3-29 依序排列，共 12 張影像之計算結果

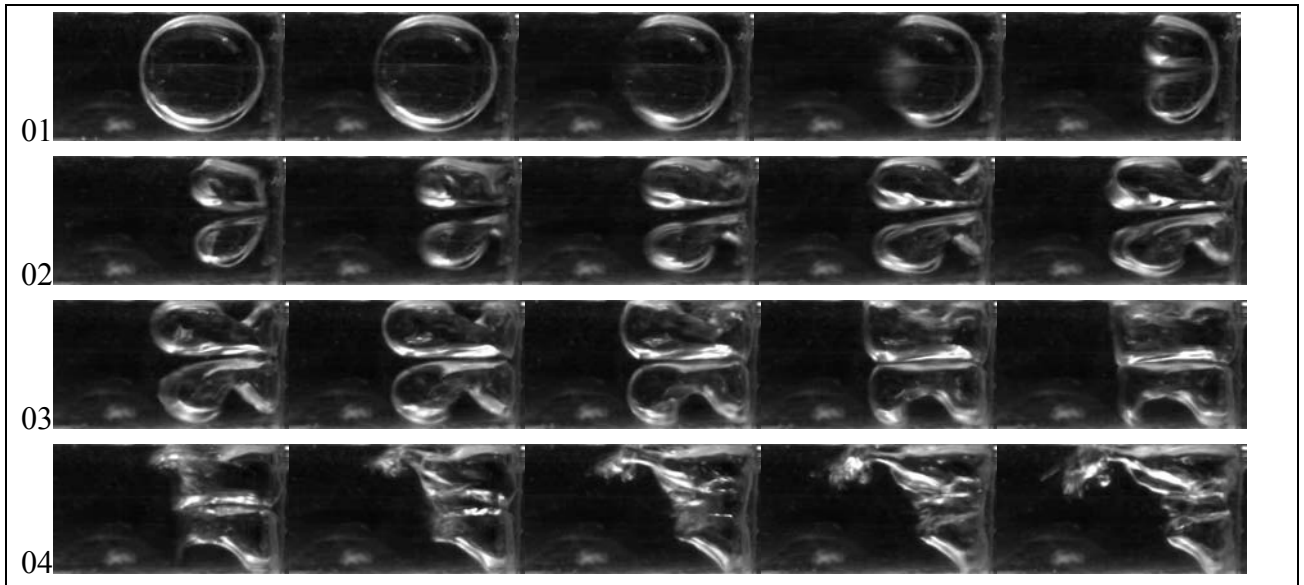


圖 3-34 距離參數 $\gamma \approx 1$ ，氣泡破裂過程；第 01 行至 02 行第一張影像為氣泡內凹至第一次破裂過程，第 02 行第二張至第五張液體噴流碰至固體邊界過程，第 03 行氣泡碰至固體邊界產生噴濺現象，第 04 行氣泡產生扭曲現象，氣泡再次破裂；壓力波強度為 180 kPa，影像時間間距 1/2000 秒，影像大小為 11.0 mm × 6.0mm，氣泡半徑為 2.8 mm。

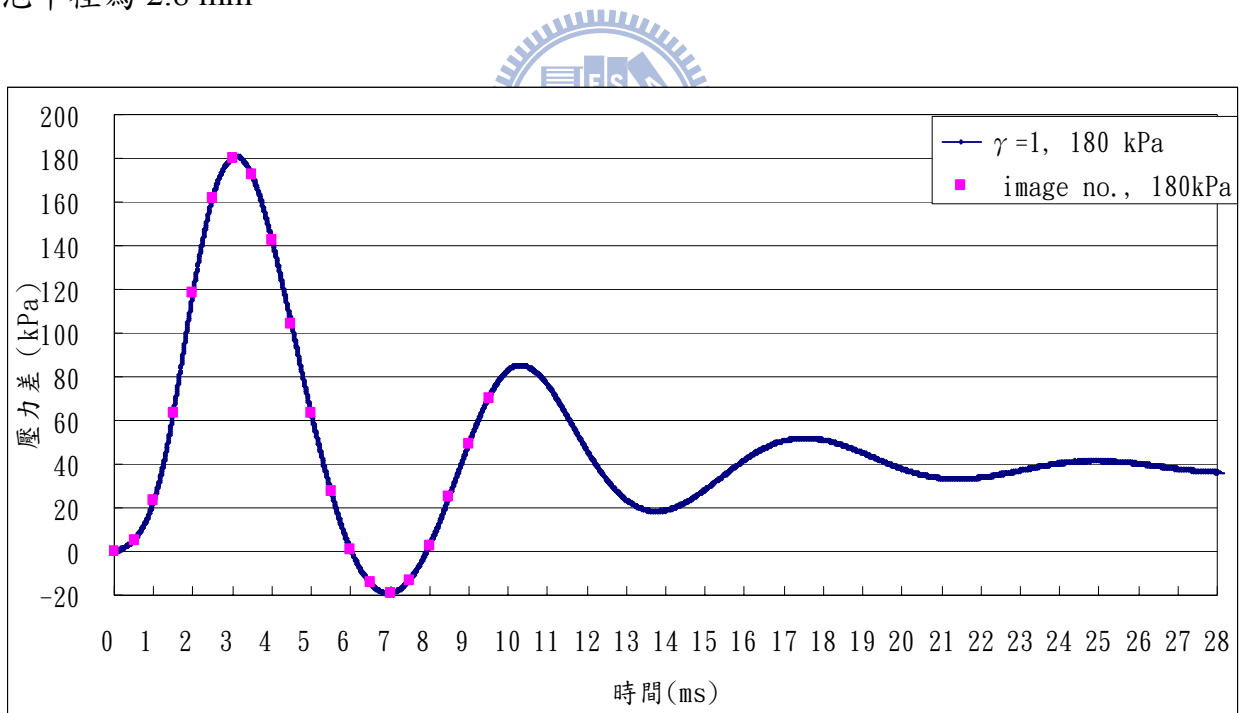


圖 3-35 距離參數 $\gamma \approx 1$ 扁平管內之壓力波強度變化關係；壓力波強度 180kPa，隨後之拉張力波強度 -20kPa，脈衝歷時 3.5ms； $\gamma = 1$ 為固體邊界處之壓力歷線，image no. 為圖 3-34 之影像對應之壓力量測值。

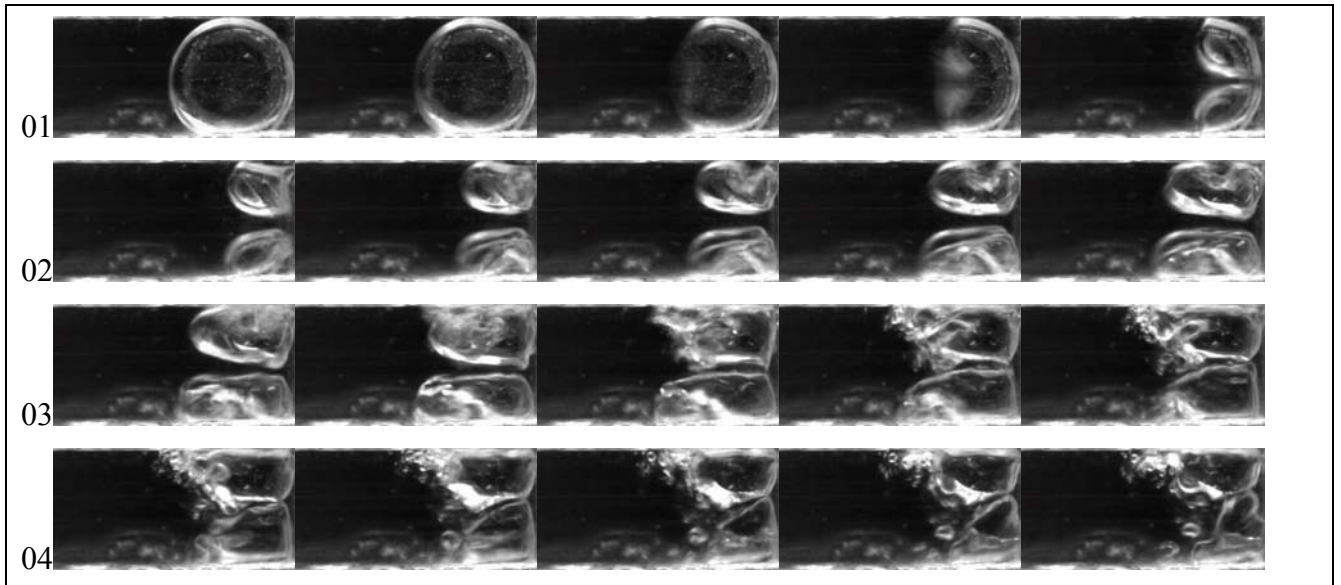


圖 3-36 距離參數 $\gamma=1$ 氣泡破裂過程；第 01 行為氣泡內凹至第一次破裂過程，第 02 行至 03 行第二張影像液體噴流碰至固體邊界過程產生噴濺現象，第 03 行第三張至第 04 行影像氣泡產生扭曲現象使氣泡碎裂；壓力波強度為 240 kPa，影像時間間距 1/2000 秒，影像大小為 12.0 mm × 6.0mm，氣泡半徑為 3.0mm。

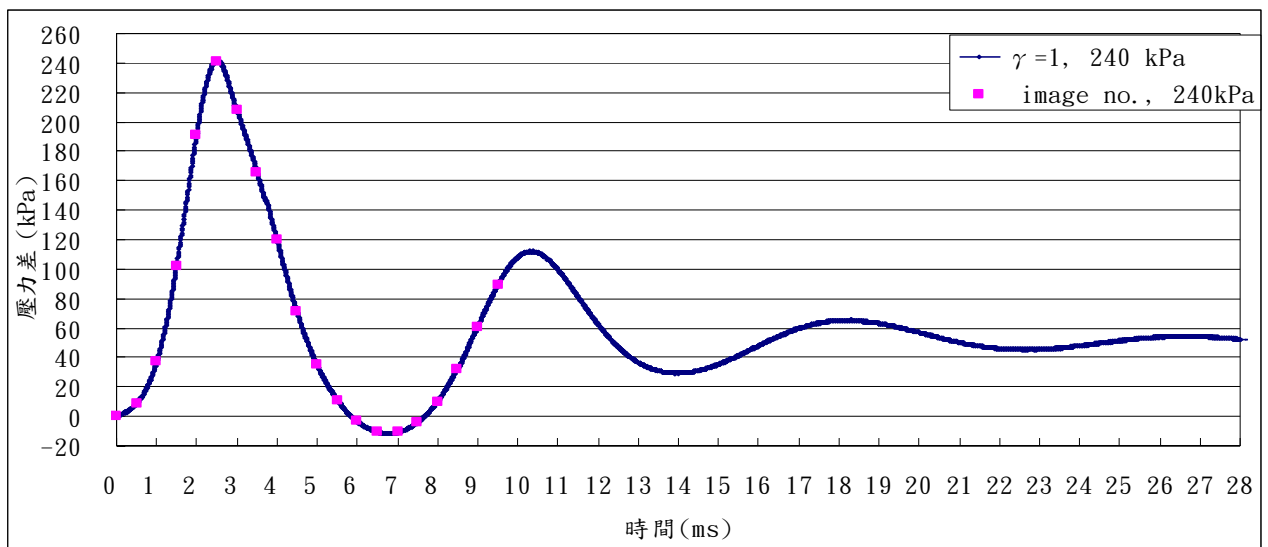


圖 3-37 距離參數 $\gamma=1$ 扁平管內之壓力波強度變化關係；壓力波強度 240kPa，隨後之拉張力波強度-10kPa，脈衝歷時 2.5ms； $\gamma=1$ 為固體邊界處之壓力歷線，image no. 為圖 3-36 之影像對應之壓力量測值。

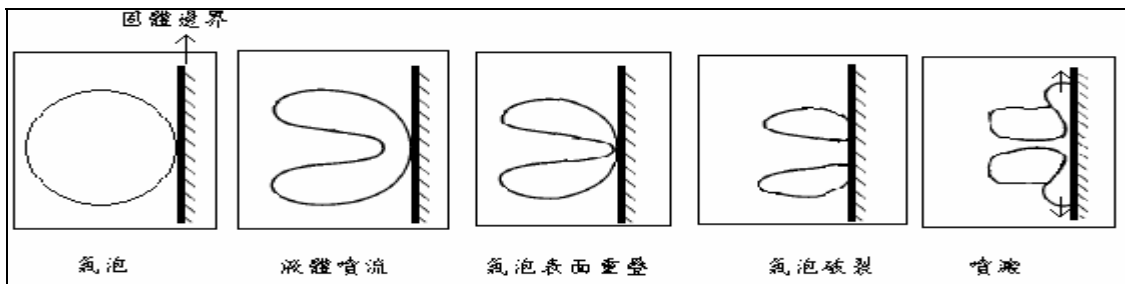


圖 3-38 氣泡緊貼於固體邊界之氣泡破裂過程示意圖

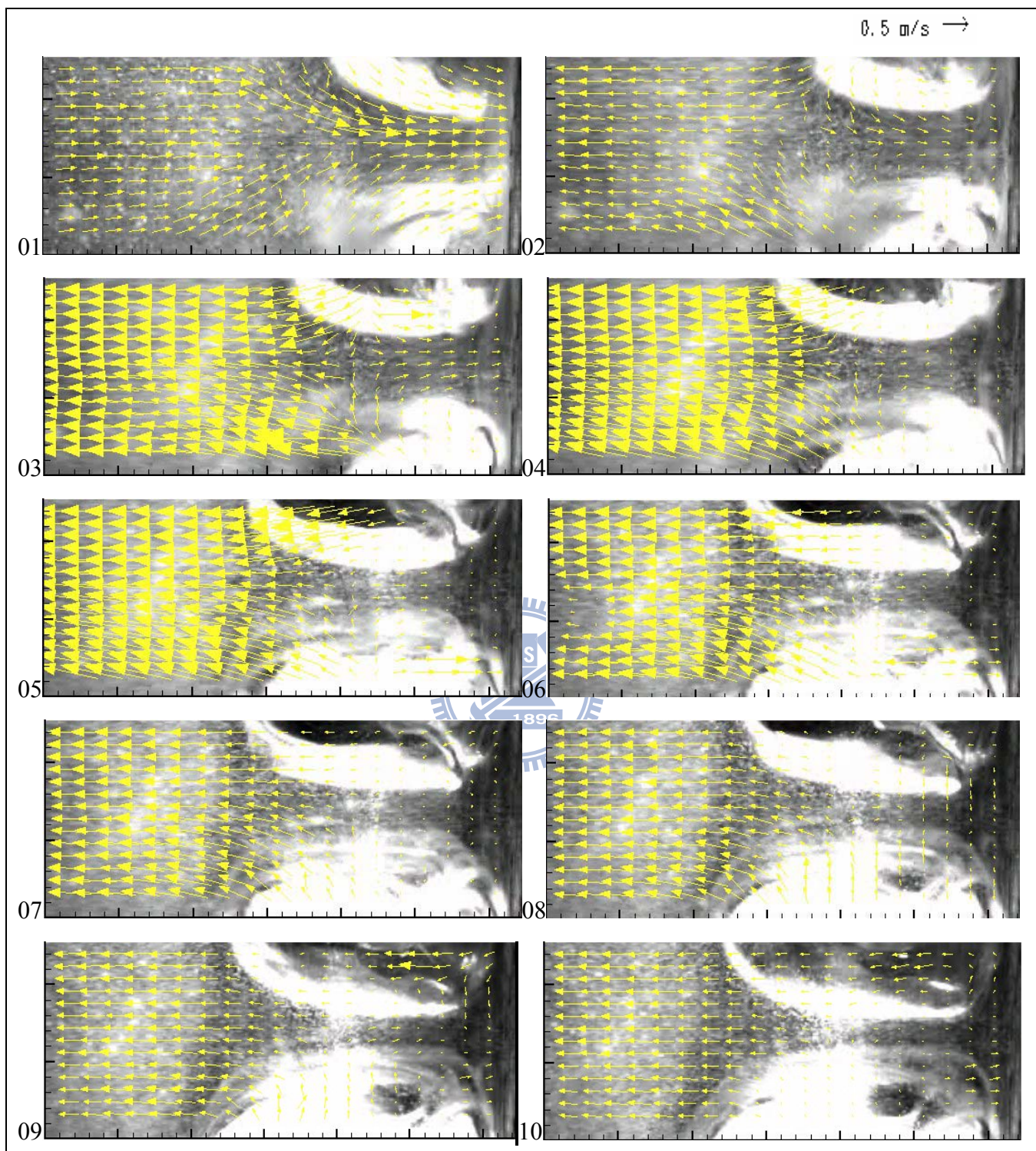


圖 3-39 距離參數 $\gamma \approx 1$ 氣泡表面重疊後碰至固體邊界之速度流場 (由左而右、由上而下); 壓力波強度: 187、160、165、169、155、163、147、147、133 與 128kPa, 影像時間間距為 1/4000 秒, 影像大小為 8.2 mm \times 3.3 mm, 氣泡半徑為 3.0 mm。

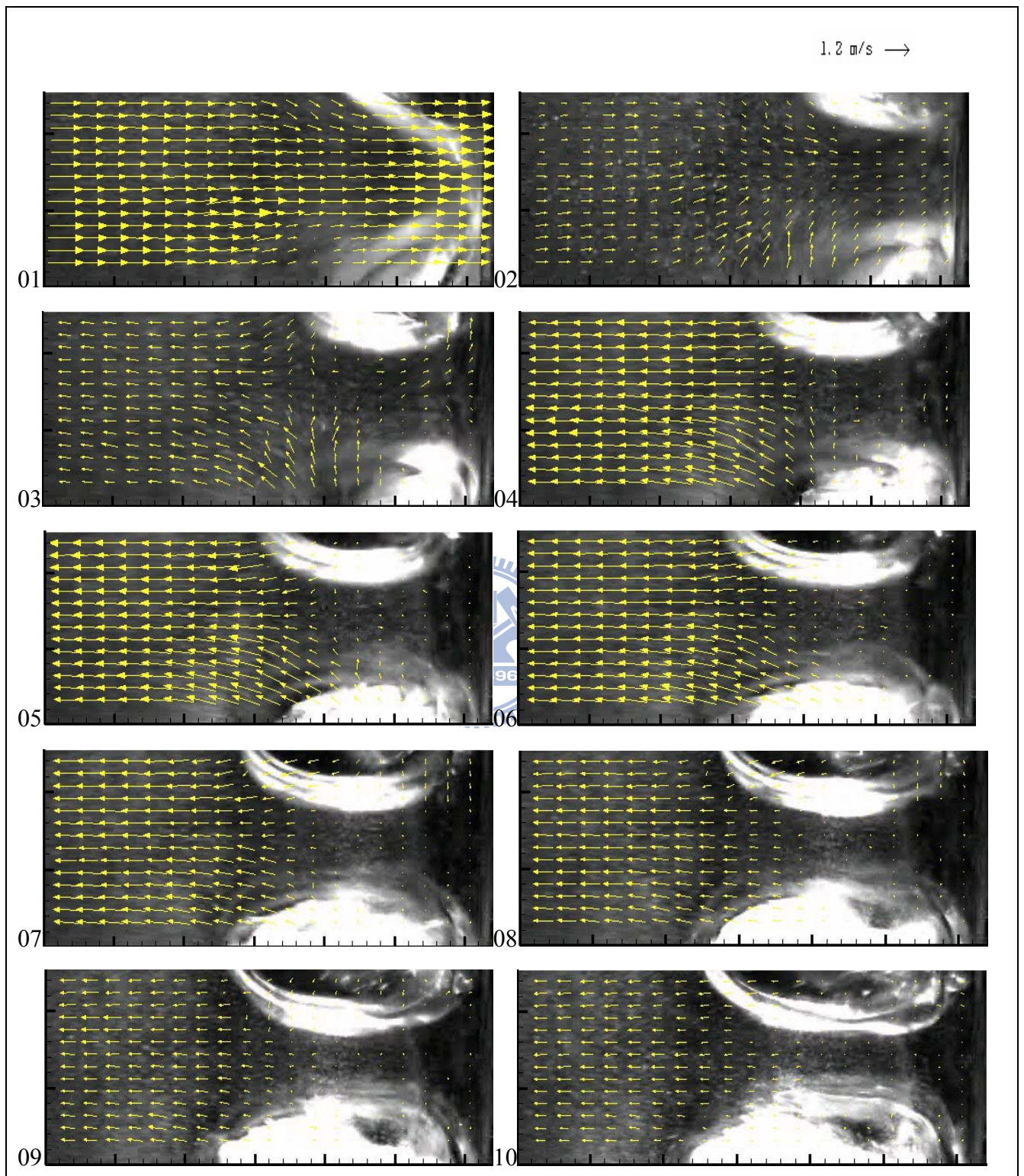


圖 3-40 距離參數 $\gamma=1$ 氣泡表面重疊後碰至固體邊界之速度流場 (由左而右、由上而下); 壓力波強度: 177、146、128、150、142、126、122、110、104 與 95 kPa, 影像時間間距為 1/4000 秒, 影像大小為 8.1 mm \times 3.2 mm, 氣泡半徑為 3.0 mm。

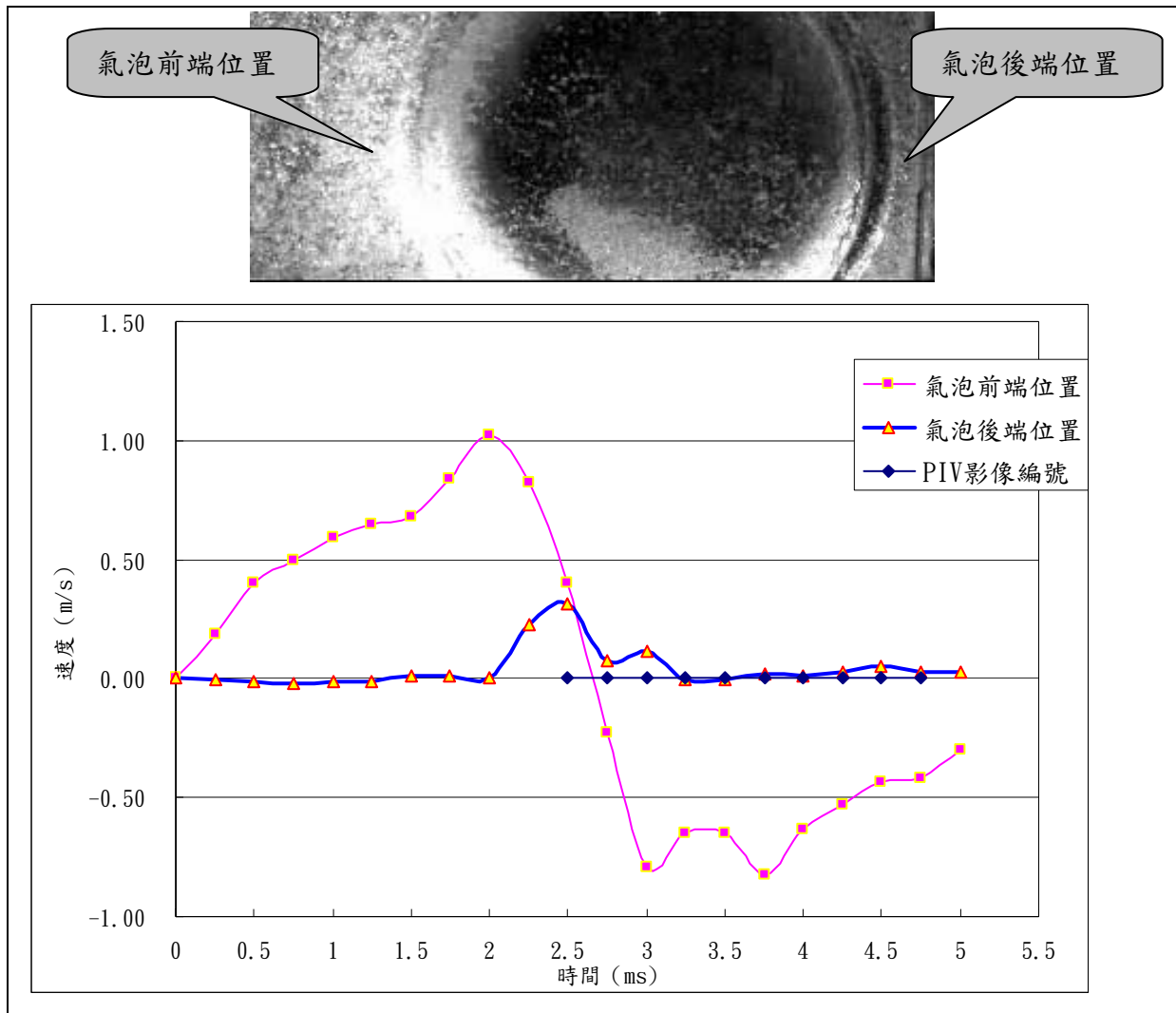


圖 3-41 $\gamma \approx 1$ 氣泡前、後端之速度變化歷線

註：PIV 影像編號為圖 3-36 依序排列，共 10 張影像之計算結果

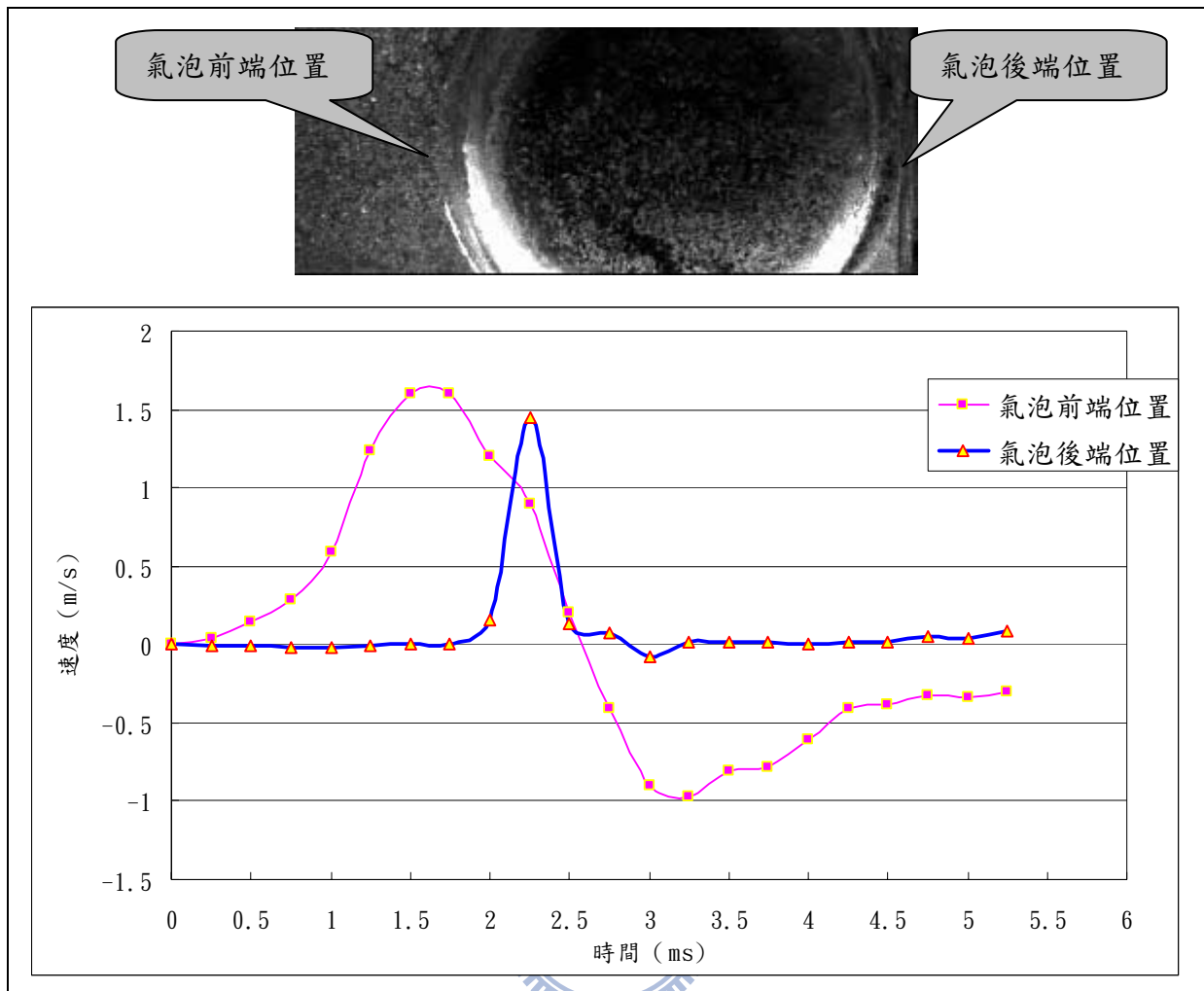


圖 3-42 $\gamma=1$ 氣泡前、後端之速度變化歷線

註：PIV 影像編號為圖 3-37 依序排列，共 10 張影像之計算結果

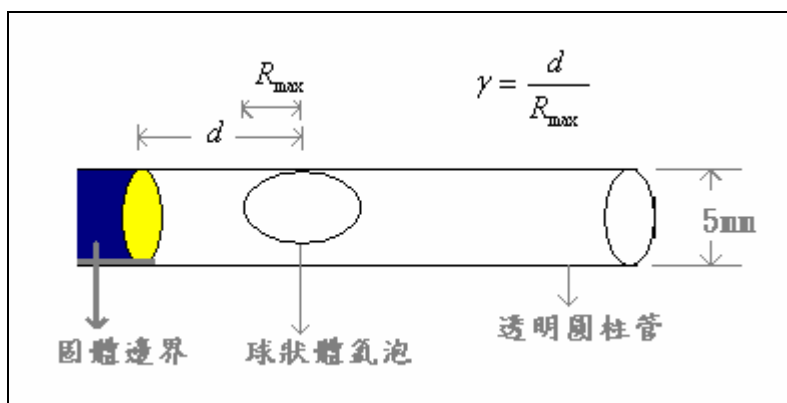


圖 4-1 氣泡位置之距離參數示意圖

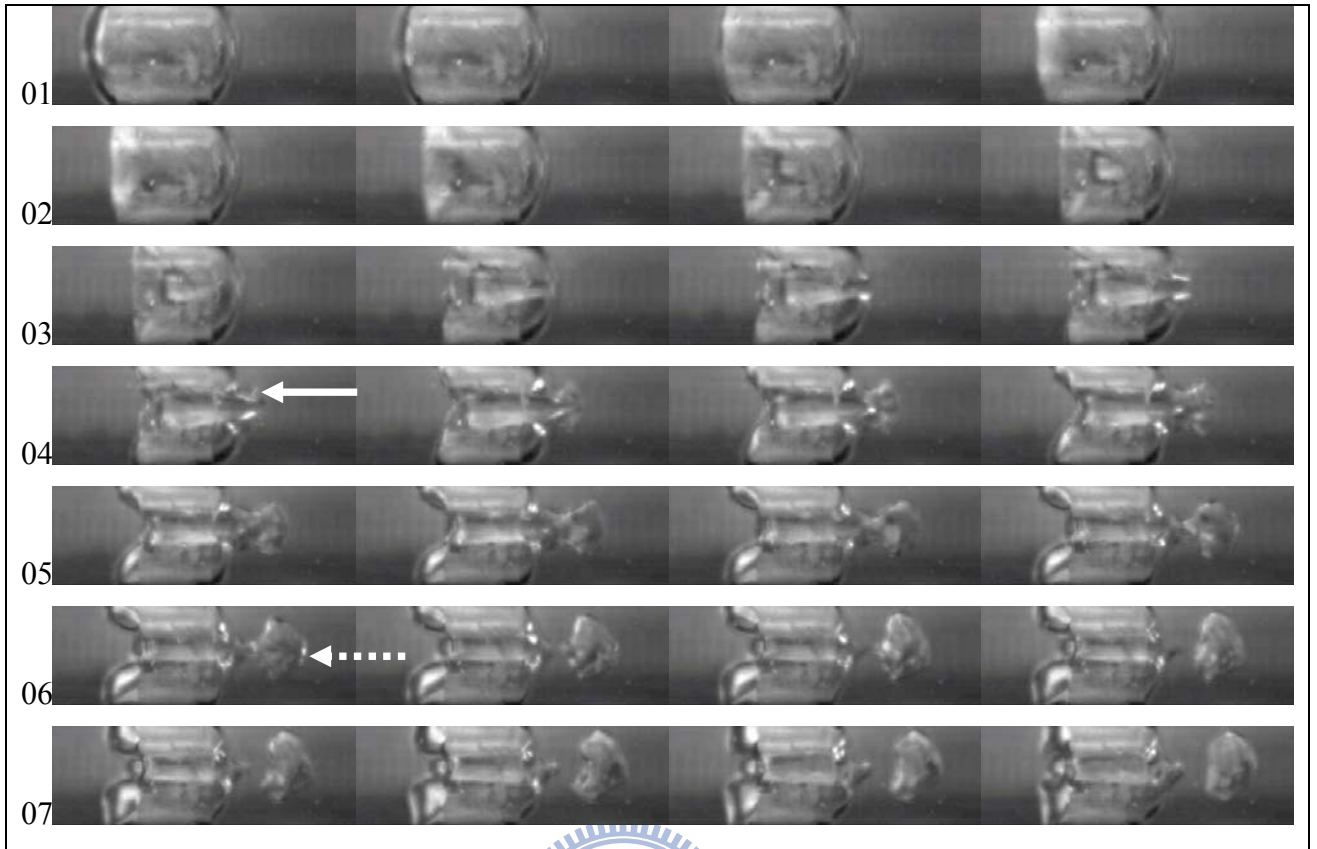


圖 4-2 距離參數 $\gamma \approx 7$ 之穴蝕氣泡破裂過程，第 01 至 03 行第二張影像為氣泡內凹過程；第 03 行第三張至第 04 行第二張影像為液體噴流突破氣泡重疊表面，發展形成噴流(實線箭頭：為噴流結構)；第 04 第三張至第 06 行第二張影像行為 K-H 渦流發展過程(虛線箭頭：為 K-H 渦流)；第 06 第三張至第 07 行影像由 K-H 渦流至氣泡破裂；壓力波強度為 155 kPa；影像時間間距 1/4000 秒；影像大小 11.5mm×3.1mm；氣泡最大半徑 2.5 mm。

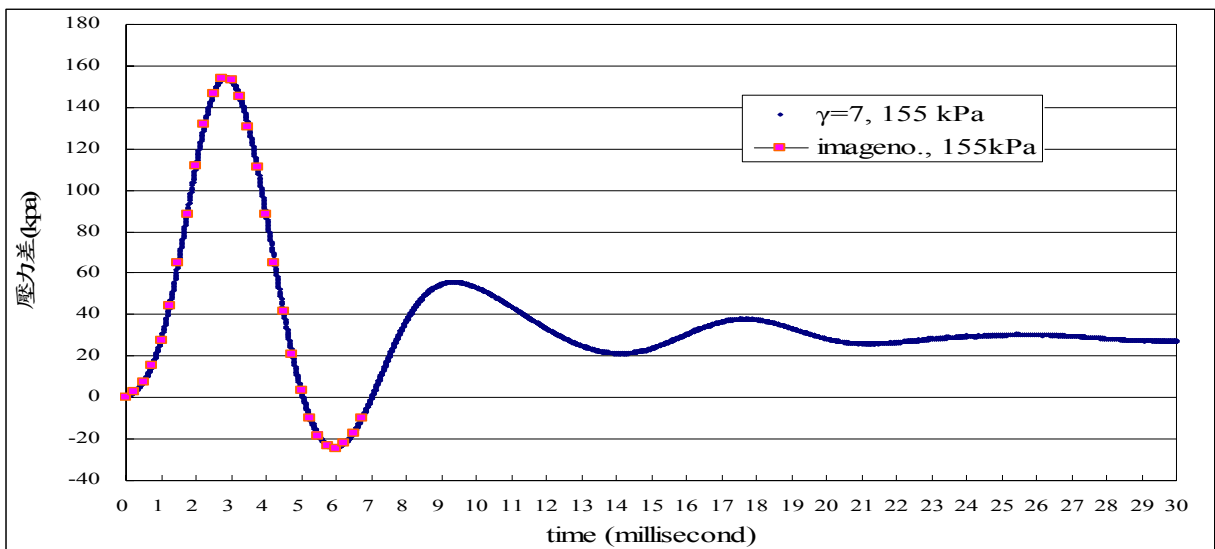


圖 4-3 距離參數 $\gamma \approx 7$ 圓柱管內之壓力波強度變化關係；壓力波強度為 155kPa，隨後拉張力波(tensile wave)強度為-25kPa，脈衝歷時 2.75 ms， $\gamma = 7$ 為固體邊界處之壓力歷線，image no. 為圖 4-2 的影像對應之壓力量測值 (壓力差 $\Delta P = P_m - P_{am}$ ， P_m :量測值)。

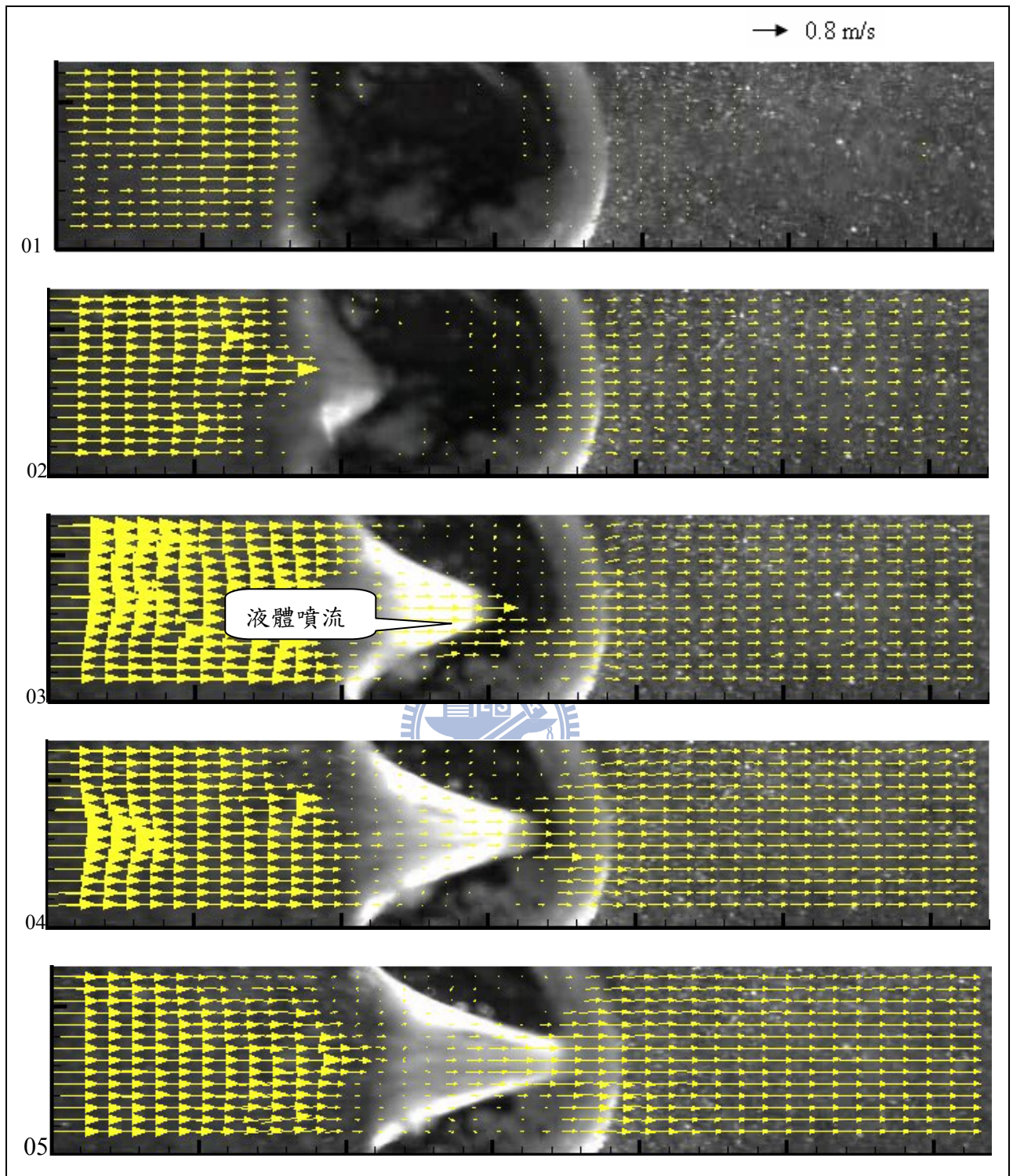


圖 4-4 距離參數 $\gamma \approx 7$ 之穴蝕氣泡被壓縮內凹之流場；第 01 與 03 張影像為壓力震波擠壓氣泡產生加速度之情況，使氣泡開始產生內凹之流場分佈，第 04 至 05 張為氣泡內凹之速度減緩之流場分佈；影像時間間距 1/4000 秒，壓力波強度分別為 54、78、105、131 與 152kPa，影像大小 15.6mm×3.1mm，氣泡最大半徑 3.2 mm。

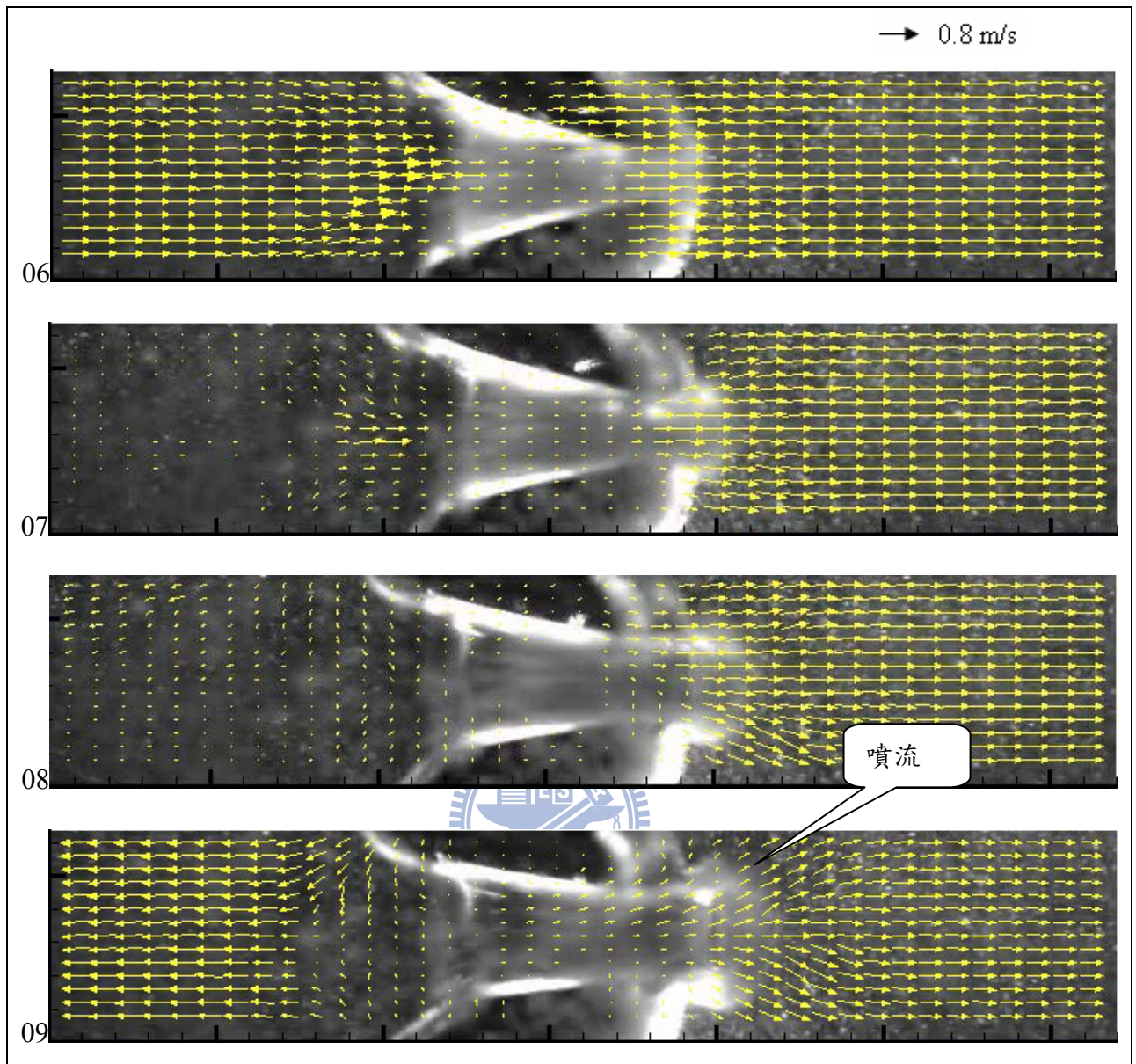


圖 4-4 (續) 距離參數 $\gamma \approx 7$ 之穴蝕氣泡被壓縮內凹之流場；影像時間間距 1/4000 秒，壓力波強度分別為 165、170、167 與 155 kPa；影像大小 15.6mm×3.1mm。氣泡最大半徑 3.2 mm。

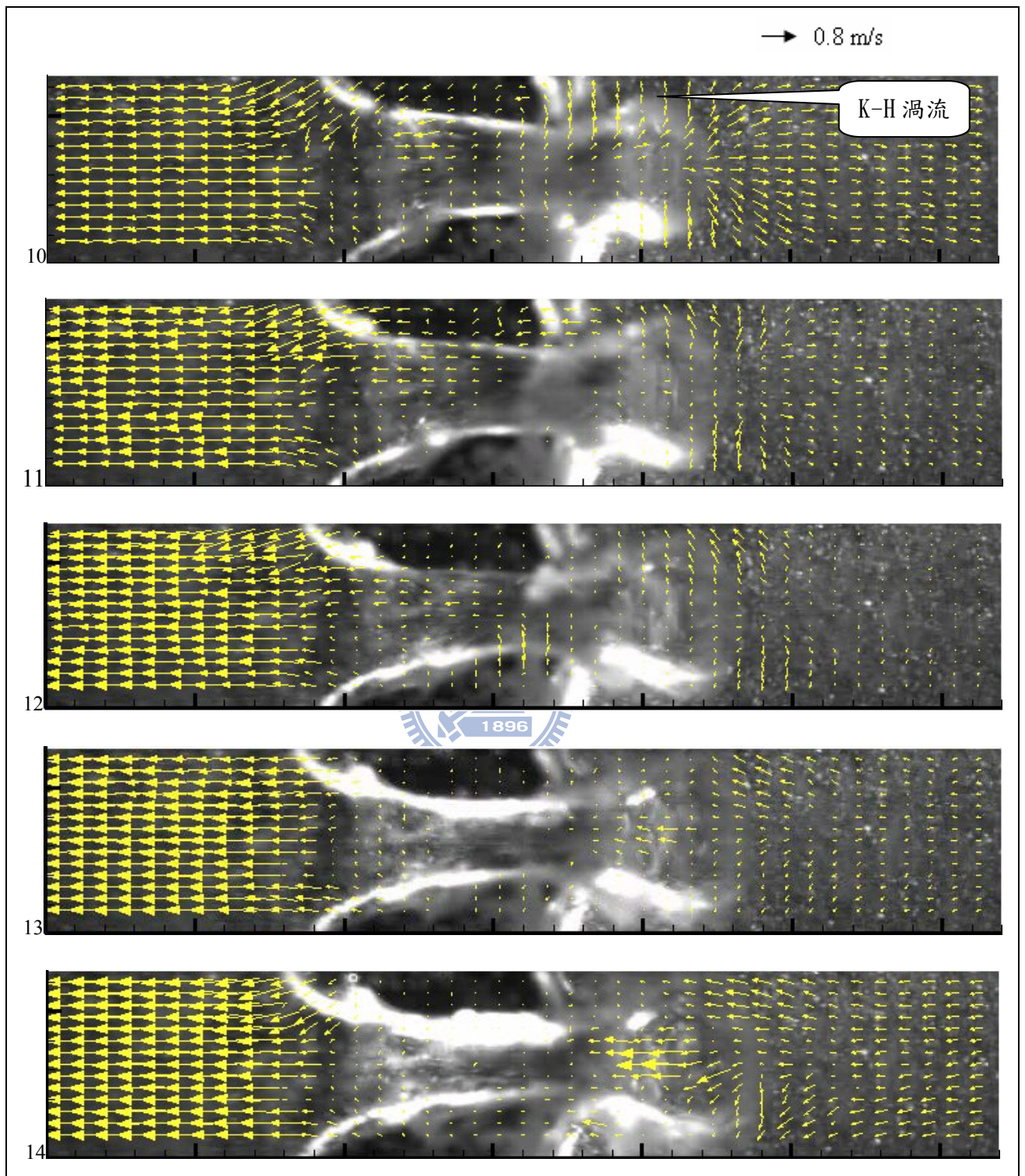


圖4-5 距離參數 $\gamma \approx 7$ 之噴流至K-H渦流形成過程之速度場；影像時間間距1/4000秒，壓力波強度分別為138、116、91、67與45 kPa；影像大小15.6mm×3.1mm。；氣泡最大半徑3.2 mm。

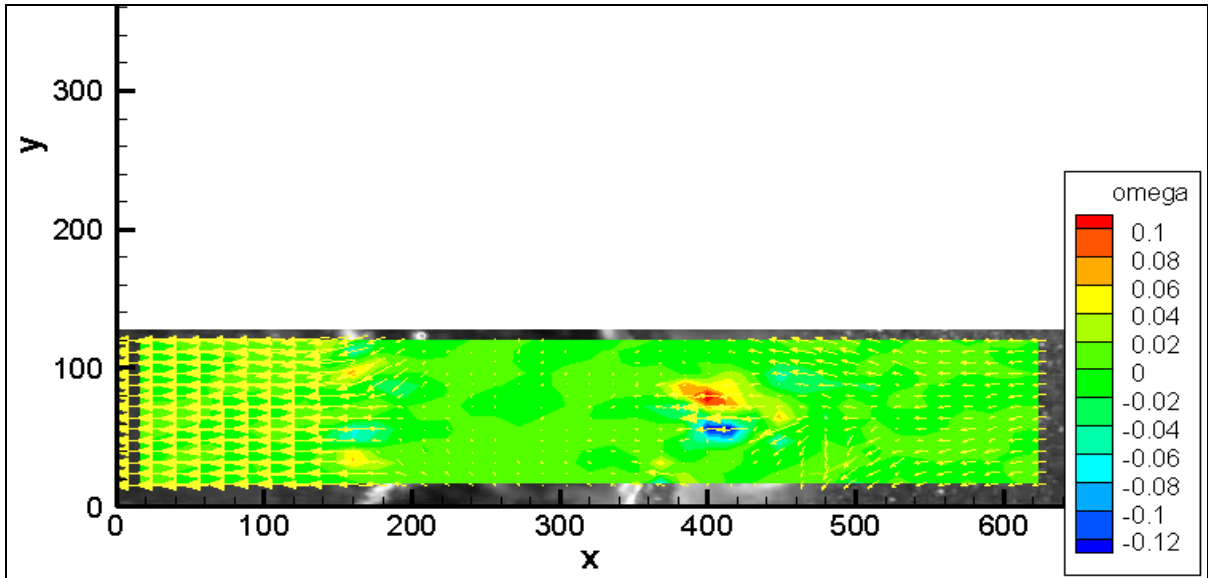


圖 4-6 為圖 4-5 第 14 張 PIV 影像計算結果之渦度圖
(X 與 Y 單位為畫素、omega 顏色為渦度強度值分佈)

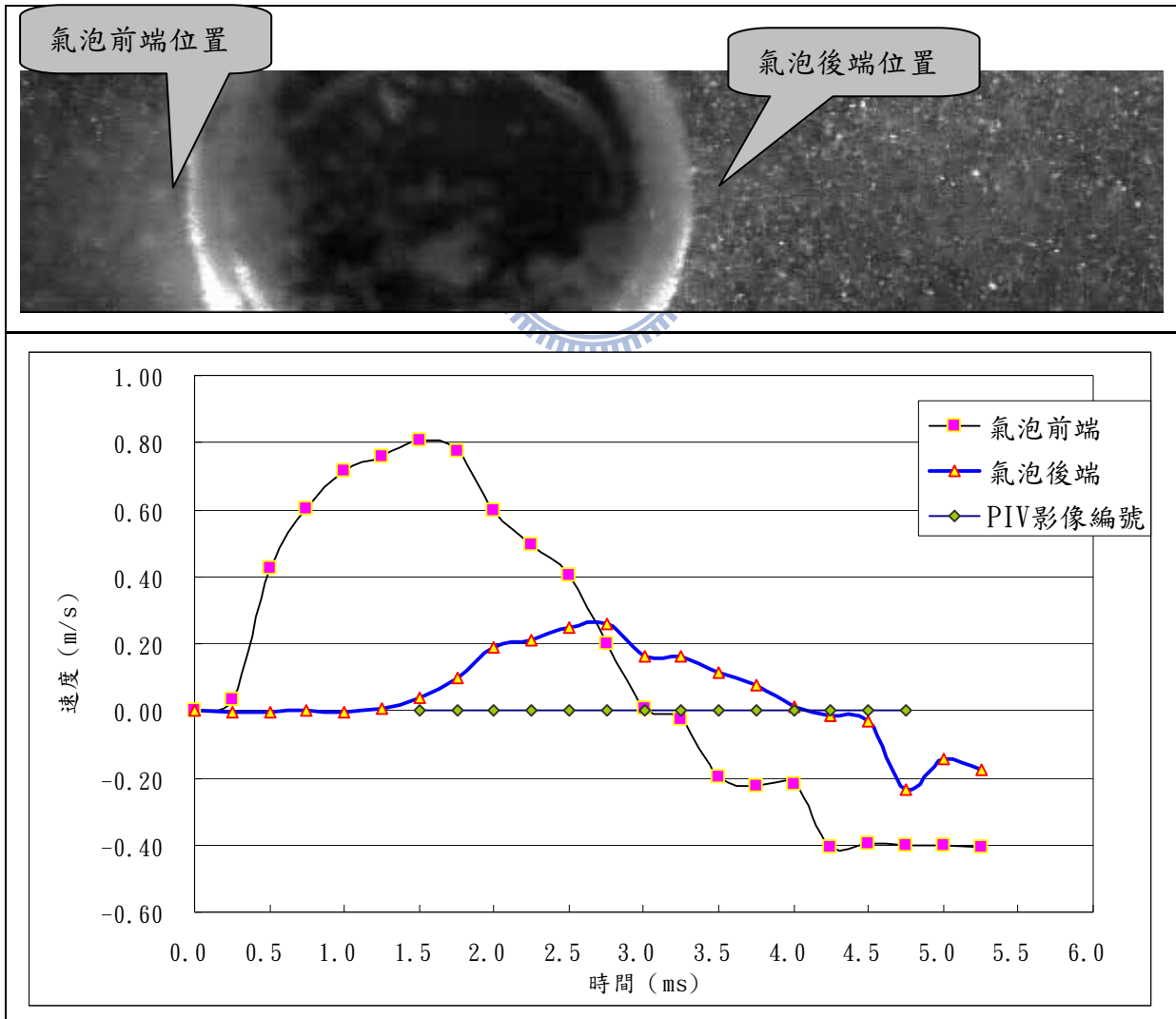


圖 4-7 $\gamma \approx 7$ 球狀體氣泡前、後端之速度變化歷線

註：PIV 影像編號為圖 4-4 與圖 4-5 依序排列，共 13 張影像計算結果

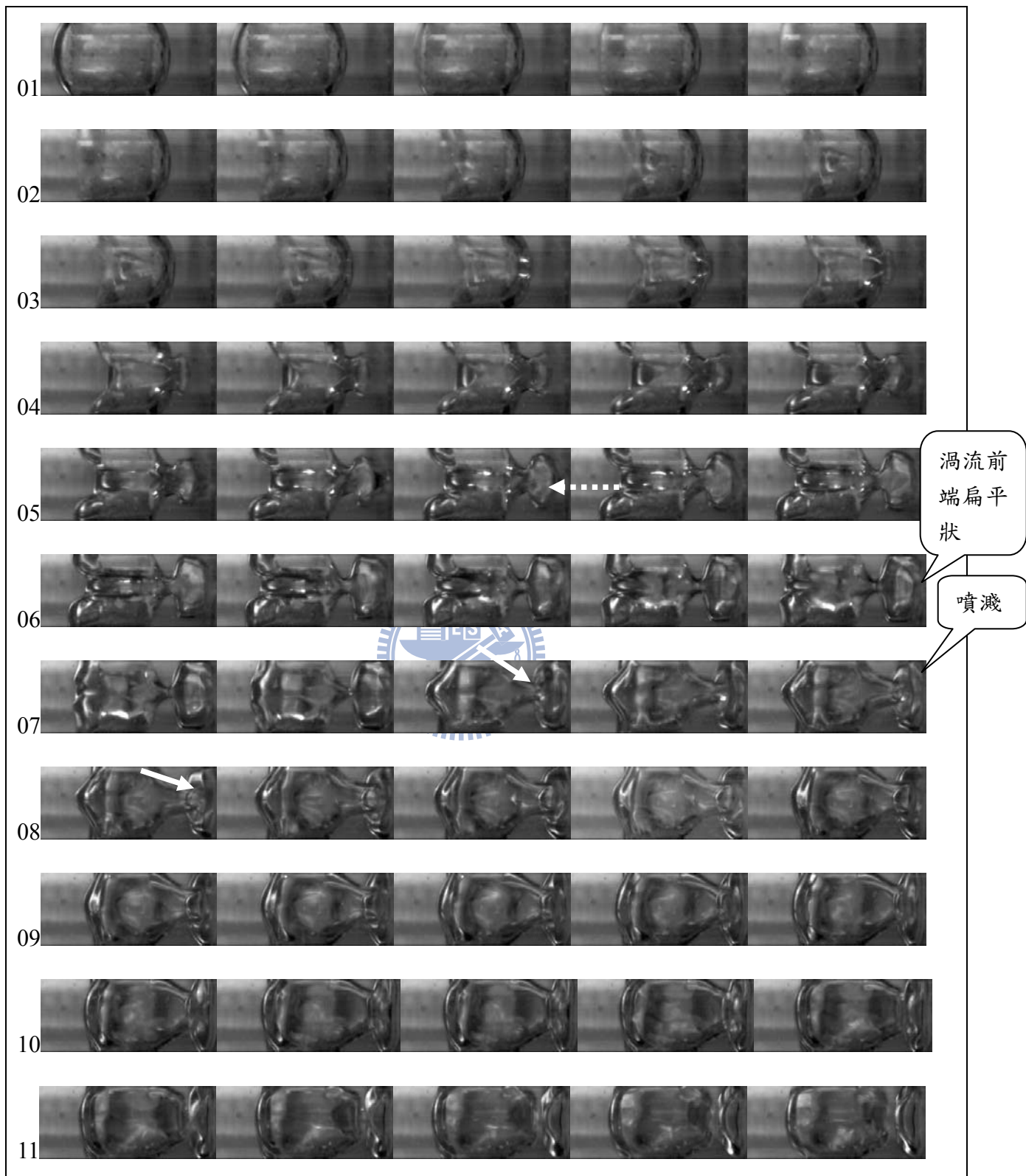


圖 4-8 距離參數 $\gamma \approx 2$ 之穴蝕氣泡破裂過程影像；K-H 渦流為虛線箭頭指示、逆向噴流為實線箭頭指示，壓力波強度為 260kPa，影像時間間距為 1/4000 秒，影像大小為 9.4 mm×3.1 mm，氣泡最大半徑為 2.5 mm。

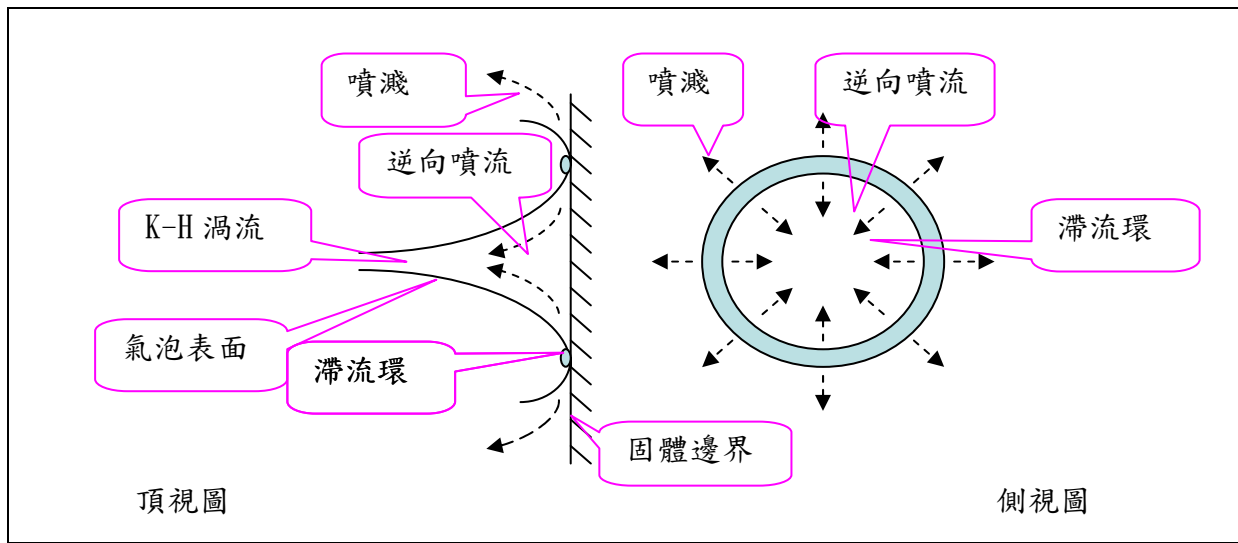


圖 4-9 K-H 渦流與逆向噴流之形成示意圖

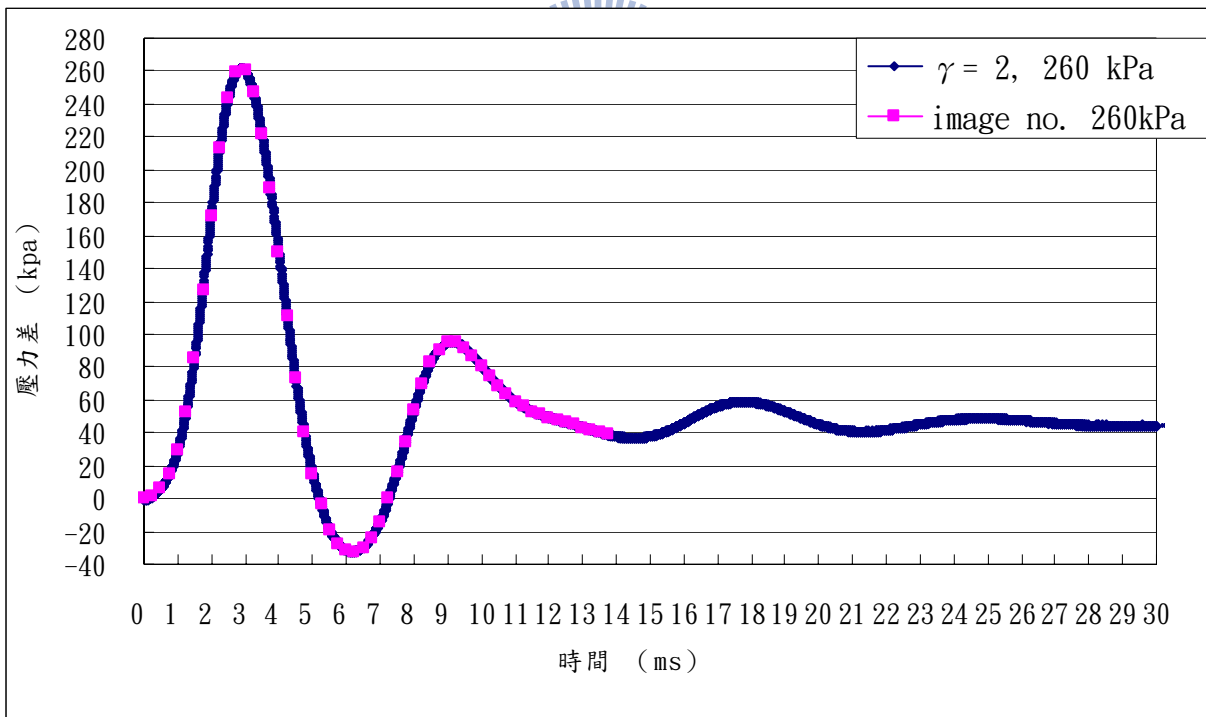


圖 4-10 距離參數 $\gamma \approx 2$ 圓柱管內之壓力波強度變化關係；壓力波強度 260kPa，隨後之拉張力波(tensile wave)強度-32kPa，脈衝歷時 3.00 ms；image no.為圖 4-8 的影像對應之壓力量測值（壓力差 $\Delta P = P_m - P_{atm}$ ， P_m ：量測值）。

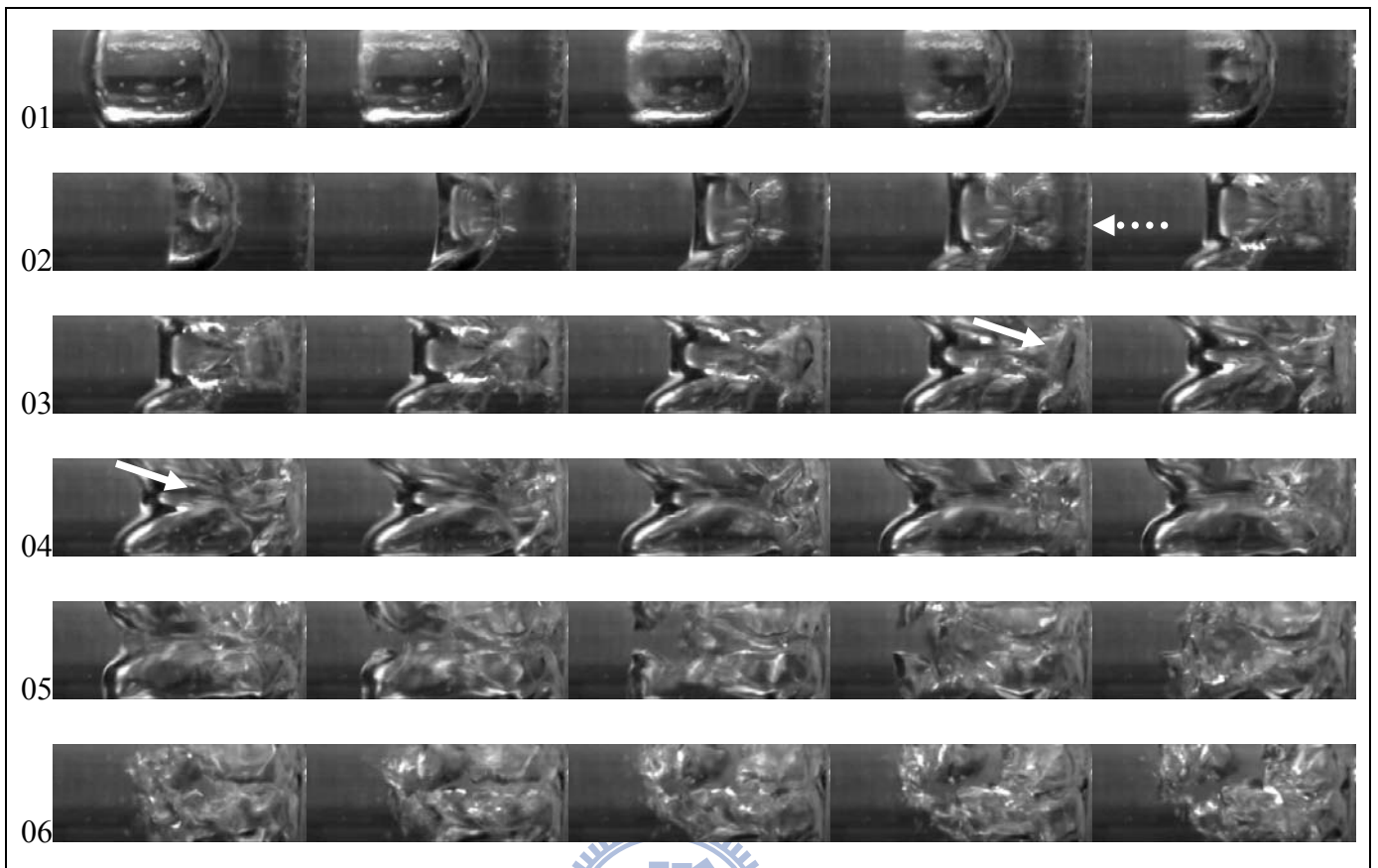


圖 4-11 震波壓力增加後，距離參數 $\gamma \approx 2$ 之穴蝕氣泡破裂過程影像；K-H 渦流為虛線箭頭指示、逆向噴流為實線箭頭指示，壓力波強度為 405kPa，影像時間間距為 1/4000 秒，影像大小為 9.8 mm×3.1 mm，氣泡最大半徑為 2.5 mm。

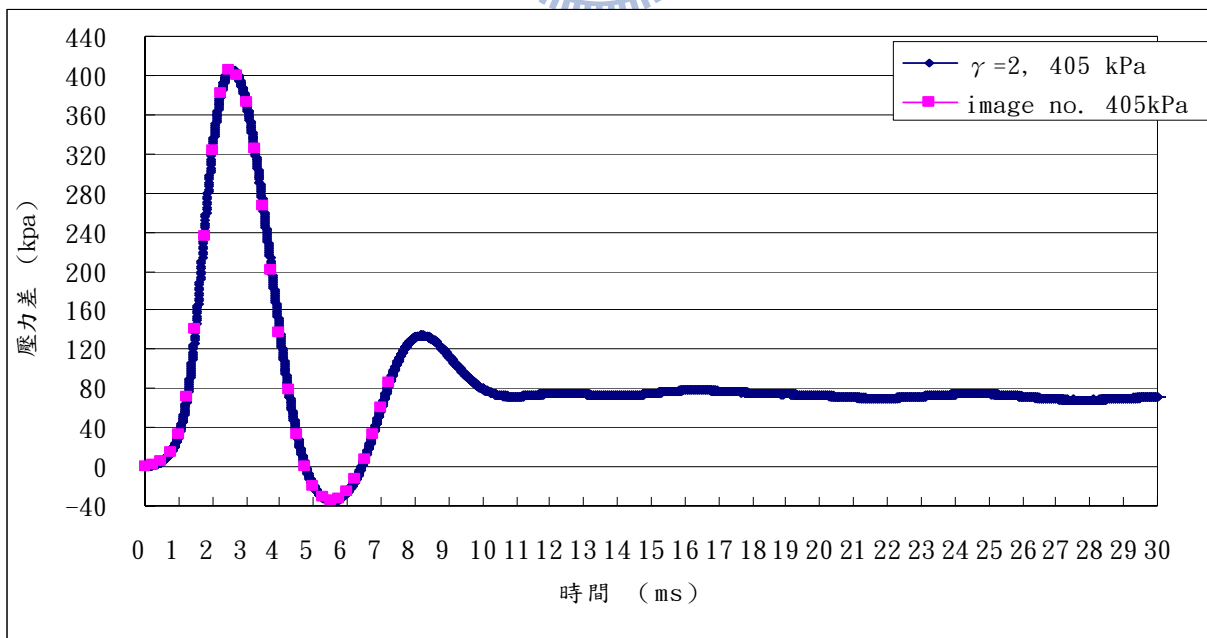


圖 4-12 壓力震波增強後， $\gamma \approx 2$ 圓柱管內之壓力波強度變化關係；壓力波強度 405 kPa，隨後之拉張力波(tensile wave)強度-35kPa，脈衝歷時 2.5 ms；image no.為圖 4-11 的影像對應之壓力量測值（壓力差 $\Delta P = P_m - P_{atm}$ ， P_m ：量測值）。

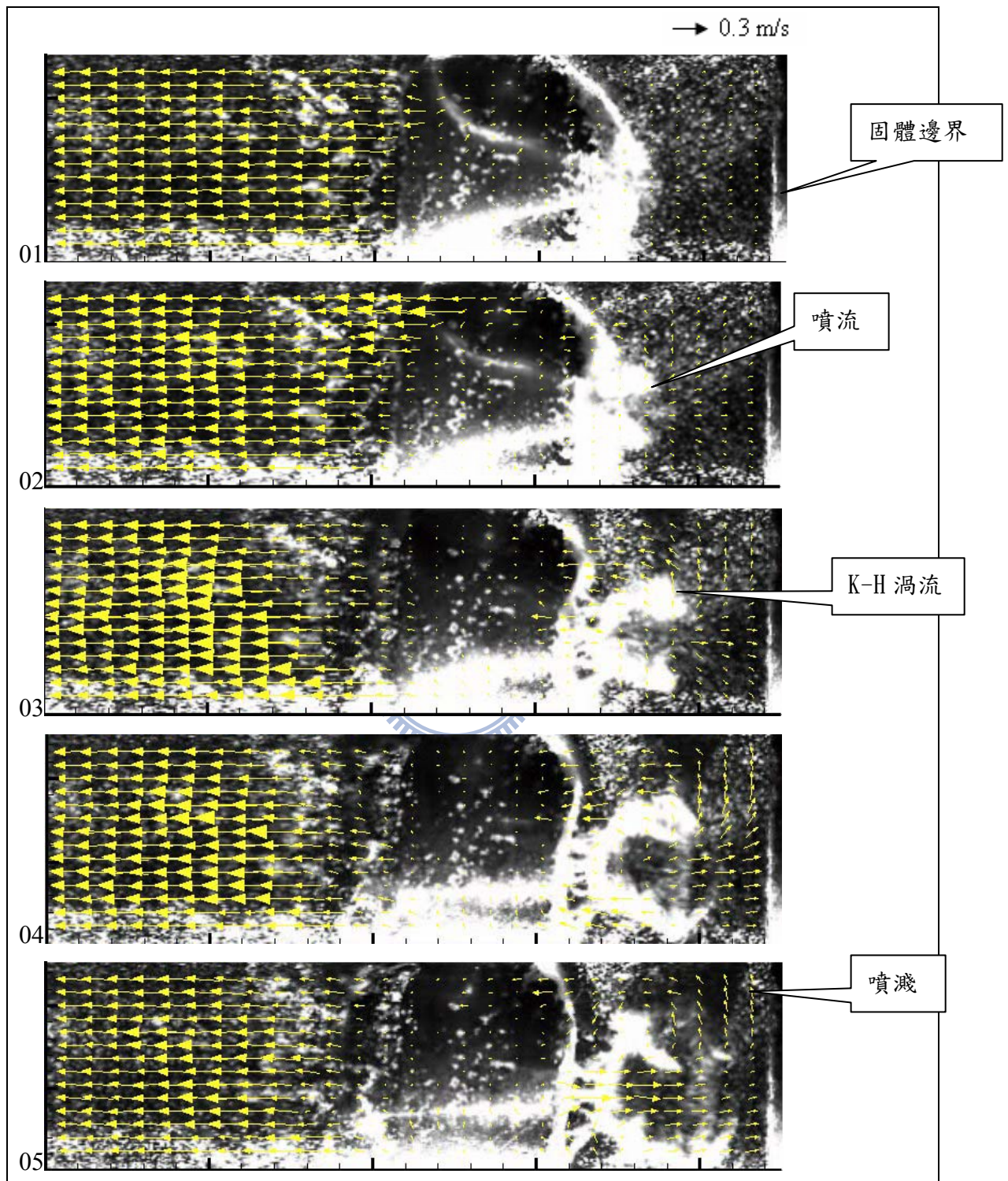


圖 4-13 距離參數 $\gamma \approx 2$ 之噴流至 K-H 渦流形成過程之速度流場；影像時間間距 1/4000 秒，壓力波強度分別為 186、197、187、163 與 135 kPa；影像大小 11mm×3.1mm；氣泡最大半徑 2.3 mm。

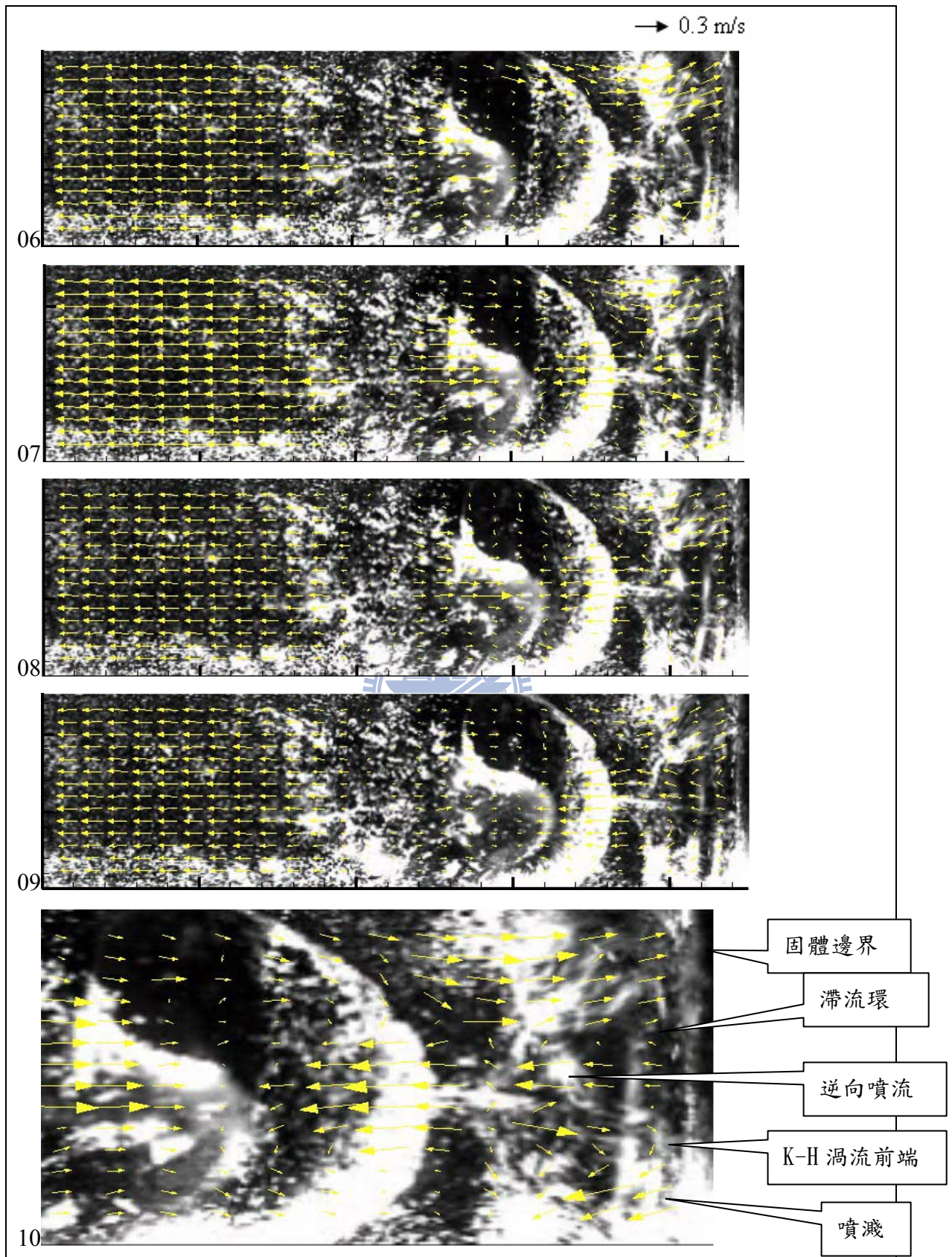


圖 4-14 距離參數 $\gamma \approx 2$ 之 K-H 渦流與逆向噴流之速度流場；影像時間間距 $1/4000$ 秒，壓力波強度分別為 70、68、65 與 61 kPa，影像大小 $11\text{mm} \times 3.1\text{mm}$ ，氣泡最大半徑 2.3 mm；第 10 張影像為 07 張影像計算結果之於固體邊界附近之放大圖。

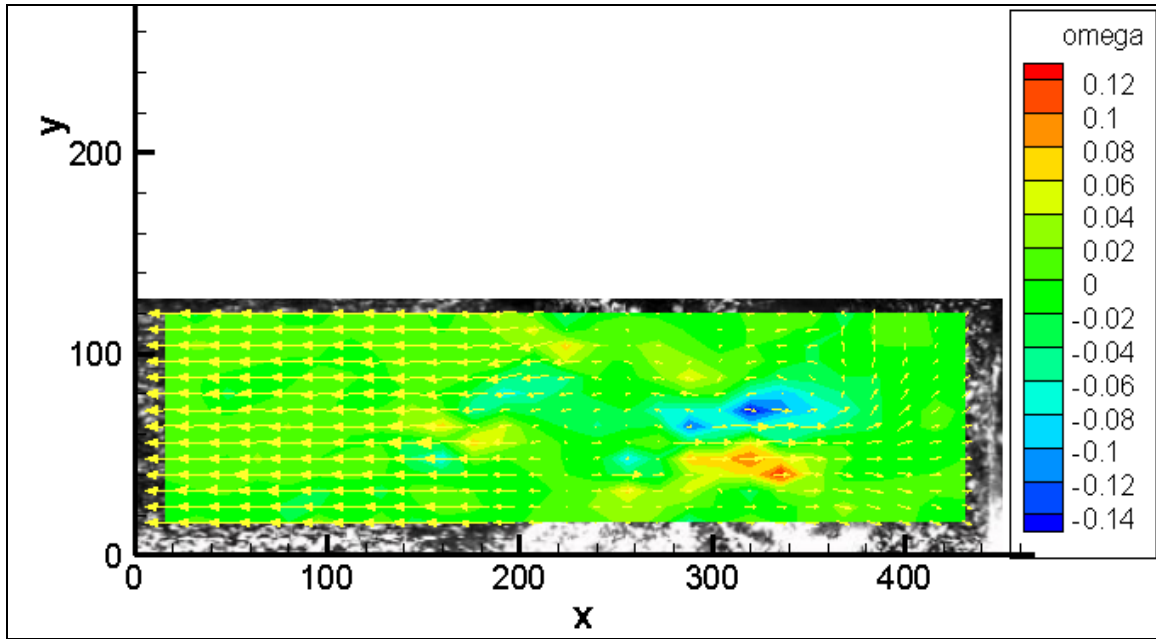


圖 4-15 為圖 4-13 第 05 張 PIV 影像計算結果之渦度圖(X 與 Y 單位為畫素、omega 顏色為渦度強度值分佈)

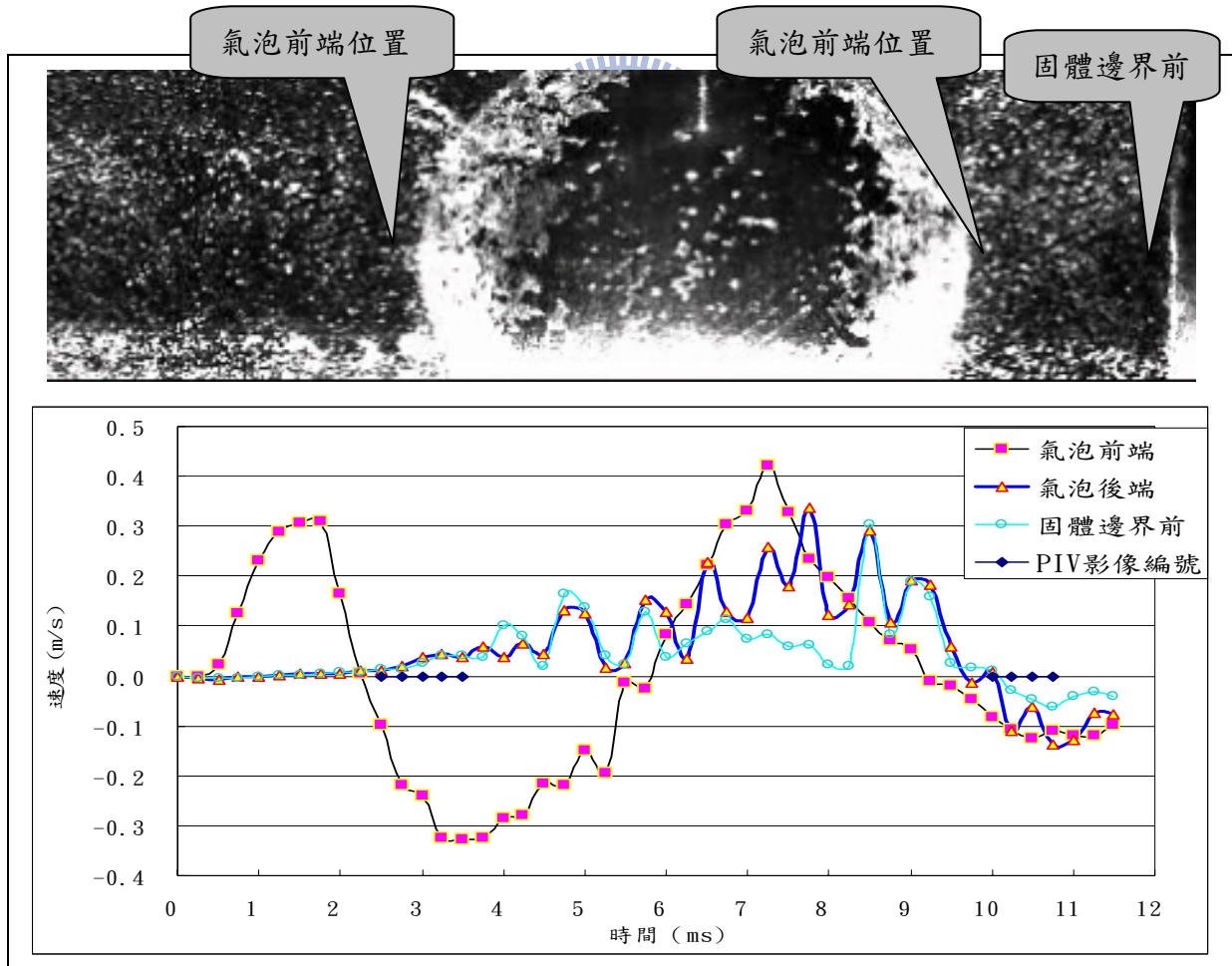


圖 4-16 $\gamma \approx 2$ 球狀體氣泡前、後端之速度變化歷線

註：PIV 影像編號為圖 4-13 與圖 4-14 依序排列，共 9 張影像計算結果

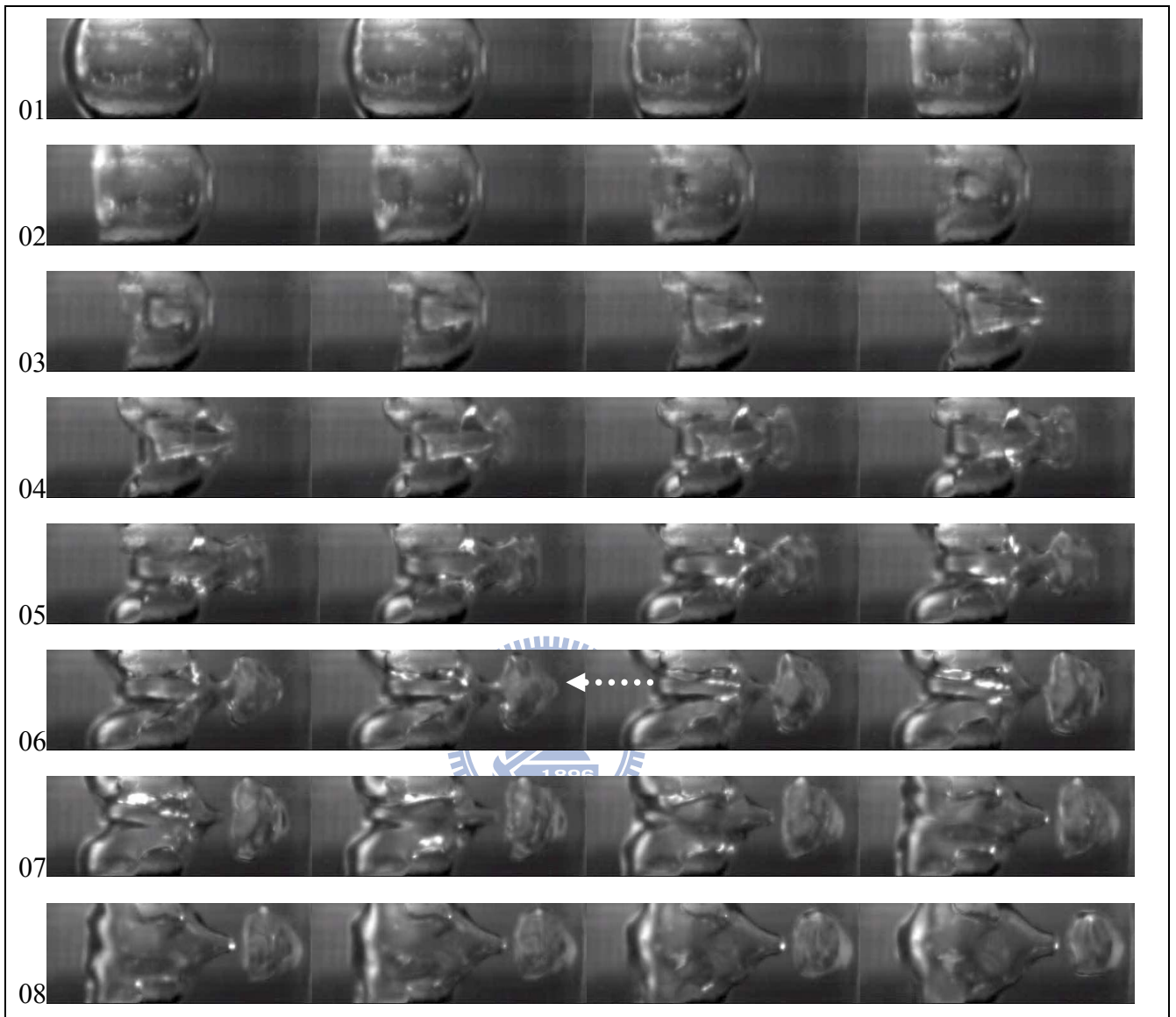


圖 4-17 距離參數 $\gamma \approx 3$ 之穴蝕氣泡破裂過程影像；K-H 渦流為虛線箭頭指示，壓力波強度為 200kPa，影像時間間距為 1/4000 秒，影像大小為 10.5 mm×3.1 mm，氣泡最大半徑為 2.55 mm。



圖 4-18 震波壓力增強後距離參數 $\gamma \approx 3$ 之穴蝕氣泡破裂過程影像；K-H 渦流為虛線箭頭指示；壓力波強度為 300kPa，影像時間間距為 1/4000 秒，影像大小為 9.6 mm×3.1 mm，氣泡最大半徑為 2.35 mm。



圖 4-19 震波壓力增強後距離參數 $\gamma \approx 3$ 之穴蝕氣泡破裂過程影像；K-H 渦流為虛線箭頭指示、逆向噴流為實線箭頭指示；壓力波強度為 260kPa，影像時間間距為 1/4000 秒，影像大小為 9.6 mm×3.1 mm，氣泡最大半徑為 2.25 mm。

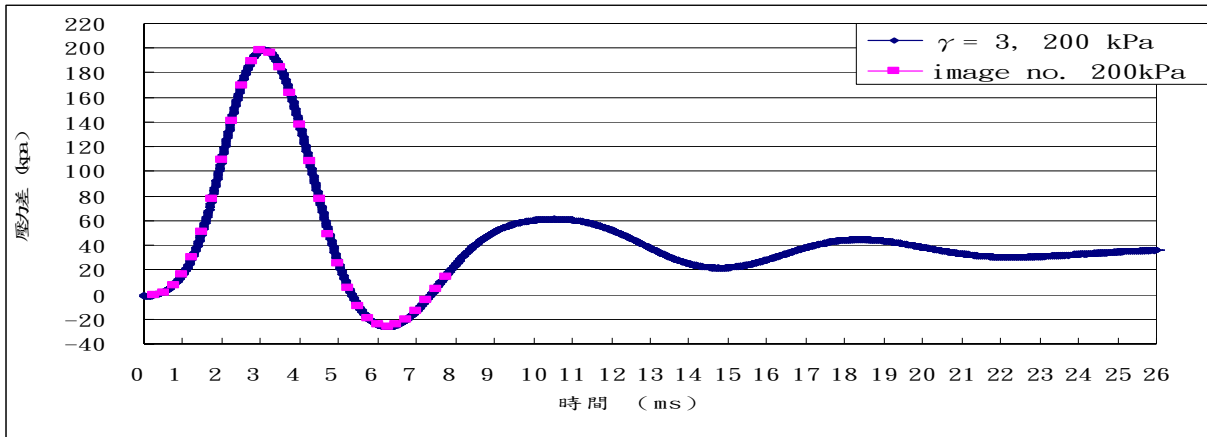


圖 4-20 距離參數 $\gamma \approx 3$ 圓柱管內之壓力波強度變化關係；壓力波強度 200 kPa，隨後之拉張力波強度 -25kPa，脈衝歷時 3.0 ms；image no. 為圖 3.17 的影像對應之壓力量測值（壓力差 $\Delta P = P_m - P_{atm}$ ， P_m ：量測值）。

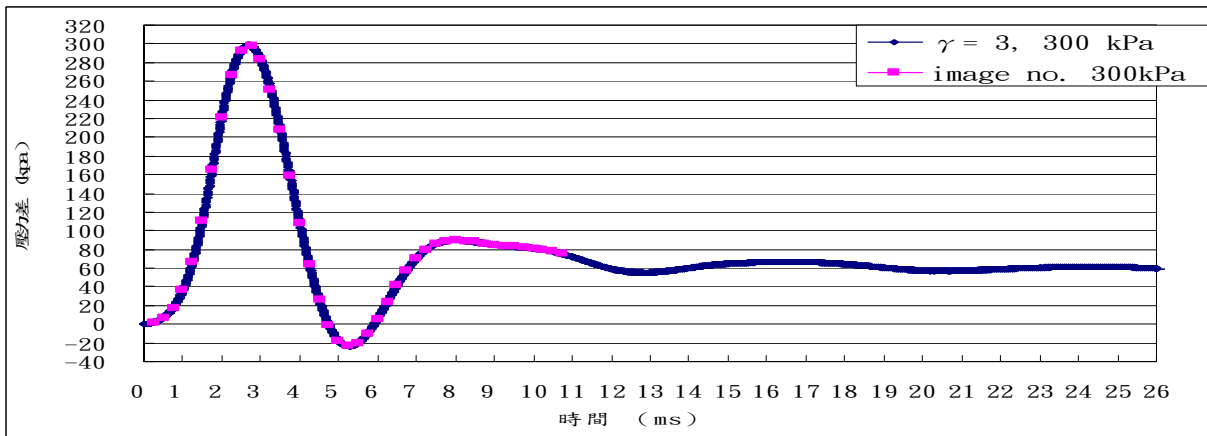


圖 4-21 震波壓力增強後 $\gamma \approx 3$ 圓柱管內之壓力波強度變化關係；壓力波強度 300 kPa，隨後之拉張力波強度 -24kPa，脈衝歷時 2.75 ms；image no. 為圖 3.18 的影像對應之壓力量測值。

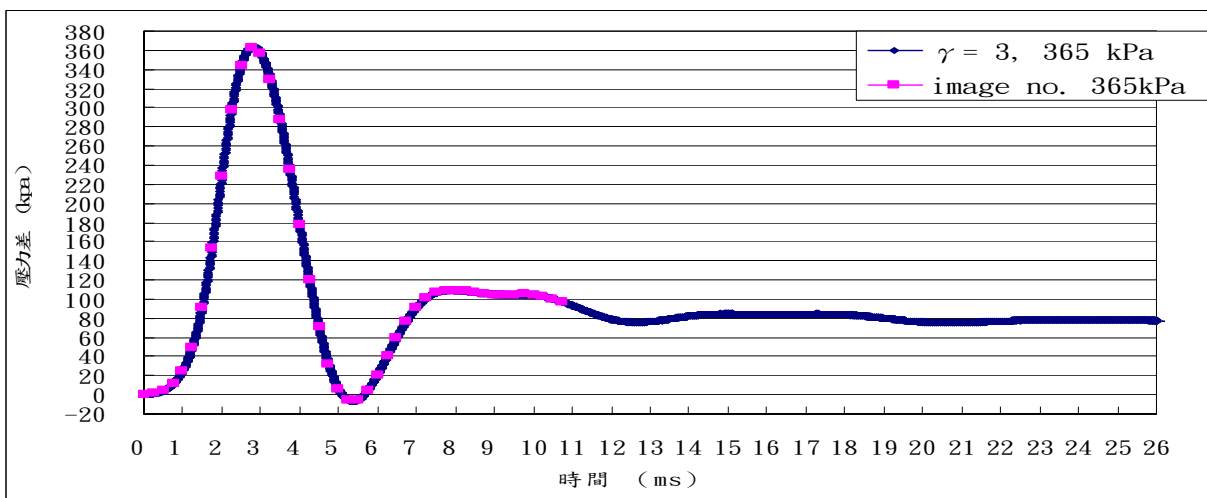


圖 4-22 震波壓力增強後 $\gamma \approx 3$ 圓柱管內之壓力波強度變化關係；壓力波強度 365kPa，隨後之拉張力波強度 -5 kPa，脈衝歷時 2.75ms；image no. 為圖 3.19 的影像對應之壓力量測值。

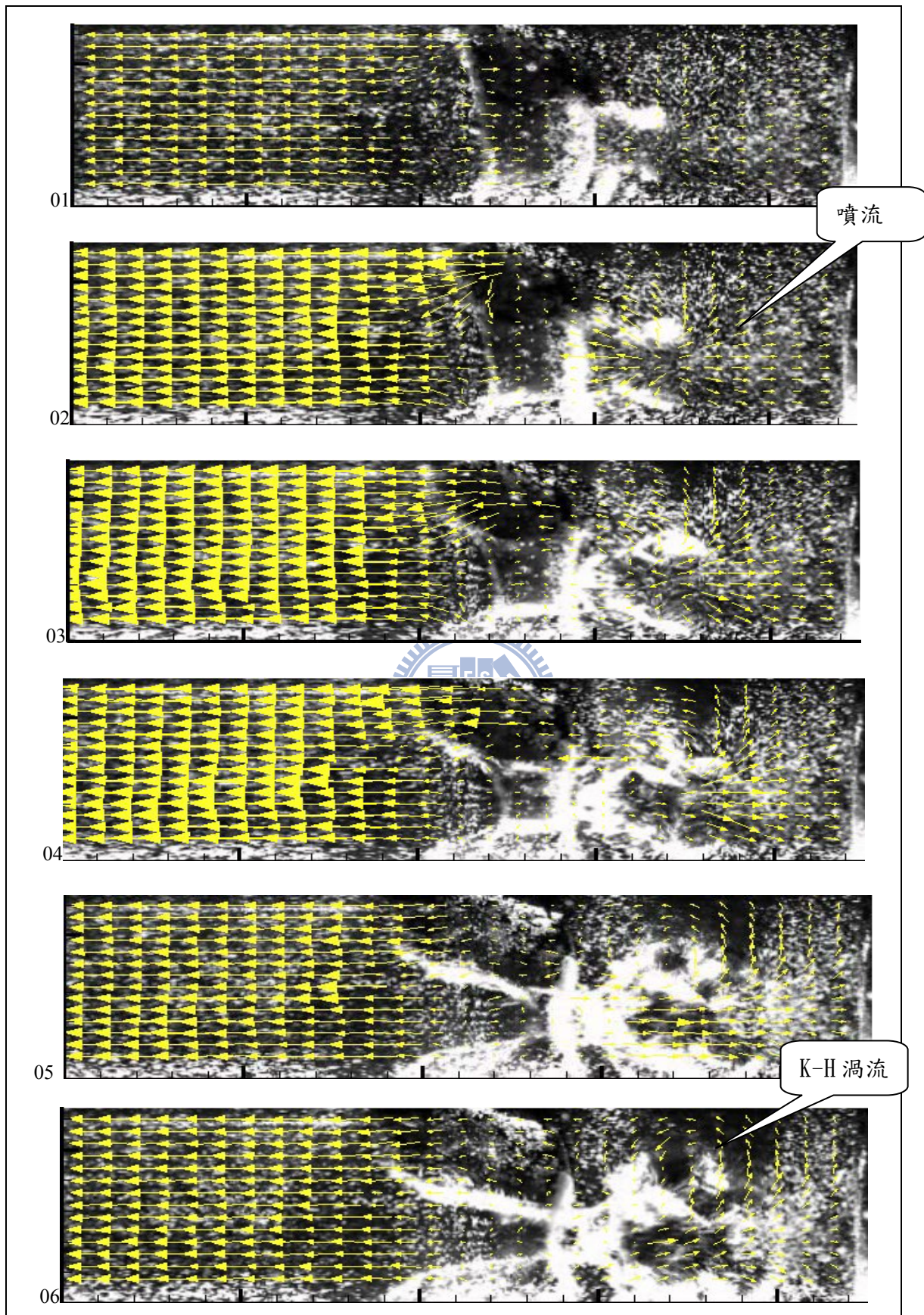


圖 4-23 距離參數 $\gamma \approx 3$ 之噴流至 K-H 渦流之速度流場；影像時間間距 1/4000 秒，壓力波強度分別為 337、277、148、106、54 與 40kPa，影像大小 11mm×3.1mm，氣泡最大半徑 2.3 mm。

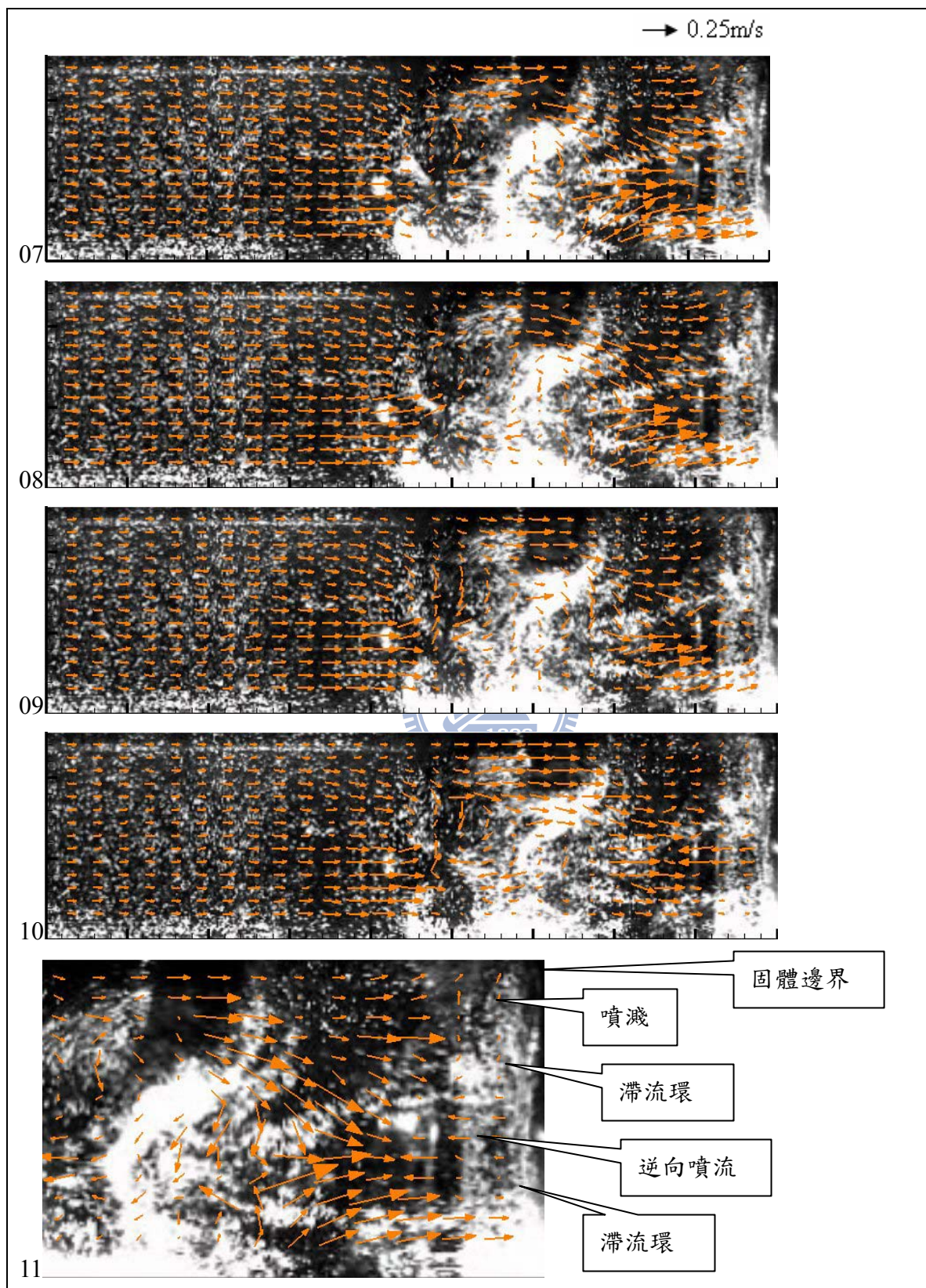


圖 4-24 距離參數 $\gamma \approx 3$ 之逆向噴流形成過程之速度流場；影像時間間距 1/4000 秒，影像壓力波強度分別為 49、51、54 與 56 kPa，影像大小 11mm×3.1mm，氣泡最大半徑 2.3 mm；11 影像為 10 影像計算結果於固體邊界附近之放大結果。

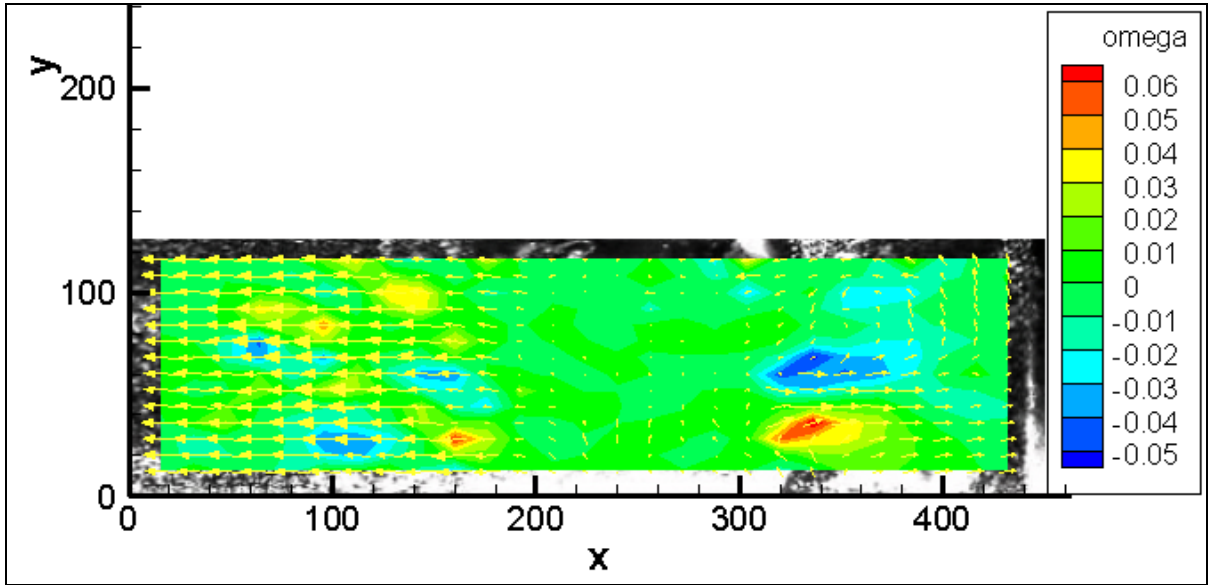


圖 4-25 為圖 4-23 第 06 張 PIV 影像計算結果之渦度圖
(X 與 Y 單位為畫素、omega 顏色為渦度強度值分佈)

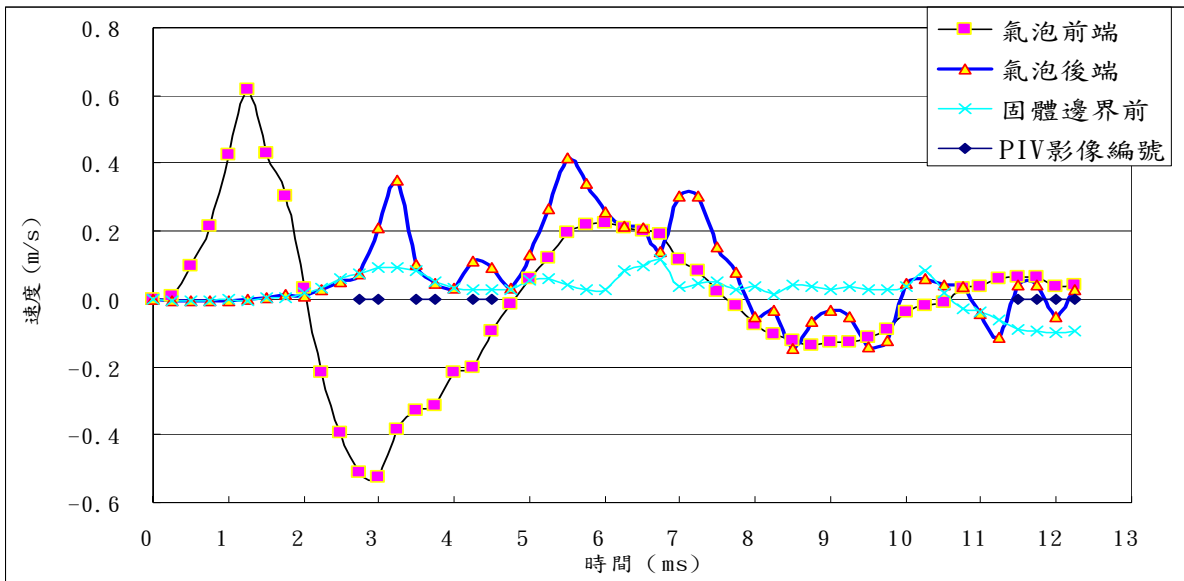
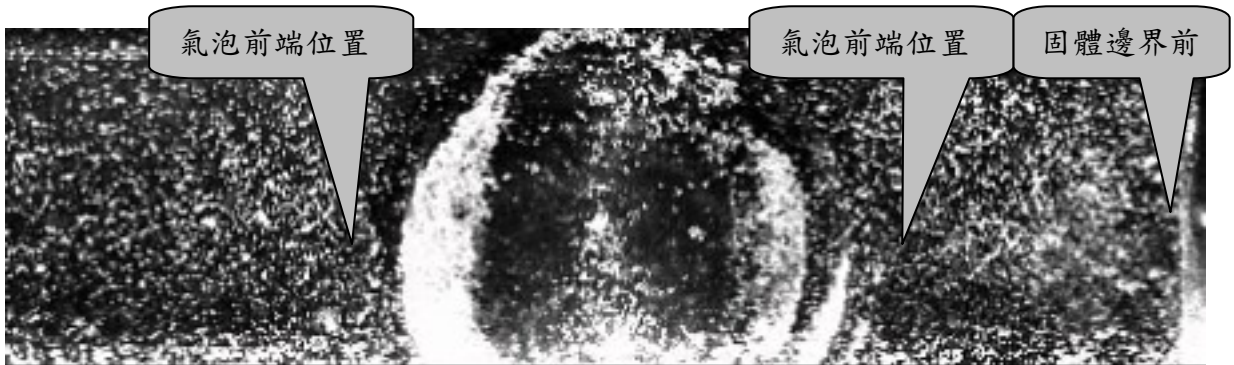


圖 4-26 $\gamma \approx 3$ 球狀體氣泡前、後端之速度變化歷線

註：PIV 影像編號為圖 4-23 與圖 4-24 依序排列，共 10 張影像計算結果

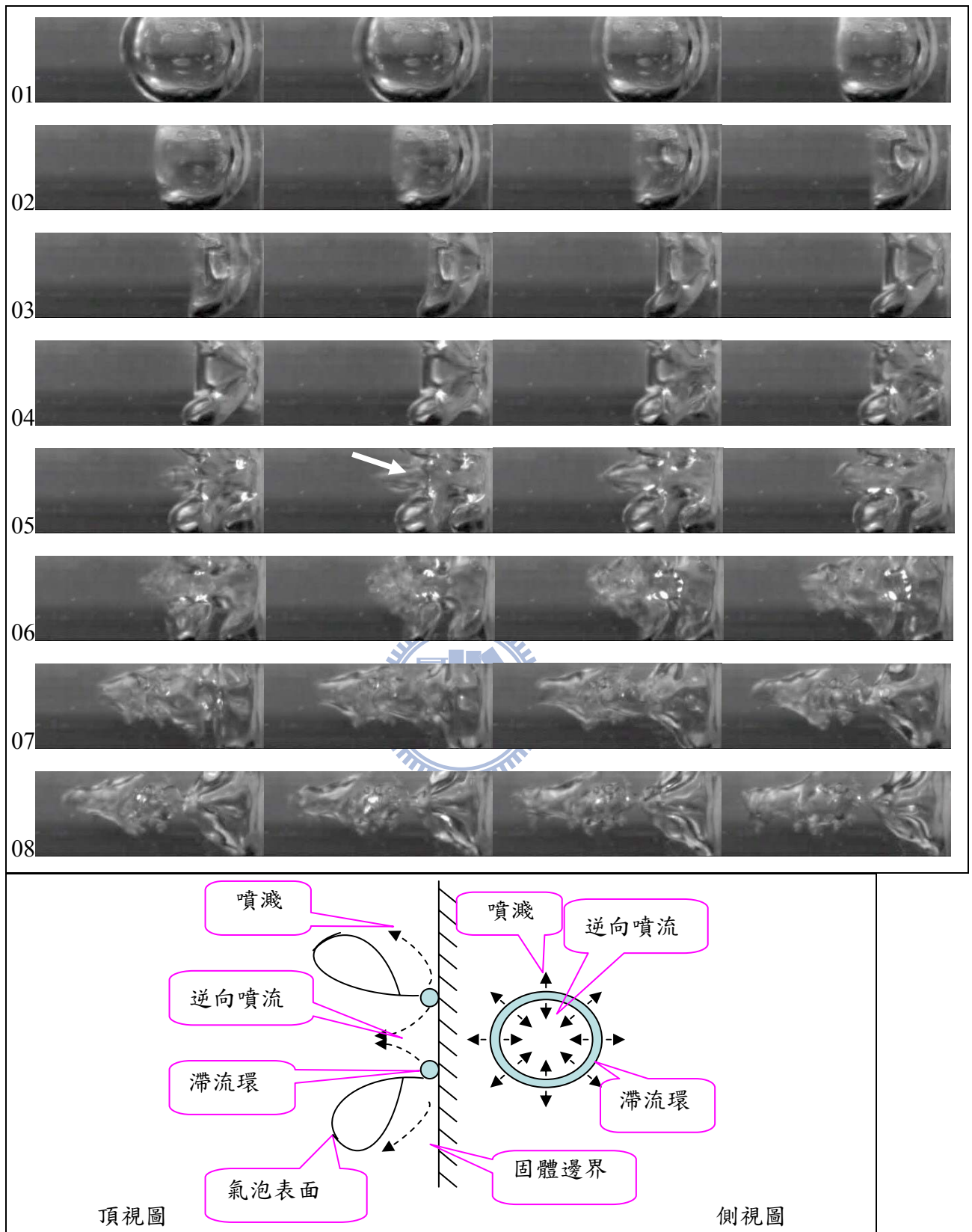


圖 4-27 距離參數 γ 稍大於 1 之穴蝕氣泡破裂過程影像及示意圖，上圖影像部分：逆向噴流為實線箭頭指示，壓力波強度為 325kPa，影像時間間距為 1/4000 秒，影像大小為 8.3 mm×3.1 mm，氣泡最大半徑為 2.4 mm；下圖示意圖部分：液體噴流與逆向噴流之形成示意圖(左下圖：實線為氣泡表面、虛線箭頭為向中央形成逆向噴流、向外形成噴濺)。

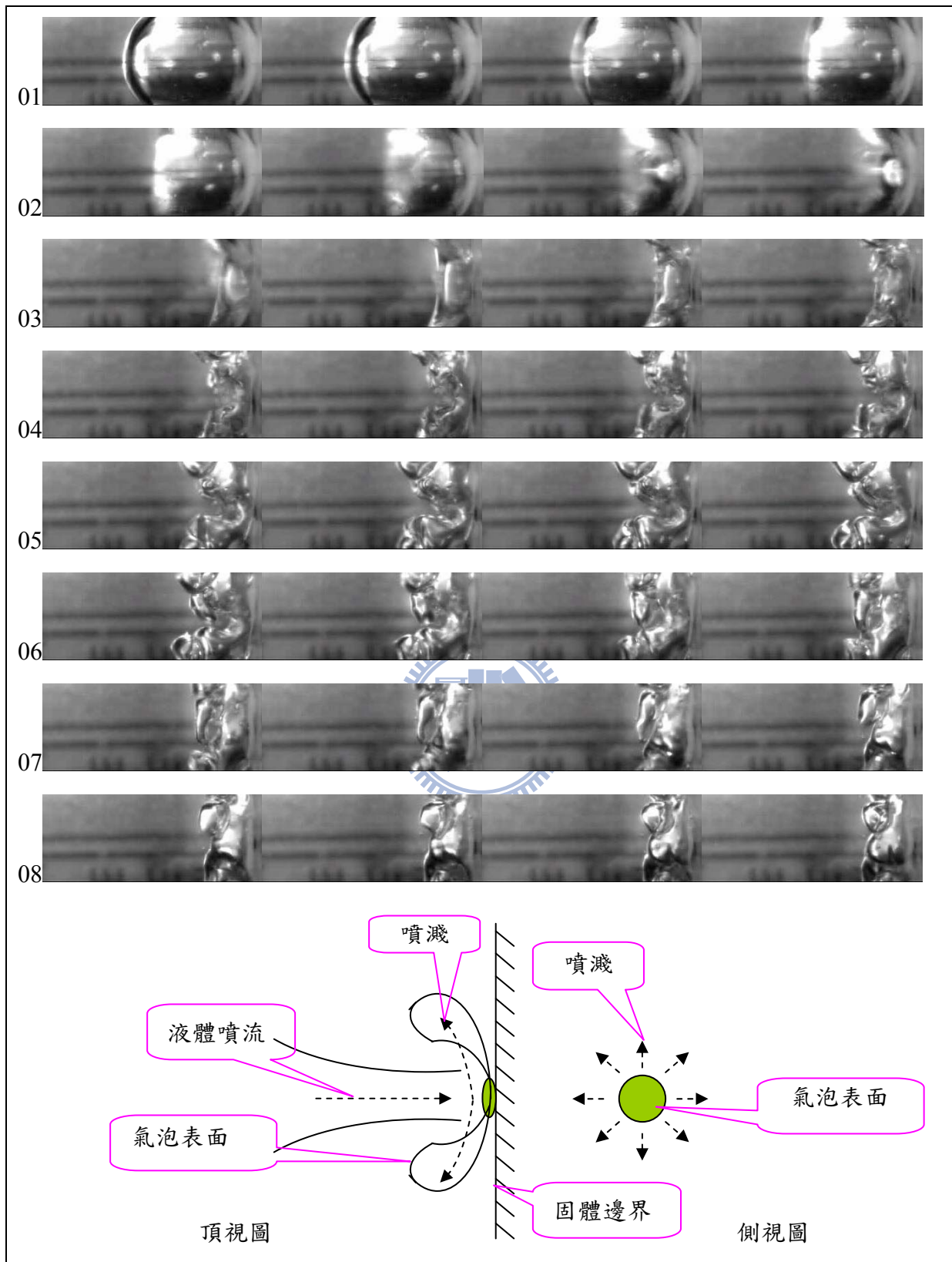


圖4-28 緊貼固體界面之穴蝕氣泡破裂過程影像及示意圖；壓力波強度為520kPa，影像部分：影像時間間距為1/2000秒，影像大小為6.2 mm×3.1 mm，氣泡最大半徑為2.25 mm，下圖示意圖部分：液體噴流與噴濺形成示意圖，(左下圖：實線為氣泡表面、虛線箭頭為向外形成噴濺)。

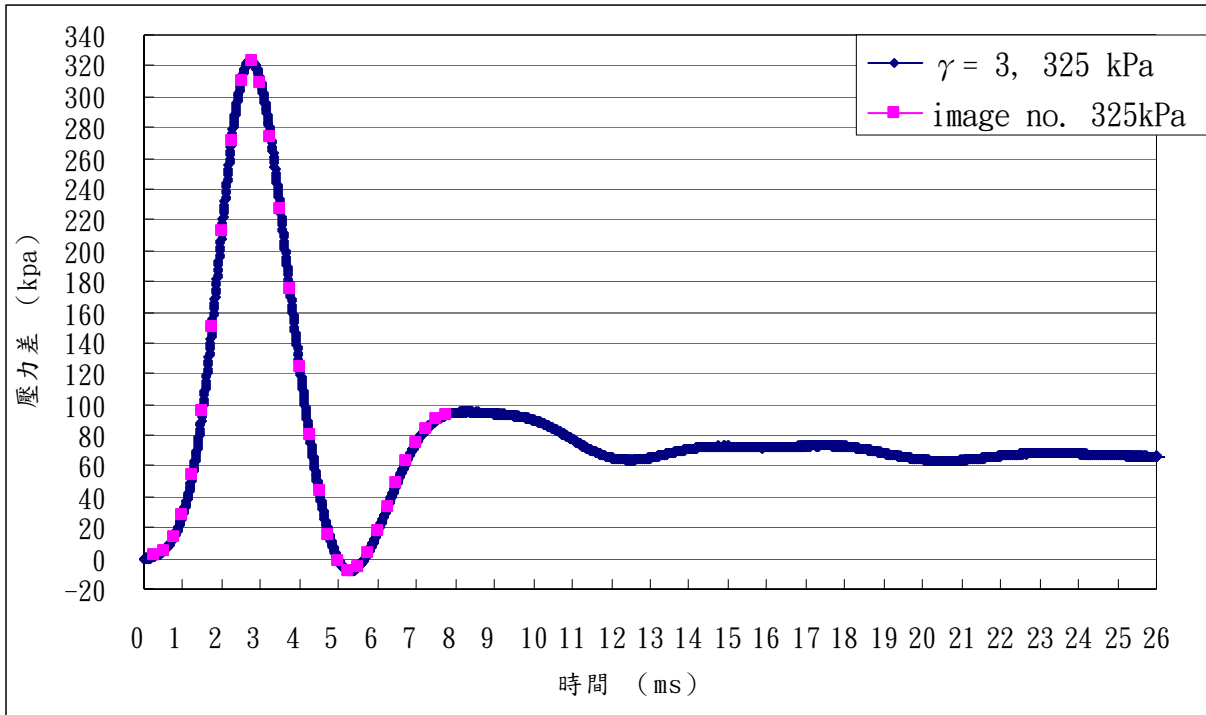


圖 4-29 震波壓力增強後 $\gamma \approx 1$ 圓柱管內之壓力波強度變化關係；壓力波強度 325kPa，隨後之拉張力波強度 -8 kPa，脈衝歷時 2.75ms；image no. 為圖 3.27 的影像對應之壓力量測值。

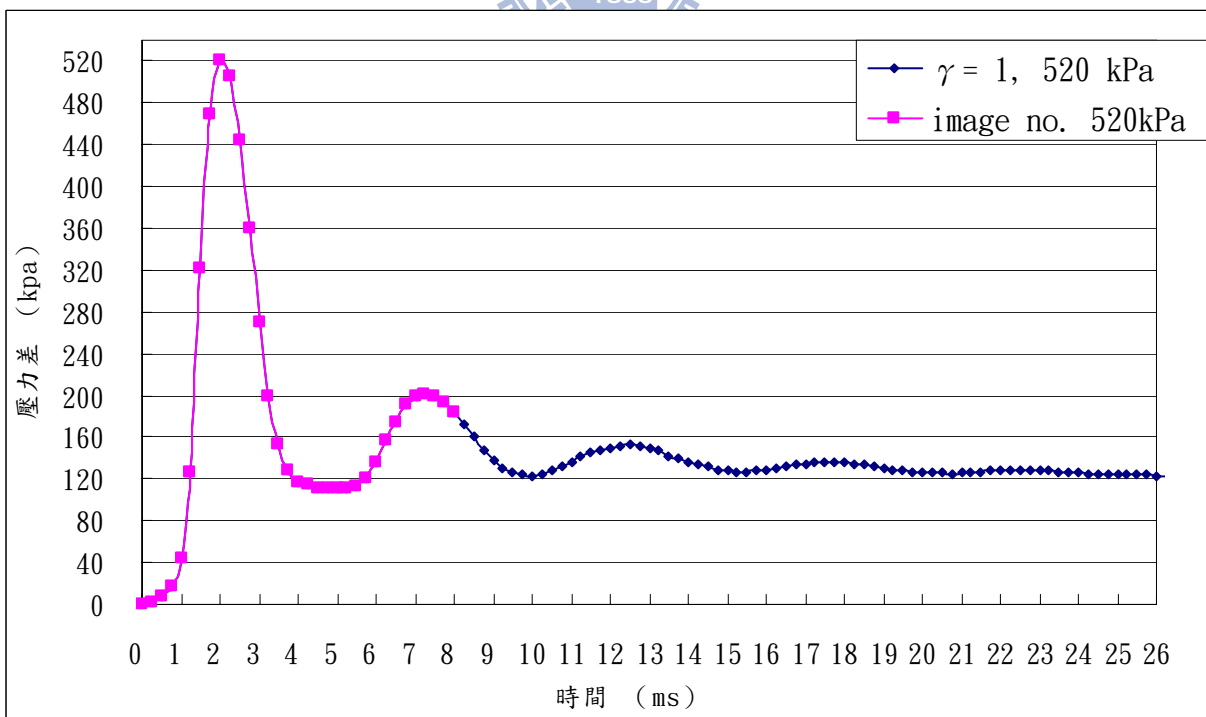
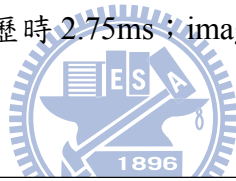


圖 4-30 震波壓力增強後 $\gamma = 1$ 圓柱管內之壓力波強度變化關係；壓力波強度 520kPa，脈衝歷時 2.0ms；image no. 為圖 3.28 的影像對應之壓力量測值。

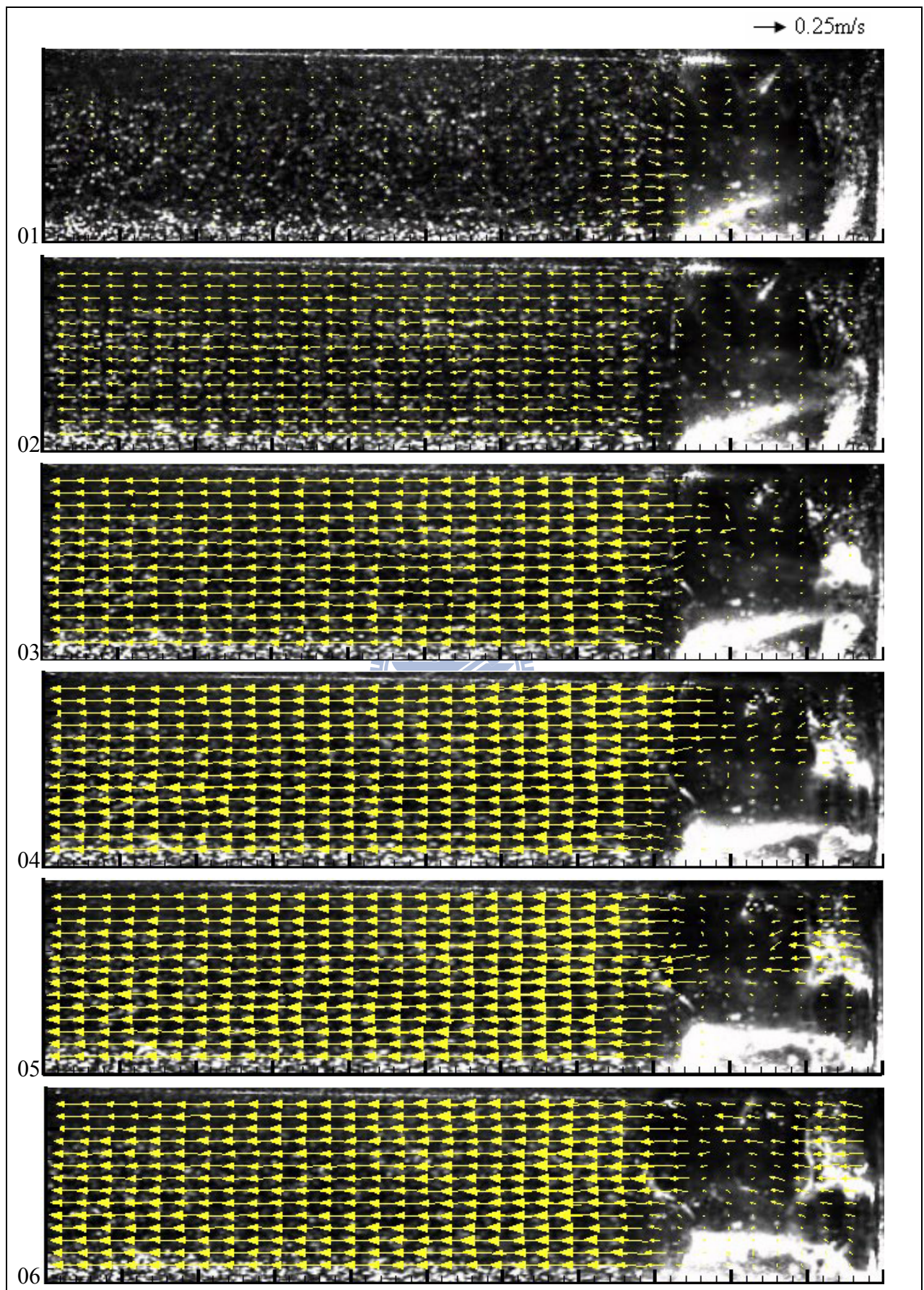


圖 4-31 距離參數 $\gamma \approx 1$ 之逆向噴流形成過程之速度流場

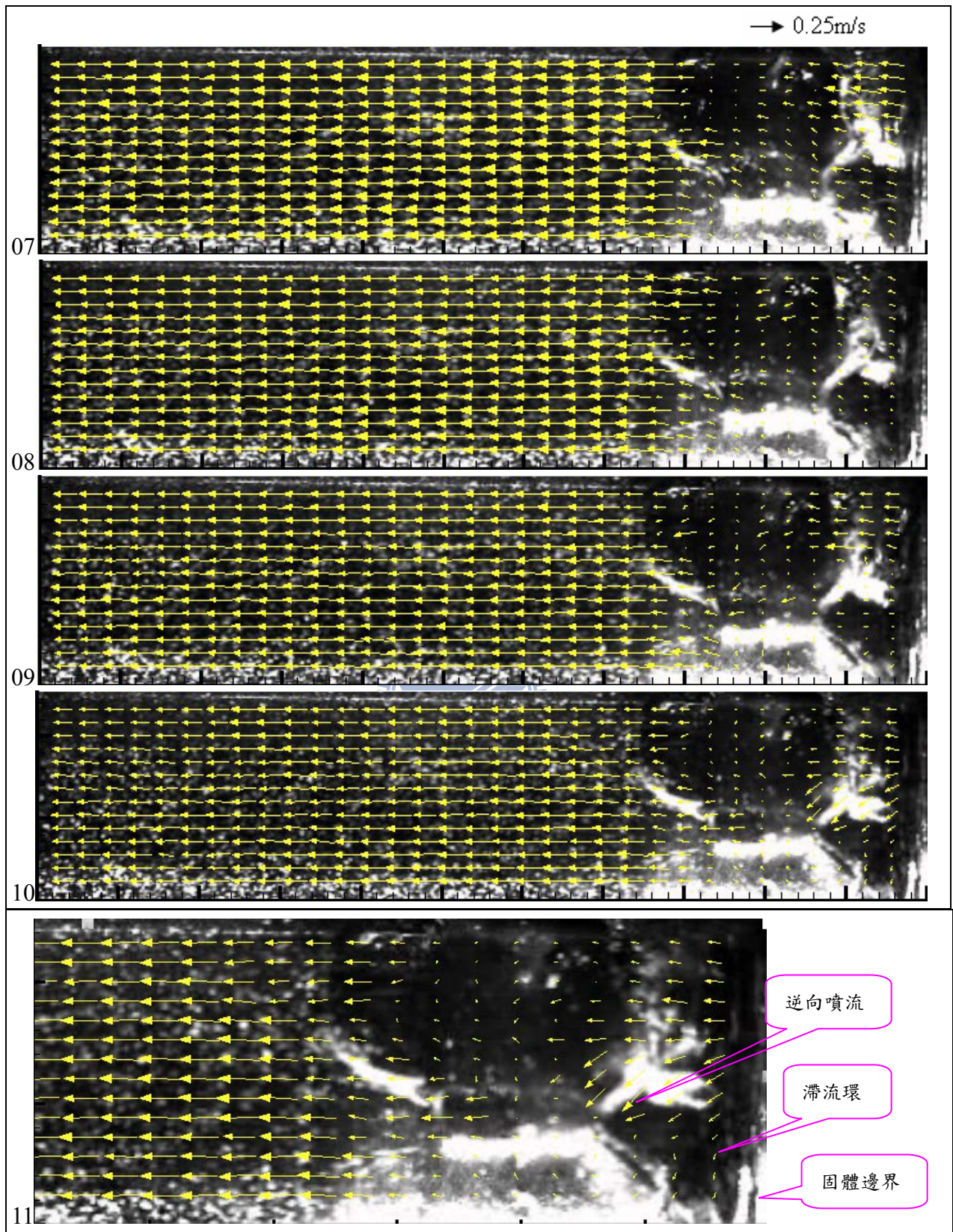


圖4-31 (續) 距離參數 $\gamma \approx 1$ 之逆向噴流形成過程之速度流場；影像時間間距1/4000秒，壓力波強度分別為290、320、302、252、195、145、106、76、53與36 kPa，影像大小8.8mm×3.1mm，氣泡最大半徑2.4 mm；11影像為10影像計算結果於固體邊界附近之放大結果。

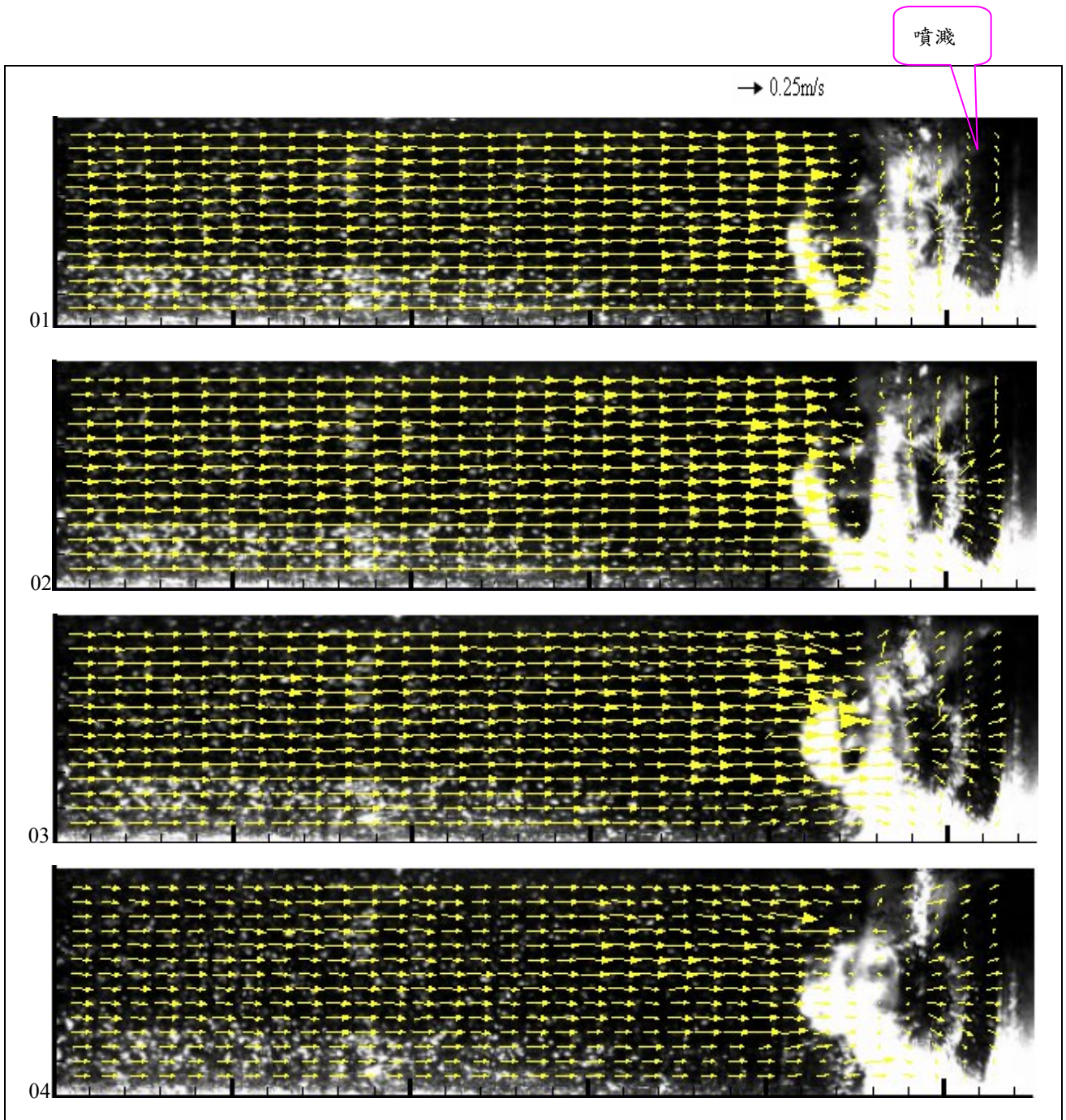


圖 4-32 距離參數 $\gamma = 1$ 之逆向噴流形成過程之速度流場，影像時間間距 1/4000 秒，壓力波強度分別為 13、8、6 與 7 kPa，影像大小 8.8mm×3.1mm，氣泡最大半徑 2.4 mm。

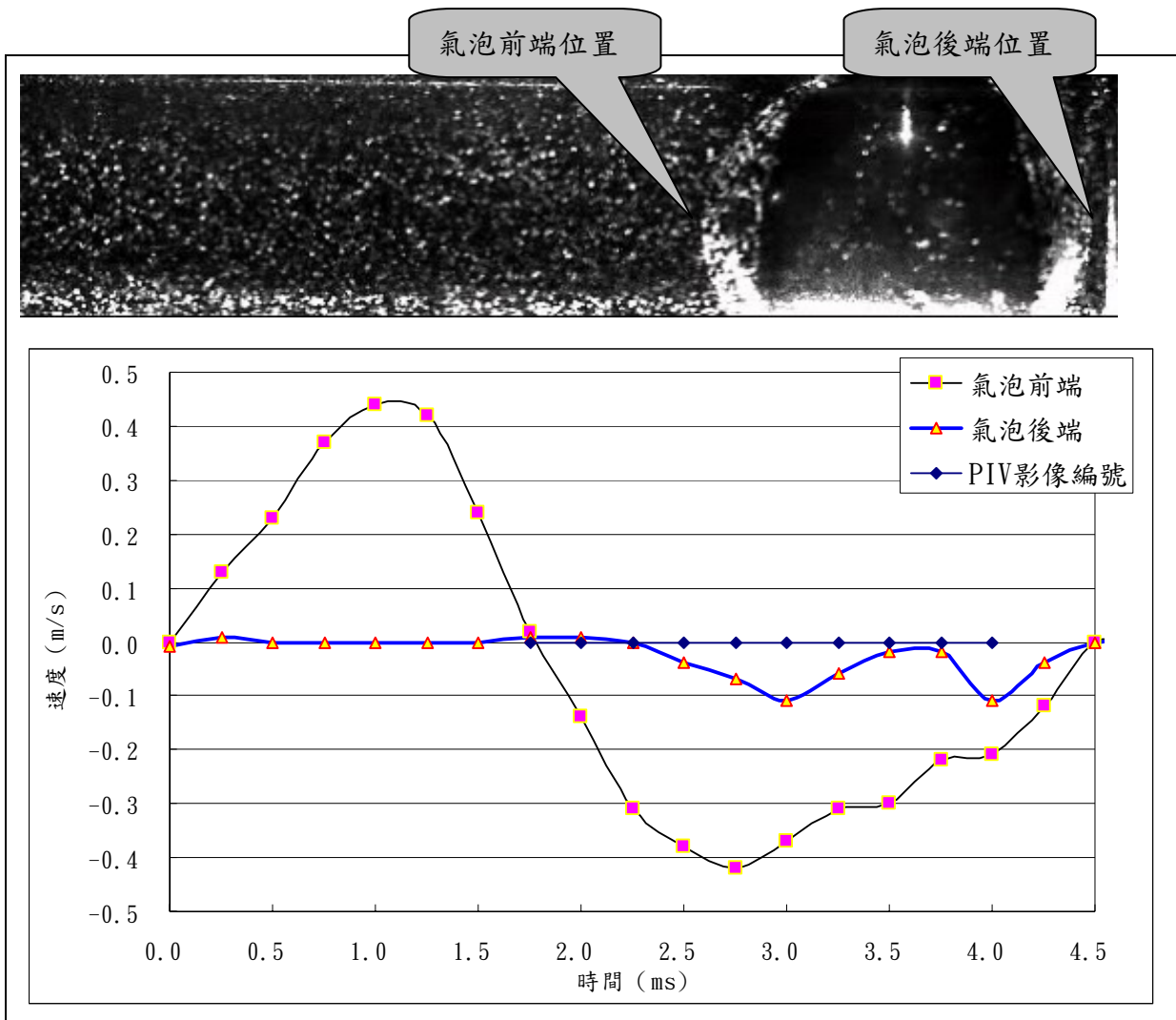


圖 4-33 $\gamma \approx 1$ 球狀體氣泡前、後端之速度變化歷線

註：PIV影像編號為圖4-31依序排列，共10張影像計算結果

表 3-1 距離參數 $\gamma \approx 7$ 氣泡破裂過程之氣泡表面前、後端與固體邊界前速度與壓力關係

時間	氣泡前端	氣泡後端	固體邊界前	固體邊界前 前壓力差	PIV 影像編號
(ms)	(m/s)	(m/s)	(m/s)	(kPa)	No.
0.00	0.00	0.00	0.00	0	-
0.25	0.23	-0.01	-0.01	1	01
0.50	0.43	0.00	0.00	3	02
0.75	0.73	0.00	0.00	8	03
1.00	1.22	0.01	0.00	19	04
1.25	1.64	0.02	0.01	38	05
1.50	1.43	0.02	0.01	66	06
1.75	1.42	0.03	0.03	91	07
2.00	1.40	0.07	0.07	100	08
2.25	0.44	0.09	0.11	118	09
2.50	-0.24	0.19	0.16	120	10
2.75	-0.94	0.70	0.19	129	11
3.00	-1.30	0.72	0.17	130	12
3.25	-1.40	0.82	0.12	132	13
3.50	-1.10	-0.02	0.07	132	14
3.75	-0.91	0.07	0.03	129	-
4.00	-0.72	0.26	0.01	127	-
4.25	-0.63	0.26	0.00	121	-
4.50	-0.50	0.21	0.00	117	-
4.75	-0.48	0.24	-0.02	111	-
5.00	-0.41	0.19	-0.03	105	-
5.25	-0.38	0.08	-0.03	98	-
5.50	-0.38	0.11	-0.04	92	-
5.75	-0.25	0.03	-0.04	85	-
6.00	-0.09	0.14	-0.04	80	-

註：PIV 影像編號對應圖 3-13 與圖 3-14 之編號

表 3-2 距離參數 $\gamma \approx 2$ 氣泡破裂過程之氣泡表面前、後端與固體邊界前速度與壓力關係

時間	氣泡前端	氣泡後端	固體邊界前	固體邊界前壓力差	PIV 影像編號
(ms)	(m/s)	(m/s)	(m/s)	(kPa)	No.
0	0.00	0.00	0.00	0	-
0.25	0.10	-0.01	0.00	1	-
0.5	0.43	0.00	-0.01	4	-
0.75	0.62	0.00	0.00	11	-
1	0.80	0.00	-0.01	30	-
1.25	1.21	0.00	0.00	72	-
1.5	1.62	0.01	-0.01	100	-
1.75	1.41	0.01	0.00	122	-
2	1.14	0.01	0.01	141	-
2.25	0.80	0.02	0.01	151	-
2.5	0.45	0.15	0.01	158	-
2.75	0.10	0.12	0.02	160	-
3	-0.30	0.16	0.03	159	01
3.25	-0.72	0.27	0.05	155	02
3.5	-0.84	0.22	0.07	150	03
3.75	-1.01	0.04	0.11	141	04
4	-1.02	0.08	0.12	132	05
4.25	-1.00	0.06	0.16	122	06
4.5	-0.81	-0.07	0.15	111	07
4.75	-0.84	-0.01	0.13	101	08
5	-0.68	-0.07	0.13	91	09
5.25	-0.75	-0.01	0.16	82	10
5.5	-0.64	0.09	0.26	75	11
5.75	-0.52	0.08	0.11	69	12
6	-0.54	-0.06	0.09	64	13
6.25	-0.49	0.01	0.02	62	14
6.5	-0.40	0.04	0.07	61	-
6.75	-0.24	0.02	0.03	61	-
7	-0.12	0.05	0.03	64	-

註：PIV 影像編號對應圖 3-20 與圖 3-21 之編號

表 3-3 距離參數 $\gamma \approx 3$ 氣泡破裂過程之氣泡表面前、後端與固體邊界前速度與壓力關係

時間	氣泡前端	氣泡後端	固體邊界前	固體邊界前 壓力差	PIV 影像 編號
(ms)	(m/s)	(m/s)	(m/s)	(kPa)	No.
0	0.00	0.00	0.00	0	-
0.25	-0.01	0.00	-0.01	1	-
0.5	0.00	-0.01	-0.01	3	-
0.75	0.03	0.00	-0.01	6	-
1	1.00	0.01	0.01	13	-
1.25	1.43	0.01	-0.01	25	-
1.5	1.51	0.04	0.02	46	-
1.75	1.60	0.10	0.06	76	-
2	0.96	0.23	0.10	107	-
2.25	0.38	0.19	0.10	132	01
2.5	-0.12	-0.03	0.13	148	02
2.75	-0.64	0.06	0.04	159	03
3	-0.83	-0.04	0.04	165	04
3.25	-0.57	0.01	0.03	168	05
3.5	-0.30	0.19	0.02	169	06
3.75	-0.12	-0.04	0.02	168	07
4	-0.25	0.03	0.01	165	08
4.25	-0.22	0.00	0.02	160	09
4.5	-0.12	0.16	0.02	155	10
4.75	-0.16	-0.01	-0.01	148	11
5	-0.14	-0.03	0.00	141	12
5.25	-0.13	0.06	-0.01	133	-
5.5	-0.22	-0.04	-0.02	124	-
5.75	-0.19	0.12	-0.01	115	-
6	-0.36	0.07	-0.02	105	-

註：PIV 影像編號對應圖 3-27 與圖 3-28 之編號

表 3-4 距離參數 $\gamma \approx 1$ 氣泡破裂過程之氣泡表面前、後端與固體邊界前速度與壓力關係

時間	氣泡前端	氣泡後端	固體邊界前 壓力差	PIV 影像 編號
(ms)	(m/s)	(m/s)	(kPa)	No.
0	0.00	0.00	0	-
0.25	0.19	-0.01	1	-
0.5	0.40	-0.01	3	-
0.75	0.49	-0.02	5	-
1	0.59	-0.02	9	-
1.25	0.65	-0.01	20	-
1.5	0.68	0.01	41	-
1.75	0.84	0.01	83	-
2	1.02	0.01	125	-
2.25	0.82	0.22	157	-
2.5	0.40	0.31	187	01
2.75	-0.23	0.07	160	02
3	-0.80	0.11	165	03
3.25	-0.65	0.00	169	04
3.5	-0.65	0.00	155	05
3.75	-0.82	0.02	163	06
4	-0.64	0.01	147	07
4.25	-0.53	0.02	147	08
4.5	-0.44	0.05	133	09
4.75	-0.42	0.03	128	10
5	-0.30	0.03	117	-

註：PIV 影像編號對應圖 3-35 之編號

表 3-5 距離參數 $\gamma \approx 1$ 氣泡破裂過程之氣泡表面前、後端與固體邊界前速度與壓力關係

時間	氣泡前端	氣泡後端	固體邊界前 壓力差	PIV 影像 編號
(ms)	(m/s)	(m/s)	(kPa)	No.
0	0.00	0.00	0	-
0.25	0.04	-0.01	2	-
0.5	0.14	-0.01	6	-
0.75	0.28	-0.02	11	-
1	0.59	-0.02	19	-
1.25	1.24	-0.01	44	-
1.5	1.60	0.01	92	-
1.75	1.60	0.00	138	-
2	1.20	0.15	177	01
2.25	0.89	1.45	146	02
2.5	0.20	0.13	128	03
2.75	-0.40	0.08	150	04
3	-0.90	-0.07	142	05
3.25	-0.98	0.01	126	06
3.5	-0.81	0.01	127	07
3.75	-0.78	0.01	122	08
4	-0.61	0.01	110	09
4.25	-0.41	0.01	104	10
4.5	-0.39	0.01	95	-
4.75	-0.32	0.04	89	-
5	-0.34	0.04	83	-
5.25	-0.30	0.09	74	-

註：PIV 影像編號對應圖 3-36 之編號

表 4-1 球狀體 $\gamma \approx 7$ 氣泡破裂過程之氣泡表面前、後端速度與壓力關係

時間	氣泡前端	氣泡後端	固體邊界 前壓力差	PIV 影像 編號
(ms)	(m/s)	(m/s)	(kPa)	No.
0.00	0.00	0.00	0	-
0.25	0.03	0.00	1	-
0.50	0.42	0.00	4	-
0.75	0.60	0.00	9	-
1.00	0.72	0.00	19	-
1.25	0.76	0.01	34	-
1.50	0.81	0.04	54	01
1.75	0.77	0.10	78	02
2.00	0.60	0.19	105	03
2.25	0.49	0.21	131	04
2.50	0.41	0.25	152	05
2.75	0.20	0.26	165	06
3.00	0.01	0.16	170	07
3.25	-0.03	0.16	167	08
3.50	-0.20	0.11	155	09
3.75	-0.23	0.08	138	10
4.00	-0.22	0.01	116	11
4.25	-0.41	-0.02	91	12
4.50	-0.40	-0.03	67	13
4.75	-0.40	-0.23	45	-
5.00	-0.40	-0.14	25	-
5.25	-0.40	-0.18	10	-

表 4-2 球狀體 $\gamma \approx 2$ 氣泡破裂過程之氣泡表面前、後端與固體邊界前速度與壓力關係

時間	氣泡前端	氣泡後端	固體邊界前	固體邊界前 壓力差	PIV 影像 編號
(ms)	(m/s)	(m/s)	(m/s)	(kPa)	No.
0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	-
0.50	0.02	-0.01	-0.01	0.33	-
1.00	0.23	0.00	0.00	14	-
1.50	0.31	0.00	0.00	51	-
2.00	0.16	0.01	0.01	118	-
2.25	0.01	0.01	0.01	156	-
2.50	-0.10	0.01	0.01	186	01
2.75	-0.22	0.02	0.01	197	02
3.00	-0.24	0.04	0.02	187	03
3.25	-0.32	0.04	0.04	163	04
3.50	-0.33	0.04	0.04	135	05
3.75	-0.32	0.06	0.04	108	-
4.00	-0.28	0.04	0.10	84	-
4.50	-0.22	0.04	0.02	48	-
5.00	-0.15	0.13	0.14	26	-
5.50	-0.01	0.03	0.02	13	-
6.00	0.08	0.13	0.04	8	-
6.25	0.14	0.03	0.06	7	-
6.50	0.22	0.23	0.09	8	-
7.00	0.33	0.12	0.08	13	-
7.50	0.33	0.18	0.06	25	-
8.00	0.20	0.12	0.02	35	-
8.50	0.11	0.29	0.30	50	-
9.00	0.05	0.19	0.19	62	-
9.50	-0.02	0.06	0.02	71	-
9.75	-0.05	-0.01	0.02	71	-
10.00	-0.08	0.01	0.01	70	06
10.25	-0.11	-0.11	-0.03	68	07
10.50	-0.13	-0.06	-0.05	65	08
10.75	-0.11	-0.14	-0.06	61	09
11.00	-0.12	-0.13	-0.04	57	-
11.25	-0.12	-0.07	-0.03	51	-
11.50	-0.10	-0.08	-0.04	46	-

表 4-3 球狀體 $\gamma \approx 3$ 氣泡破裂過程之氣泡表面前、後端與固體邊界前速度與壓力關係

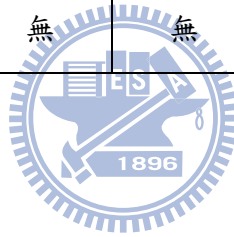
時間	氣泡前端	氣泡後端	固體邊界前	固體邊界前 壓力差	PIV 影像 編號
(ms)	(m/s)	(m/s)	(m/s)	(kPa)	No.
0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	-
0.50	0.10	-0.01	-0.01	0.27	-
1.00	0.43	0.00	0.00	6	-
1.25	0.62	0.00	0.00	21	-
1.50	0.43	0.01	0.00	52	-
2.00	0.03	0.01	0.02	169	-
2.50	-0.40	0.05	0.06	333	-
2.75	-0.51	0.07	0.08	337	01
3.00	-0.53	0.21	0.09	277	02
3.25	-0.38	0.35	0.09	205	-
3.50	-0.33	0.10	0.08	148	03
3.75	-0.32	0.05	0.05	106	04
4.00	-0.22	0.03	0.03	76	-
4.25	-0.20	0.11	0.03	54	05
4.50	-0.10	0.09	0.03	40	06
5.00	0.06	0.13	0.05	19	-
5.50	0.19	0.42	0.04	16	-
6.00	0.22	0.26	0.03	21	-
6.50	0.20	0.21	0.10	34	-
7.00	0.12	0.30	0.04	53	-
7.50	0.02	0.15	0.05	77	-
8.00	-0.08	-0.05	0.04	98	-
8.50	-0.12	-0.14	0.04	104	-
9.00	-0.13	-0.04	0.03	96	-
9.50	-0.11	-0.14	0.03	81	-
10.00	-0.04	0.05	0.04	66	-
10.25	-0.02	0.06	0.08	60	-
10.50	-0.01	0.04	0.02	55	-
11.00	0.04	-0.04	-0.04	49	-
11.50	0.06	0.04	-0.09	49	07
11.75	0.06	0.04	-0.09	51	08
12.00	0.04	-0.05	-0.10	54	09
12.25	0.04	0.03	-0.09	56	10

表 4-4 球狀體 $\gamma \approx 1$ 氣泡破裂過程之氣泡表面前、後端速度與壓力關係

時間	氣泡前端	氣泡後端	固體邊界 前壓力差	PIV 影像 編號
(ms)	(m/s)	(m/s)	(kPa)	No.
0.00	0.00	0.00	0	-
0.25	0.13	0.01	7	-
0.50	0.23	0.00	24	-
0.75	0.37	0.00	52	-
1.00	0.44	0.00	94	-
1.25	0.42	0.00	153	-
1.50	0.24	0.00	224	-
1.75	0.02	0.01	290	01
2.00	-0.14	0.01	320	02
2.25	-0.31	0.00	302	03
2.50	-0.38	-0.04	252	04
2.75	-0.42	-0.07	195	05
3.00	-0.37	-0.11	145	06
3.25	-0.31	-0.06	106	07
3.50	-0.30	-0.02	76	08
3.75	-0.22	-0.02	53	09
4.00	-0.21	-0.11	36	10
4.25	-0.12	-0.04	22	-
4.50	0.00	0.00	13	-

表 5-1 扁平與球狀體氣泡物理現象之比較

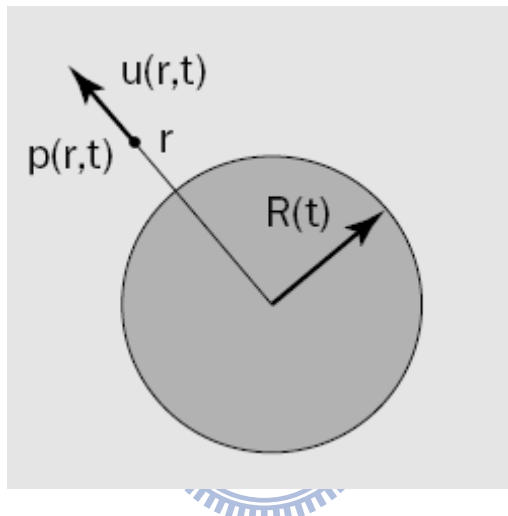
球狀體氣泡	距離參數				
	7	2	3	~1	1
固體邊界的影響	無	有	有	有	有
氣泡表面與固體邊界液體存在	有	有	有	有	無
產生噴流	有	有	有	無	無
產生 K-H 渦流	有	有	有	無	無
產生滯流環	無	有	有	有	無
產生逆向噴流	無	有	有	有	無
扁平氣泡					
氣泡表面與固體邊界液體存在	有	有	有	有	無
產生噴流	無	無	無	無	無
產生 K-H 渦流	有	有	有	無	無
產生滯流環	無	無	無	無	無
產生逆向噴流	無	無	無	無	無



附錄一 氣泡動力學簡介

一、氣泡動力學假設

1. 液體不可壓縮且非牛頓流體與黏性流體；
2. 忽略氣泡重力作用；
3. 氣泡內氣體為穩定、內力忽略不具熱傳導與化學反應。
4. 氣泡內壓力為飽和蒸汽壓力。



附圖 1.1 氣泡內外相關位置示意圖

於氣泡內外之質量守恆，其氣泡交界面速度 $u(R,t) = \dot{R} = dR/dt$ ，由黏性流體之動力黏滯力 μ 於交界面之正向應力（normal stress）：

$$t_{rr}(R,t) = -p(R,t) + 2\mu \left. \frac{\partial u}{\partial r} \right|_{r=R} \quad (1.1)$$

氣泡內部之平衡正向應力：

$$-t_{rr}(R,t) = p_v + p_g(t) - \frac{2S}{R} \quad (1.2)$$

p_g 為氣泡內壓部分，其瞬間氣壓力與初始壓力 p_{g0} 關係式：

$$p_g(t) = p_{g0} \left[\frac{R_0}{R(t)} \right]^{3\gamma_g} \quad (1.3)$$

其中， γ_g 為氣體熱含量比值。

因此，穴蝕氣泡界面之壓力為

$$p(R, t) = p_v + p_{g0} \left[\frac{R_0}{R(t)} \right]^{3\gamma} - \frac{2S}{R} + 2\mu \left. \frac{\partial u}{\partial r} \right|_{r=R} \quad (1.4)$$

距離氣泡遠處，假設為靜止，即 $u(\infty, t) \rightarrow 0$ ，壓力 $p(\infty, t)$ 可由 $p_\infty(t)$ 代表，且為假

設已知。而於初始時（下標為 0）於 $\dot{R}(0) = 0$

$$p_{\infty 0} = p_{g0} + p_v - \frac{2S}{R_0} \quad (1.5)$$

二、Reyleigh-Plesset equation

圓球座標於不可壓縮流與非旋轉流情況化，質量守恆方程式為 $\text{div} \vec{V} = 0$ ：

$$u(r, t) = \dot{R} \frac{R^2}{r^2} \quad (1.6)$$

於特殊情況下，黏滯項於 Navier-Stoke equation 為 0，即為非黏流之動量方程式：

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (1.7)$$

其中，

$$\frac{\partial u(r, t)}{\partial t} = \ddot{R} \frac{R^2}{r^2}$$

$$\frac{\partial u(r, t)}{\partial r} = -2\dot{R} \frac{R^2}{r^3} + 2\dot{R}/R$$

帶入 1.7 式

$$\ddot{R} \frac{R^2}{r^2} + 2\dot{R}^2 \left[\frac{R}{r^2} - \frac{R^4}{r^5} \right] = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (1.8)$$

並對(1.8 式)積分 r

$$\ddot{R} \frac{R^2}{r} + 2\dot{R}^2 \left[\frac{R}{r} - \frac{R^4}{4r^4} \right] = \frac{p(r, t) - p_\infty(t)}{\rho} \quad (1.9)$$

此方程式與 Bernoulli 非黏性、非穩態流相同。於氣泡界面 $r=R$

$$\frac{p(r, t) - p_\infty(t)}{\rho} = R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 \quad (1.10)$$

最後，壓力在交界面上

$$\left. \frac{\partial u}{\partial r} \right|_{r=R} = -2 \frac{\dot{R}}{R} \quad (1.11)$$

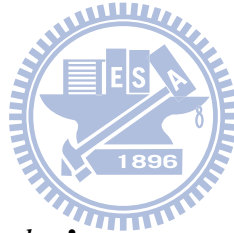
整理 1.4 式與 1.11 式得

$$p(R, t) = \rho \left(R \ddot{R} + \frac{3}{2} \dot{R}^2 \right) = p_v - p_\infty + p_{g0} \left[\frac{R_0}{R} \right]^{3\gamma} - \frac{2S}{R} - 4\mu \frac{\dot{R}}{R} \quad (1.12)$$

此方程式，在 $p_\infty(t)$ 已知之情況下，可決定氣泡半徑發展與壓力場的變化。而於非黏流之流體上，最後一項可忽略。

根據 (1.12) 之方程式於數值上可解決氣泡破裂問題。在許多情況下，內力和黏滯力對整體而言不是很重要的角色。而表面張力一般為氣泡破裂的第二重要因素。

三、氣泡能量守恆



$$R \ddot{R} + \frac{3}{2} \dot{R}^2 = \frac{p(r, t) - p_\infty(t)}{\rho} = \frac{1}{2 \dot{R} R^2} \frac{d}{dt} [R^2 \dot{R}^3] \quad (1.13)$$

Ratleigh-Plesset equation 可根據 (1.12) 轉為：

$$\frac{d}{dt} (2\pi\rho \dot{R}^2 R^3) = [p_v + p_{g0} \left(\frac{R_0}{R}\right)^{3\gamma} - p_\infty(t)] 4\pi R^2 \dot{R} - 8\pi S R \dot{R} + 16\pi\mu R \dot{R}^2 \quad (1.14)$$

左項為流體動力能量變化，右邊第一項為壓力作用在流體能量，第二、三項為表面作用能量變化與黏滯能量消散率（dissipation rate due to viscosity）。

四、穴蝕氣泡破裂時間

1. 假設在不考慮黏滯效應、非壓縮氣體與表面張力條件下，初始 $t=0$ 情況，氣泡 $p_{\infty} > p_v$ ，氣泡破裂特徵時間 τ 稱為 Ratleigh-Plesset time。但它無法證明氣泡破裂成功範圍與真實氣泡破裂之物理變化，值得注意的是，假如表面張力沒有忽略的話，破裂可能有輕微加速度存在。

2. 氣泡交界面速度

根據上述假設，Ratleigh-Plesset equation (1.12)，積分 (1.13) 式

$$\rho \dot{R}^2 R^3 = -\frac{2}{3}(p_{\infty} - p_v)(R^3 - R_0^3) \quad (1.15)$$

在破裂過程速度為負

$$\frac{dR}{dt} = -\sqrt{\frac{2}{3} \frac{(p_{\infty} - p_v)}{\rho} \left(\frac{R_0^3}{R^3} - 1\right)} \quad (1.16)$$

氣泡破裂半徑趨近於 0，內輻射加速運動沒有限制，數值積分方程式計算半徑 $R(t)$ 為時間函數，氣泡破裂時間特徵或 RAYLEIGH TIME 為

$$\tau = \sqrt{\frac{3}{2} \frac{p_{\infty} - p_v}{\rho}} \int_0^{R_0} \frac{dR}{\sqrt{\left(\frac{R_0^3}{R^3} - 1\right)}} \cong 0.915 R_0 \sqrt{\frac{p_{\infty} - p_v}{\rho}}$$

其中，定值 0.915 為近似 $\sqrt{\frac{\pi}{6} \frac{\Gamma(5/6)}{\Gamma(4/3)}}$ ， Γ 為 gamma function。

附錄二 Kelvin - Helmholtz 不穩定

由於各相流之間的剪應力作用使得不同流相因加速度差異產生不穩定性，此現象稱為 **Kelvin - Helmholtz** 不穩定流動，產生流體層流流況穩定逐漸轉化為紊流。因此，區分無旋運動和有旋運動是研究無粘流動必須遵循的基本原則，Kelvin 速度環量守恆定理和 Helmholtz 關於渦量守恆的幾個定理，為研究氣-液流動提供了重要的理論基礎。

在流動的水中遇到阻礙物，阻礙物後就會出現漩渦，此漩渦為有渦旋運動的流體團。在向下游移動的過程中，該流體團的渦旋運動性質會受到某些因素的影響而產生變化。因此，建立流線上的速度環量和流體微團的渦度所滿足的動力學方程，其定理說明如下：

1. 速度環量定理-Kelvin 定理

此定理描述一些物理因素能夠影響流體物質之線速度環量，以及以何種形式影響，茲說明如下：

沿任一封閉流體物質線 L 的速度環量 $\Gamma = \oint \vec{V} \cdot d\vec{r}$ ，對於單值速度場，其導數滿足

$$\frac{d\Gamma}{dt} = \oint \frac{d\vec{V}}{dt} \cdot d\vec{r} \quad (2.1)$$

將(1.1)式代至 N—S 方程

$$\frac{d\Gamma}{dt} = \oint_L \frac{d\vec{V}}{dt} \cdot d\vec{r} = \oint_L \vec{F} \cdot d\vec{r} - \oint_L \frac{\nabla P}{\rho} \cdot d\vec{r} + \frac{\mu}{\rho} \oint_L \nabla^2 \vec{V} \cdot d\vec{r} + \frac{\mu}{3\rho} \oint_L \nabla(\nabla \cdot \vec{V}) \cdot d\vec{r} \quad (2.2)$$

由於 $\nabla \cdot \vec{V}$ 是單值函數，因此， $\oint_L \nabla(\nabla \cdot \vec{V}) \cdot d\vec{r} = 0$

$$\frac{d\Gamma}{dt} = \oint_L \vec{F} \cdot d\vec{r} + \oint_L \frac{\nabla P}{\rho} \cdot d\vec{r} + \frac{\mu}{\rho} \oint_L \nabla^2 \vec{V} \cdot d\vec{r} \quad (2.3)$$

分析說明：

(1) 若體力為重力， $\oint_L \vec{F} \cdot d\vec{r} = 0$ ，保守體力不影響流體物質線上的速度環量。

(2) $-\oint_L \frac{\nabla P}{\rho} \cdot d\vec{r} = -\iint_S \nabla \times \left(\frac{\nabla P}{\rho} \right) \cdot d\vec{S} = \iint_S \left(\frac{\nabla \rho \times \nabla P}{\rho^2} \right) \cdot d\vec{S}$ ，若流體正壓， $\rho = \rho(P)$ ，則

$\nabla \rho \times \nabla P = 0$ ，壓力強度梯度力不影響物質線上之速度環量。

(3) 若是理想流體流動，則粘性力項消失。

綜上可知，對理想、正壓流體在有勢力場中的流動而言，閉合流體物質線上之速度環量（渦通量）守恆，稱為 Kelvin 定理

2. 渦度方程和 Helmholtz 方程

渦度之 $N-S$ 方程

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \nabla \left(\frac{V^2}{2} \right) + \vec{\Omega} \times \vec{V} = \vec{F} - \frac{\nabla P}{\rho} + \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \vec{V} + \frac{\mu}{3\rho} \nabla (\nabla \cdot \vec{V}) \quad (2.4)$$

其中，令 $\vec{f} = \mu \nabla^2 \vec{V} + \frac{\mu}{3} \nabla (\nabla \cdot \vec{V})$ ，對上式兩端同時取旋度得到

$$\frac{\partial \vec{\Omega}}{\partial t} + \nabla \times (\vec{\Omega} \times \vec{V}) = \nabla \times \vec{F} - \nabla \times \left(\frac{\nabla P}{\rho} \right) + \nabla \times \left(\frac{\vec{f}}{\rho} \right) \quad (2.5)$$

其中

$$\nabla \times (\vec{\Omega} \times \vec{V}) = \vec{\Omega} (\nabla \cdot \vec{V}) + (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{\Omega} - (\vec{\Omega} \cdot \nabla) \vec{V} - \vec{V} (\nabla \cdot \vec{\Omega}) \quad (2.6)$$

(2.6)式代至(2.5)式

$$\frac{\partial \vec{\Omega}}{\partial t} + [\vec{\Omega} (\nabla \cdot \vec{V}) + (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{\Omega} - (\vec{\Omega} \cdot \nabla) \vec{V} - \vec{V} (\nabla \cdot \vec{\Omega})] = \nabla \times \vec{F} - \nabla \times \left(\frac{\nabla P}{\rho} \right) + \nabla \times \left(\frac{\vec{f}}{\rho} \right) \quad (2.7)$$

其中， $\nabla \cdot \vec{\Omega} = 0$ ，最後得到

$$\frac{\partial \bar{\Omega}}{\partial t} + \bar{\Omega}(\nabla \cdot \bar{V}) + (\bar{V} \cdot \nabla)\bar{\Omega} - (\bar{\Omega} \cdot \nabla)\bar{V} = \nabla \times \bar{F} - \nabla \times \left(\frac{\nabla P}{\rho}\right) + \nabla \times \left(\frac{\bar{f}}{\rho}\right) \quad (2.8)$$

以全微分表示：

$$\frac{d\bar{\Omega}}{dt} + (\bar{V} \cdot \nabla)\bar{\Omega} - (\bar{\Omega} \cdot \nabla)\bar{V} = \nabla \times \bar{F} - \nabla \times \left(\frac{\nabla P}{\rho}\right) + \nabla \times \left(\frac{\bar{f}}{\rho}\right) \quad (2.9)$$

分析說明：

(1) 若體力為重力，則 $\nabla \times \bar{F} = 0$ ；

(2) $\nabla \times \left(\frac{\nabla P}{\rho}\right) = \frac{1}{\rho^2}(\nabla \rho \times \nabla P)$ ，若流體正壓 $\rho = \rho(P)$ ，則 $\nabla \rho \times \nabla P = 0$ ；對於正壓流體，

壓能函數 $\Pi = \int_{p_0}^p \frac{dP}{\rho}$ ，微分 Π 得到 $\frac{1}{\rho} \nabla P = \nabla \Pi$ ， Π 為單位質量流體所具有的一

種势能，稱為壓能。

(3) 若流體理想則 $\bar{f} = 0$ ，



若同時滿足以上三個條件則得到 Helmholtz 方程：

$$\frac{d\bar{\Omega}}{dt} + (\bar{V} \cdot \nabla)\bar{\Omega} - (\bar{\Omega} \cdot \nabla)\bar{V} = 0 \quad (2.10)$$

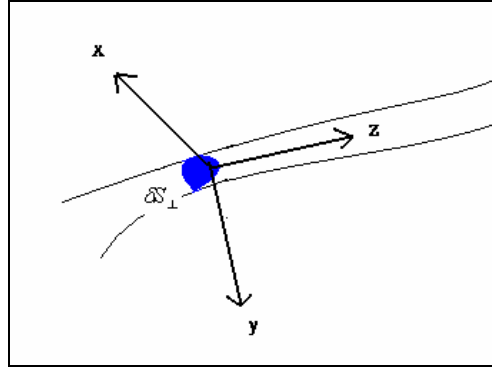
其中， $(\bar{V} \cdot \nabla)\bar{\Omega} - (\bar{\Omega} \cdot \nabla)\bar{V}$ 的意義： t 時刻考慮流體中之微小單元段之細渦管，並且以該渦管之渦度方向 z 軸建立直角坐標，如附圖 1 所示，對該微小單元段有

$$(\bar{\Omega} \cdot \nabla)\bar{V} = \Omega \frac{\partial u}{\partial z} \bar{i} + \Omega \frac{\partial v}{\partial z} \bar{j} + \Omega \frac{\partial w}{\partial z} \bar{k}$$

$$(\bar{V} \cdot \nabla)\bar{\Omega} = \Omega \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \bar{k}$$

$$\begin{aligned} (\bar{V} \cdot \nabla)\bar{\Omega} - (\bar{\Omega} \cdot \nabla)\bar{V} &= \left(\Omega \frac{\partial u}{\partial x} \bar{i} + \Omega \frac{\partial v}{\partial y} \bar{j} + \Omega \frac{\partial w}{\partial z} \bar{k} \right) - \Omega \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \bar{k} \\ &= \left(\Omega \frac{\partial u}{\partial x} \bar{i} + \Omega \frac{\partial v}{\partial y} \bar{j} \right) - \Omega \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \bar{k} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \Omega \left(\frac{\partial u}{\partial z} \vec{i} + \frac{\partial v}{\partial z} \vec{j} \right) - \Omega \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \vec{k} \\
&= \Omega \frac{\partial \vec{V}_\perp}{\partial z} - \Omega \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \vec{k}
\end{aligned} \tag{2.11}$$



附圖 1 渦管示意圖

其中， \vec{V}_\perp 代表與渦度垂直的速度分量。而 $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}$ 以 δS_\perp 代表該微小單元段截面積，得

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{d\delta S_\perp}{\delta S_\perp dt} \tag{2.12}$$

$$(\vec{V} \cdot \nabla) \vec{\Omega} - (\vec{\Omega} \cdot \nabla) \vec{V} = \Omega \left(\frac{\partial \vec{V}_\perp}{\partial z} - \left(\frac{d\delta S_\perp}{\delta S_\perp dt} \right) \vec{k} \right) \tag{2.13}$$

可知 (2.10) 反映渦管橫截面的橫向脹縮。且在不考慮其他外界作用的情況下，流體微團垂直於轉軸的膨脹和收縮，必然引起轉動慣量之的改變，從而改變 $\vec{\Omega}$ 的大小。由於渦管是流體物質管，從 Kelvin 定理可知，在流體理想、正壓、體力有勢能之前提下，渦管強度的守恆。於是 δS_\perp 微小單元段截面積之變化，必然引起 $\vec{\Omega}$ 的變化。對於不可壓縮流體， δS_\perp 的增與減，必對應微小單元段長度的減與增，此現象亦可認為為渦量的變化係由渦管沿軸向的伸縮導致，故稱之為渦管的伸縮效應。而 $\frac{\partial \vec{V}_\perp}{\partial z}$ 的存在必然導致渦管的扭曲，渦管扭曲引起 $\vec{\Omega}$ 方向的改變（出現與原方向垂直的分量）。這種由於渦線取向的改變而使渦度改變的機制稱為渦線的翻轉效應。

個人簡歷

姓名：楊昇學

英文姓名： Yang Sheng-Hsueh

籍貫：台灣省雲林縣

學歷：省立嘉義高中 (82.09-85.06)


逢甲大學水利工程學系學士 (85.09-89.06)

交通大學土木工程研究所碩士(89.09-91.07)

交通大學土木工程研究所博士(91.09-98.07)

著作

1. 期刊

- 
- (1) 楊昇學、林哲宏、洪銘堅、曾鈞敏、林錦全、陳明仁、葉克家(2006)，「中央管河川警戒水位訂定標準與應用研究」，土木水利，第三十三卷，第五期。
 - (2) Yang, S. H., Jaw S. Y. and Yeh, K. C. (2009), "Single cavitation bubble generation and observation of the bubble collapse flow induced by a pressure wave", Experiments in Fluids, 47, 343-355 (SCI, EI) .
 - (3) 楊昇學、趙勝裕、葉克家 (2009) 「單一渦穴氣泡產生與氣泡破裂流場之量測研究」，防蝕工程。(EI)。

2. 研討會

- (1) 葉克家、毛健平、楊昇學(2001),「應用交替色彩影像測速法於堰流流場可視化研究」,第十二屆水利工程研討會,N32-N37。
- (2) 葉克家、楊昇學(2002),「堰塞湖蓄水溢頂之流場及輸砂實驗研究」,第十三屆水利工程研討會,P15-P27。
- (3) 葉克家、楊昇學、江定宇(2003),「堰塞湖蓄水溢頂之流場及輸砂試驗研究」,集集地震對水文現象影響之研究成果研討會論文集,pp.102-123。
- (4) 楊昇學、江定宇、葉克家(2004),「堰塞湖潰壩造成下游地區淹水之模擬研究」,第十四屆水利工程研討會。
- (5) 楊昇學、江定宇、葉克家(2004),「彩色質點影像測速法於瞬間潰壩之流場研究」,第十四屆水利工程研討會。
- (6) 楊昇學、葉克家(2006),「應用彩色質點影像測速法於瞬間潰壩之研究」,Proceedings of Symposium on Advances of Mechanics In honor of President Robert R. Hwang.
- (7) 楊昇學、葉克家、陳明仁等(2006),「中央管警戒水位訂定標準與應用研究」,第十五屆水利工程研討會。
- (8) 楊昇學、郭峰志、黃宏莆、葉克家、陳明仁(2007),「中央管河川警戒水位訂定方法與應用研究」,第十六屆水利工程研討會。
- (9) 陳明仁、葉克家、楊昇學(2007),「臺灣之中央管河川警戒水位訂定與相關問題」,第十一屆海峽兩岸水利科技交流研討會。