

國立交通大學
機械工程學系碩士班
碩士論文

管夾式超音波流量測量之換能器引致聲場研究

Acoustic Fields Induced by Transducers for Clamp-on
Ultrasonic Flow Measurement

研究生：李柏勳

指導教授：尹慶中 博士

中華民國一〇二年七月

管夾式超音波流量測量之換能器引致聲場研究

Acoustic Fields Induced by Transducers for Clamp-on Ultrasonic
Flow Measurement

研究生：李柏勳

Student : Bo-Shun Li

指導教授：尹慶中 博士

Advisor : Dr. Ching-Chung Yin



Submitted to Department of Mechanical Engineering

College of Engineering

National Chiao Tung University

in Partial Fulfillment of the Requirements

for the Degree of

Master of Science

in

Mechanical Engineering

July 2013

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國一〇二年七月

管夾式超音波流量測量之換能器引致聲場研究

研究生：李柏勳

指導教授：尹慶中博士

國立交通大學機械工程學系碩士班

摘要

流量計是工業節能感控系統量測與驗證中最重要的儀表之一，非侵入式的超音波流量計更為首要的應用工具。管夾式超音波流量計大多為 Z 型與 V 型架設，頻率範圍在 1-2 MHz，依據聲波在管流內的傳遞時間計算流速及流量。斜束超音波入射於液固耦合介面，不僅會發生幾何反射，還會產生滲漏導波，後者折射進入耦合液體與前者干涉，形成非幾何反射聲場。超音波流量計探頭設計時，窄束剪力波探頭需避開非幾何反射聲場，以增加精確度，寬束藍姆波探頭則利用滲漏導波達到增加聲場覆蓋率之需求。本文數值解析有限寬度之超音波聲束傾斜入射於固液耦合的管壁產生之反射及穿透聲場，找出適當的入射角參數。以市售之參考探頭及自製壓電探頭為分析對象，從數值結果解釋探頭設計原理與重要設計因子，並加入實驗佐證。

關鍵字：非幾何反射聲場、滲漏導波、壓電探頭、超音波流量計

Acoustic Fields Induced by Transducers for Clamp-on Ultrasonic Flow Measurement

Student : Bo-Shun Li

Advisor : Dr. Ching-chung Yin

Abstract

Flow meter is one of the important instruments in industrial sensing and control systems for energy saving measurement and verification. Non-invasive clamped-on ultrasonic flow meter is the primary choice among many application instruments. Both Z-type and V-type configurations are usually employed in ultrasonic flow measurement, in which the operating frequency range is from 1 to 2 MHz. The flow velocity can be determined through the time of flights of obliquely incident ultrasound propagating in pipe flow. Nonspecular reflection of a bounded acoustic beam is caused by the interference of geometric reflection and associated leaky guided waves propagating along the interface between liquid and the tube.

Ultrasonic transducers developed for time-of-flight flow meter can be categorized into two groups, narrow beam shear wave and wide beam Lamb wave. Higher accuracy can be achieved by the transducer based on narrow beam shear waves if nonspecular acoustic reflection is avoided. On the other hand, the transducer of broad beam Lamb waves can increase coverage of ultrasonic field transmitting across low acoustic impedance flow by stimulating leaky guided wave along the pipe. This thesis numerically analyzes both reflected and transmitted beam profiles induced by a Gaussian acoustic beam obliquely incident on the fluid coupled pipe. The working principle and several important design factors of ultrasonic transducers for flow meters have been studied and verified through experimental exploration

on the house-made piezoelectric transducers and both types of products available in industry. The appropriate angles of incidence have been determined for above mentioned ultrasonic transducers.

Keyword: Nonspecular acoustic reflection, leaky guided wave, piezoelectric transducer, ultrasonic flow meter



誌謝

在兩年的研究所生活，最感謝的是指導教授 尹慶中博士，從大學時期就成為老師的專題生到現在碩士即將畢業，老師身上的態度及精神都成為學生的楷模，於研究上細心的指導，給予非常多的建議，也花費不少的時間在引導學生，幫助學生的研究順利，能一步步完成論文。同時感謝楊哲化、廖駿偉與蕭國模老師撥冗擔任口試委員，對本論文不吝指正，提出許多精闢之建議，使論文更充實完整。

感謝非破壞評估實驗室的學長劉育翔，不只提供實驗上的幫助，也分享研究心得與軟體撰寫技巧，感謝世民學長於論文原理的指導，感謝泰和學長教導 Pspice 使用技巧及基本等效電路類型，感謝學長姐吳旻修、李劭遠、梁均帆與郇心慧，在修課及研究皆給予很大的幫助，感謝同學何家豪、黃仲平與吳雨倩在碩士生活的一路相伴，還有研究上的協助與鼓勵，感謝學弟妹陳勁希、張維霖、彭鈺原與羅憶青幫忙處理實驗室的瑣事，使碩二的我們能更專注於研究，祝你們未來的研究順利。特別感謝工研院綠能所的褚柏胤、蕭仲興與蔡禮豐先生，提供非常多幫忙及建議。

最後，感謝家人給予的支持，使我無後顧之憂地完成學業，提出很多建議，總是讓我茅塞頓開，感謝女友顏杏珊在研究生活的陪伴與照顧。僅以此論文

獻給家人、師長、朋友及所有關愛我的人

目 錄

摘 要	i
Abstract	ii
誌謝	iv
目 錄	v
表目錄	viii
第一章 緒 論	1
1.1 研究背景	1
1.2 文獻回顧	2
1.2.1 超音波流量計	2
1.2.2 非幾何反射聲場	3
1.3 研究目的	4
1.4 內容簡述	5
第二章 理論說明	6
2.1 超音波流量計	6
2.2 超音波流量計探頭技術	8
2.3 超音波探頭的遠近場	9
2.4 非幾何反射聲場	10
2.4.1 幾何反射	10
2.4.2 非幾何反射	10
2.5 液固耦合平板的反射與穿透係數	11
2.5.1 Thomson-Haskell 方法	11
2.5.2 液固耦合平板	14

2.5.3	高斯聲柱的穿透與反射聲場	19
第三章	數值結果與討論	21
3.1	液固耦合平板的反射係數	21
3.2	板波頻散曲線	22
3.3	液固耦合平板的反射聲場	22
3.3.1	波數積分	22
3.3.2	反射聲場比較	23
3.4	多層材料的反射係數及聲場	24
3.4.1	窄束剪力波與寬束藍姆波探頭	24
3.4.2	反射與穿透係數(標題不好！與 3.1 節有何差異?)	25
3.4.3	反射聲場分佈及位移響應	26
3.4.4	流體溫度對聲場強度分佈的影響	28
3.5	超音波流量計之入射角選定	28
3.6	雛型探頭模擬	30
3.6.1	壓電陶瓷圓形碟片電性分析及振動模態	30
3.6.2	雛型探頭模擬	31
第四章	實驗結果與討論	33
4.1	窄束剪力波探頭的設計製作與測試	33
4.1.1	探頭基本結構與選用材料	33
4.1.2	探頭製作步驟	33
4.1.3	試製探頭之試驗	34
4.2	參考探頭的性能	36
4.2.1	參考探頭之電性阻抗曲線分析	36
4.2.2	參考探頭的時頻域訊號分析	37

4.3	窄束剪力波探頭水下聲場量測實驗.....	38
4.3.1	實驗裝置.....	38
4.3.2	聲場量測結果.....	38
4.4	參考探頭的聲場量測.....	39
第五章	結論.....	41
5.1	結論.....	41
5.2	未來工作展望.....	42
參考文獻	43



表目錄

附表	45
表 1	計算所採用的材料係數表.....	45
表 2	超音波參考探頭之入射角度與折射角度.....	45
表 3	水的聲速與溫度對照表.....	45
表 4	計算所採用的 PZT-4 及 PZT-5A 壓電陶瓷的材料係數.....	46
表 5	工程塑膠 ABS 及 PEI 材料性質表.....	47



圖目錄

圖 1.1	超音波流量計之量測及探頭架設.....	48
圖 1.2	架設位置不同時超音波訊號振幅大小.....	48
圖 2.1	都卜勒頻移式超音波流量計原理示意圖.....	49
圖 2.2	(a) V 法則、(b) Z 法則之歷時式超音波流量計原理示意圖.....	49
圖 2.3	窄束剪力波流量計探頭工作示意圖.....	50
圖 2.4	寬束藍姆波流量計探頭工作示意圖.....	50
圖 2.5	超音波換能器示意圖.....	51
圖 2.6	超音波振幅在遠場與近場的分布[15].....	51
圖 2.7	幾何反射場.....	52
圖 2.8	幾何反射聲場強度分佈.....	52
圖 2.9	非幾何反射場.....	53
圖 2.10	非幾何反射聲場強度分佈.....	53
圖 2.11	簡化之超音波流量計量測流量模型.....	54
圖 2.12	多層等向性材料.....	54
圖 2.13	分段計算之第一部分.....	55
圖 2.14	分段計算之第二部分.....	55
圖 2.15	分段計算之第三部分.....	56
圖 3.1	浸入水中之 3mm 厚的壓克力平板.....	57
圖 3.2	不同入射角之反射係數的值.....	57
圖 3.3	不同相速度之反射係數的值.....	58
圖 3.4	3mm 壓克力平板之頻散曲線與圖 3.3 逆時針旋轉九十度.....	58
圖 3.5	高斯積分與波數積分之差異.....	59

圖 3.6	(a) LSV 模型、(b) LSL 模型.....	59
圖 3.7	參考文獻[10]反射聲場分佈，曲線 1 為入射聲場，曲線 2、3 為 LSV、LSL 模型的反射聲場.....	60
圖 3.8	適應性積分計算反射聲場結果.....	60
圖 3.9	(a) ACTSONIC 廠牌之超音波流量計探頭 T-M1 實體照片，(b) Fluxus M 系列探頭實體照片.....	61
圖 3.10	a. 超音波流量計探頭之示意圖，1：殼體、2：斜束聲波導圓柱、3：壓電片、4：導線、5：背襯材料、6：訊號接頭、 α ：聲束傾角、 θ ：入射角。b. 圓柱波導前端投影之長、短軸長 L 及 D 。.....	61
圖 3.11	Fluxus M 系列探頭 X 光透視影像.....	62
圖 3.12	超音波入射 3mm 厚壓克力板與不鏽鋼板之穿透係數 T	62
圖 3.13	超音波入射 3mm 厚壓克力板與不鏽鋼板之反射係數 R	63
圖 3.14	超音波入射簡化之超音波流量計測流量模型，第二階段穿透係數 R_2	63
圖 3.15	超音波入射簡化之超音波流量計測流量模型，第二階段位移 $u_{bz}^{(2)}$	64
圖 3.16	高斯聲束照射 3 mm 厚不鏽鋼板的反射及穿透聲場，黑色虛線為入射聲束.....	64
圖 3.17	高斯聲束照射 3 mm 厚壓克力板的反射及穿透聲場，黑色虛線為入射聲束.....	65
圖 3.18	高斯聲束照射簡化之超音波流量計測流量模型(管壁厚 3 mm 之不鏽鋼板)的第三階段反射聲場及相位.....	65

圖 3.19	高斯聲束照射簡化之超音波流量計量測流量模型(管壁厚 3 mm 之壓克力板)的第三階段反射聲場及相位.....	66
圖 3.20	高斯聲束照射簡化之超音波流量計量測流量模型(管壁厚 3 mm 之不銹鋼板)的第三階段位移響應及相位.....	66
圖 3.21	高斯聲束照射簡化之超音波流量計量測流量模型(管壁厚 3 mm 之壓克力板)的第三階段位移響應及相位.....	67
圖 3.22	窄束剪力波探頭照入 3mm 壓克力管壁，不同溫度下位移響應分佈.....	67
圖 3.23	寬束藍姆波探頭照入 3mm 壓克力管壁，不同溫度下位移響應分佈.....	68
圖 3.24	窄束剪力波探頭照入 3mm 不鏽鋼管壁，不同溫度下位移響應分佈.....	68
圖 3.25	寬束藍姆波探頭照入 3mm 不鏽鋼管壁，不同溫度下位移響應分佈.....	69
圖 3.26	入射角 32 度至 36 度的位移響應分佈(壓克力管壁).....	69
圖 3.27	入射角 37 度至 41 度的位移響應分佈(壓克力管壁).....	70
圖 3.28	入射角 41.9 度至 46 度的位移響應分佈(壓克力管壁).....	70
圖 3.29	入射角 32 度至 36 度的位移響應分佈(不鏽鋼管壁).....	71
圖 3.30	入射角 37 度至 41 度的聲場強度分佈(不鏽鋼管壁).....	71
圖 3.31	入射角 41.9 度至 46 度的聲場強度分佈(不鏽鋼管壁).....	72
圖 3.32	裸圓碟型壓電片之上視圖與側視圖.....	72
圖 3.33	裸圓碟型壓電片之電性阻抗曲線分析.....	73
圖 3.34	自然頻率為 91KHz 之振動模態.....	73
圖 3.35	自然頻率為 119KHz 之振動模態.....	74

圖 3.36	雛型探頭尺寸.....	74
圖 3.37	雛型探頭之電性阻抗曲線分析.....	75
圖 4.1	超音波流量計探頭實體之(左)斜柱波導及外殼的(中)上視、(右)下視照片.....	76
圖 4.2	輔以夾具黏貼壓電片.....	76
圖 4.3	製作完成的超音波探頭.....	77
圖 4.4	網路分析儀 HP 8751.....	77
圖 4.5	直徑 25mm、厚 2.2 mm 之圓碟形 PZT-4 及 PZT-5A 壓電陶瓷的實測阻抗曲線.....	78
圖 4.6	PZT-4 及 PZT-5A 之雛形探頭實測阻抗曲線.....	78
圖 4.7	PZT-4 及 PZT-5A 之試製探頭實測阻抗曲線.....	79
圖 4.8	PZT-4 材質之試製探頭的阻抗曲線.....	79
圖 4.9	PZT-5A 材質之試製探頭的阻抗曲線.....	80
圖 4.10	工研院綠能所製造之流量計.....	80
圖 4.11	穿透鋁質規塊實驗.....	81
圖 4.12	試製探頭穿透鋁塊的聲場訊號.....	81
圖 4.13	試製探頭穿透鋁塊的聲場訊號 FFT.....	82
圖 4.14	試製探頭穿透鋁塊的聲場訊號強度分佈圖.....	82
圖 4.15	窄束剪力波探頭的阻抗曲線.....	83
圖 4.16	寬束藍姆波探頭的阻抗曲線.....	83
圖 4.17	實驗架設圖.....	84
圖 4.18	窄束剪力波探頭穿透內壁間距 80 mm 壓克力水槽的超音波訊號(上)及頻譜(下).....	85

圖 4.19	寬束藍姆波探頭穿透內壁間距 80 mm 壓克力水槽的超音波訊號(上)及頻譜(下)	85
圖 4.20	量測聲場實驗系統方塊圖	86
圖 4.21	窄束參考探頭的水下聲場分佈	86
圖 4.22	XZ 平面掃瞄的聲場分佈色階圖	87
圖 4.23	水下麥克風與探頭間距之振幅分布	87
圖 4.24	窄束剪力波參考探頭與水之間加上一層 5mm 板之聲場量測結果	88
圖 4.25	加一層 5mm 板之 XZ 平面掃瞄的聲場分佈色階圖	88
圖 4.26	聲場量測實驗 (a) 1MHz 音洩探頭接收面 (b) 1MHz 音洩探頭背面 (c) 實驗架設示意圖	89
圖 4.27	以窄束剪力波探頭量測不鏽鋼水槽之時域訊號的峰對峰值 ...	89
圖 4.28	以寬束藍姆波探頭量測不鏽鋼水槽之時域訊號的峰對峰值 ...	90
圖 4.29	以窄束剪力波探頭量測壓克力水槽之時域訊號的峰對峰值 ...	91
圖 4.30	以窄束剪力波探頭量測壓克力水槽之時域訊號的峰對峰值 ...	92
圖 4.31	量測 50mm 不鏽鋼管流流量	93
圖 4.32	量測 300mm 不鏽鋼管流流量	93

第一章 緒論

1.1 研究背景

因應全球性節能減排之訴求及環境的挑戰，各行各業競相提高生產效率與減低耗能，因此增加工廠自動化生產能力與即時監控生產條件，流量計逐漸扮演了重要角色。此外，在石油天然氣等能源行業裡，運輸設備也需要可靠之流量測量設備。

工業上藉流量計量測管流中液體與氣體的流速，將泵維持在最省能量之流速達到節能目的。管夾式(clamp-on)超音波流量計具有非侵入式的特點，對流速沒有影響也無壓力損失，即使面對高黏度、高腐蝕性、非導電性等流體，皆能進行流量量測，因此選擇其為研究對象。

超音波流量計架設方式有 Z 型、V 型與 W 型，應用上是以 Z 型與 V 型為主，頻率範圍在 1-2 MHz，且大多為斜向入射，其原理是超音波在液體中傳播時，流體的流動將使傳播時間產生微小變化，且傳播時間之變化正比於液體的流速，由此可求出液體的流速。但超音波在斜向入射液固耦合之介面(圖 1.1)，可能發生反射聲場與入射聲場的強度分佈不同，除了主要的幾何反射外，還伴隨一強度較弱的聲波沿伸至遠離入射波束不可忽略之距離，才折射至周遭的介質，其與幾何反射互相干涉形成非幾何反射聲場，又稱為滲漏導波(leaky Lamb wave)。因滲漏導波較幾何反射波多傳遞了一段距離，使得兩者聲波傳遞時間不相同，造成流量計的誤差。此誤差影響根據窄束剪力波(narrow beam shear wave)技術設計的超音波探頭，依據寬束藍姆波(broad beam Lamb wave)技術設計之探頭，應用滲漏導波特性和，使得超音波聲場覆蓋範圍增加，利於量測氣體

流量，因氣體聲阻係數太小不易穿透，使超音波訊號極弱，而透過聲場覆蓋範圍增加，會使接收能量增強。

不同的管材、管壁厚度及使用之超音波探頭技術，皆是設計超音波流量計探頭入射角度需考慮的參數，這些參數與超音波之聲場強度分佈息息相關，故本研究探討超音波聲場，建立各個參數的關係。

1.2 文獻回顧

1.2.1 超音波流量計

Brody and Meindl [1]曾提出一都卜勒流量計模型，推導出超音波會在血液裡會發生隨機的逆向散射(back scattering)，計算功率譜密度(power spectral density)與血液流速的關係。Motegl *et al* [2]改良傳統超音波流量計使用的楔形塊(wedge)形狀，減少超音波在管壁的板模態(plate mode)波傳對流量量測的影響。Funck and Mitzkus [3]將圓管簡化為二維模型，使用角譜法(angular spectrum)推導超音波流量計之聲傳遞函數(acoustic transfer function)，流量計因子 K_v 為超音波探頭位置的函數，使用 K_v 可增加流量量測的準確度，尤其是應用於較大之超音波換能器。Mahadeva *et al* [4]提出超音波探頭的架設距離與管材、管徑、管內襯、管材溫度及流體溫度等影響，若超音波探頭不是位在最佳架設距離，則會對流量量測造成誤差，其預測與流速無關之S-曲線可以作為調整流量計系統的依據。Hauptmann *et al* [5]曾回顧超音波感測器的優點與缺點，以及超音波感測器在流量計上的應用。

1.2.2 非幾何反射聲場

Mungur and Gladwell [6]曾探討超音波在具有流速的黏性管流內部之波傳問題，並考慮無黏性及速度為分佈函數之情況，如紊流的特殊案例。以 Navier-Stokes 方程式推導，結果與前人研究成果接近。Bertoni and Tamir [7]提出有關入射角度接近臨界之雷利角(Rayleigh angle)時，反射聲場會出現一些非幾何反射現象，以複數之波數(wave number)平面的極點(pole)，解釋了非幾何反射場的一些現象，包括相平移的現象，反射聲場出現強度為零或很微弱的空白區，以及產生一強度較強或較弱且延伸至遠離入射波束的拖曳區成因。此後之相關研究多採用相同的分析理論。

Plona *et al* [8]延續 Bertoni and Tamir 的理論，探討一平板浸沒於液體(即 LSL 介面耦合情形)之反射場，驗證了入射及反射強度分布的差異與板厚、聲波頻率及入射角度有關。Pitts *et al* [9]使用數值方法，計算出超音波聲柱入射於 LSL 介面時，反射係數與入射角之關係，並比較雷利型與藍姆型(Lamb type)在不同板厚之反射聲場強度的分布情形。Kundu [10]曾探討以有限寬度之聲柱，入射於各種不同的液體耦合固體平板(LS、LSL、LSV、LSS、LSSL、LSSV)之反射聲場強度。以 Thomson-Haskell method 推導，並簡化不同液體耦合界面的反射係數形式，研究不同頻率、入射角之超音波，不同板材及不同液體耦合界面的反射聲場，幾何及非幾何反射聲場之關係，使用高斯積分法(Gaussian quadrature)，並調整波數積分範圍進行數值積分運算。Chimenti and Nayfeh [11]對 LSV 模型的鋁板非幾何反射討論，在數值反射聲場的模型中，考慮黏滯阻尼影響，與實驗結果驗證，黏滯阻尼的考慮將可以拉近實驗與數值結果。

Bianco and Tommasi [12]考慮具有黏性之流體且縱波與橫波存在衰減值時，LS 模型的入射角與反射係數關係。假設黏性流體如同一般等向

性固體材料，同樣會有縱波及橫波波傳。數值模擬結果顯示黏性流體可接受橫波傳遞，也會因為多了橫波的衰減，使反射係數值下降，但僅限於極高頻的超音波，越高頻，效應越明顯。耿維德[13]曾研究高斯分布之聲波柱，入射至沒入水中的複合材料平板，所產生之非幾何反射聲場，並將分析推廣至三維聲場，數值與實驗結果有良好的一致性。

鄭博毅[14]曾探討單晶壓電換能器在半無限域固體基材中激發的指向性聲場，並以有限元素法對於等向性石墨複材與異向性純石墨進行聲場指向性的模擬分析，數值結果顯示純石墨介質的橫向與縱向剛性差異大，主瓣(main lobe)集中於中間軸，側瓣(side lobes)則難以產生，石墨複材則相反。

1.3 研究目的




圖 1.1 為管夾式超音波流量計於管線外量測流量的示意圖，探頭髮射之超音波折射進入管壁，分成縱波(longitudinal wave)與橫波(transverse wave)，由於縱波波速較快，折射角較大。理想流體的水無法承受剪應力，當波進入水中之後，只剩下縱波傳遞，到達管內壁發生幾何反射，但於某些入射角度，有部分超音波會平行管壁傳遞一段距離，才又折射進入水中，發生非幾何反射聲場，使得反射聲場與入射聲場強度分佈相異。

架設超音波流量計探頭時，接收位置通常位於接收能量最大處，以求得最佳的量測結果(圖 1.2)，若主要反射區(幾何反射區)聲場強度較次要反射區(非幾何反射區)大，則不影響流量計在量測時的結果，若主要反射區(幾何反射區)聲場強度小於次要反射區(非幾何反射區)，就會造成量測誤差。即使超音波探頭的入射角固定，管材、管壁厚度及管徑大小改變時也有可能會出現上述情況。

入射角是超音波流量計探頭的重要設計參數，本研究探討管夾式超音波流量計探頭的聲場，將管路簡化為固體平板與流體耦合的模型，進行有限寬度聲柱的反射及穿透聲場解析。討論聲柱穿透管壁或反射的聲場分布，找出適當的入射角參數。

1.4 內容簡述

本文分為四章，第一章為研究背景、文獻回顧、研究目的。第二章說明理論基礎，介紹超音波流量計量測原理、探頭遠場及近場效應、非幾何反射聲場及反射係數之推導。第三章介紹數值積分結果，計算反射及穿透係數，並解析窄束剪力波及寬束藍姆波探頭之聲場，探頭入射角的優化並解釋其原因。第四章說明超音波探頭製作的流程與測試結果，展示參考探頭電性分析，聲場量測實驗架構與結果。第五章為結論及未來工作。



第二章 理論說明

超音波流量計進行管流流量量測時，探頭架設方式以 V 型及 Z 型為主。若以 V 型架設為例(圖 1.1)，探頭髮射一超音波，超音波折射進入管壁，形成縱波與橫波，由於縱波波速較快，其折射角較大。當超音波折射進入理想流體之管流時，介質無法承受剪應力，只剩下縱波傳遞，到達管內壁發生幾何反射。超音波於某些入射角度，部分能量會沿著管壁平行傳遞一段距離，才發生反射返回管流，使得反射聲場出現非幾何反射現象。超音波流量計架設時，除了要避開非幾何反射之外，還需考慮遠近場之效應，本研究也將對超音波探頭之遠近聲場進行探討。

2.1 超音波流量計

超音波流量計應用超音波優異的穿透性，毋需像其他類型的流量計一般，將感測器架設在管線內部，本研究探討之超音波流量計探頭使用安裝快速、簡單、方便的管夾式。超音波換能器架設於管線外部，不影響內部的流場及流速分布，可精確量測管線流量。

超音波流量計的發展可追溯至 1960 年代，依工作原理可分為歷時 (transit time) 式及都卜勒頻移 (Doppler frequency shift) 式兩類。圖 2.1 所示為都卜勒頻移式流量計原理示意圖，通常應用於管路內有氣泡或懸浮顆粒的二相流 (two phase flow) 管路。超音波發射器為一固定聲源，隨流體作等速度運動之懸浮顆粒與聲源有相對運動，其可把入射的超聲波反射至超音波接收器。入射聲波與反射聲波之間產生的頻率差是流體中懸浮顆粒運動產生的都卜勒頻移，不考慮管壁的影響，假設流體為理想流體，且粒子為均勻分布，頻率移動量 Δf [1] 可以表示為

$$\Delta f = 2 \frac{v}{c} f_0 \cos \varphi \quad (2.1)$$

其中 f_0 為入射超音波之頻率， c 為超音波在管線內的聲速， v 為管線內流體的流速， φ 為超音波波傳路徑與流體流動方向的夾角。通過測量頻率差就可以求得流速，進而可以得到流體流量。然而，(2.1)式應用於管路流量量測的有效性受到兩項限制[5]，流體流速 v 必須遠小於超音波在流體中的聲速 c ，即 $v \ll c$ ；流體內懸浮的顆粒狀反射體必須大於超音波在流體中波長的 1/10，倘若懸浮的顆粒或氣泡較小，超音波換能器的工作頻率就必須增加。工作頻率愈高，流速量測的解析度就愈高。

本研究探討對象為歷時式超音波流量計，架設於管線外部，以 Z 型及 V 型為主。圖 2.2 所示為歷時式流量計原理示意圖，固定於管壁外側的超音波換能器發射超音波斜束脈波(pulse)，沿著管流方向順流(down stream)及逆流(up stream)傳遞至接收換能器。V 型架設方式的超音波發射器與接收器置於管線同一側，超音波在管線內折返各一趟；Z 型架設法則的超音波發射器及接收器則分別置於管線兩側，超音波在管線內只傳遞一趟。超音波順流與逆流傳遞所需的波程時間(time-of-flight)分別為

$$t_{down} = \frac{nL}{c + v \cos \varphi} \quad t_{up} = \frac{nL}{c - v \cos \varphi} \quad (2.2)$$

其中， L 為超音波在管線內單趟傳遞的波程距離，其餘參數皆與(1)式相同。 n 為超音波在管線內傳遞的趟次，在 Z 型中， $n=1$ ；在 V 型中， $n=2$ 。整理(1)式可以獲得管線流速 v 與 t_{down} 及 t_{up} 量測值的倒數差成比例，

$$v = \frac{nL}{2 \cos \varphi} \left(\frac{1}{t_{down}} - \frac{1}{t_{up}} \right) \quad (2.3)$$

黏性流體在管壁會形成層流(laminar flow)，造成管路截面的波速不是均勻分佈，截面中心的波速流速最快，因此流量 Q 的計算不單純只是

流速 v 與管路截面積 A 的乘積，還需要乘上一個修正因子 K ，該修正因子是雷諾數(Reynolds number)的函數。因此，流量的計算公式修正為

$$Q = \frac{nL}{2 \cos \varphi} \left(\frac{1}{t_{down}} - \frac{1}{t_{up}} \right) AK \quad (2.4)$$

2.2 超音波流量計探頭技術

超音波流量計探頭技術採用窄束剪力波技術、寬束藍姆波技術，窄束剪力波探頭在設計時，會確保入射角大於超音波折射進入管材的臨界角(critical angle)，讓壓力波發生全反射，僅允許剪力波折射進入管材，確保單一聲束超音波折射進入管流中，發出之窄聲束如圖2.3所示。窄聲束探頭在使用時，超音波能量覆蓋的範圍很窄，所以探頭架設的位置不能偏差太大。寬束藍姆波探頭利用超音波折射進入管材中，經過多次反射，僅有滿足管件邊界條件的藍姆波得以平行於管件傳遞，折射角為 90° ，其餘的波動會逐漸消散(圖2.4)，利用藍姆波的特性使超音波能量覆蓋的範圍增大，可提高探頭架設位置的容錯率。

窄束剪力波探頭的頻寬也較窄，信號振盪次數多，一般僅適用於量測液體流速。寬束藍姆波技術所採用之超音波探頭具有較寬的頻帶，信號振盪次數少，激發方式採用單一脈衝，只要探頭的中心頻率落在頻帶內即可被激發，激發超音波的方式與窄束剪力波技術採用單一頻率之正弦波或方波不同。寬頻探頭的振盪次數少，不利於流量計的演算程序，為了改善此一缺點，可使用背襯回波法讓正向傳遞的聲波與背襯介質的反射回波將形成建設性干涉，強化正向波傳聲波的振幅大小及增加信號振盪次數。

2.3 超音波探頭的遠近場

超音波換能器內部為積層結構，由壓電材料(piezoelectric material)、聲阻匹配層(acoustic impedance)、背襯材料(backing material)構成，外部以外殼(housing)保護。壓電換能器產生之聲波非源於一個點波源，是許多位於壓電元件表面的小波源發射出來的超音波，互相產生建設性及破壞性干涉，形成所謂的超音波輻射樣式(radiation pattern)。

超音波聲場可由超音波波前平行或聲場強度得均勻性，區分為遠場(far field)與近場(near field)。在近場中，超音波波前會扭曲不平行、聲場強度不均勻，在近場範圍內，難以採用超音波評估材料特性或流量量測。近場又可稱作菲涅爾區(Fresnel zone)，圖 2.5 為一個超音波換能器的示意圖，其中， r 為超音波換能器中心點正 y 方向之距離，超音波換能器中心軸上的距離 z 可表示為[15]

$$z = \frac{a^2}{\lambda} S \quad (2.5)$$

其中， a 為超音波換能器的半徑， λ 為超音波波長， S 為菲涅爾參數(Fresnel parameter)。當 $S < 1$ ，即 $z < a^2 / \lambda$ ，就稱為菲涅爾區， $S = 1$ 時之位置則為近場與遠場的交界處，將此時的 z 值稱為近場長度，以 N 表示。超音波換能器近場長度關通常表示如下：

$$N = \frac{D^2}{4\lambda} \quad (2.6)$$

其中， D 為超音波換能器直徑， λ 為發出之超音波波長。圖 2.6 顯示超音波探頭產生的聲場振幅之徑向分佈，隨著菲涅爾參數的變化而改變，橫軸為探頭 y 方向之徑向距離與超音波換能器半徑的比值 r/a ，縱軸為振幅大小。超音波振幅分佈在近場區參差不齊，有數個峰值，於遠場範圍則

呈現高斯分布。於近場與遠場的交界處，也就是近場長度的位置，有最大強度。在超音波非破壞檢測應用中，缺陷位置落在換能器的近場長度為最佳檢測條件。流量計在量測時，管線內壁位於近場長度位置也會有最精確的管流流量結果，所以市面上販售之流量計探頭常會以管子的管徑做為參考參數，建議使用者依據管徑的大小採用不同型號的探頭。

2.4 非幾何反射聲場

平面聲波在聲阻係數不連續的界面只會發生反射與折射，稱為幾何聲場。有限幅寬之聲柱(acoustic beam)的幾何反射與滲漏導波折射進入周遭流體的聲波互相干涉而成之聲場，稱為非幾何反射聲場。

2.4.1 幾何反射

考慮超音波換能器斜向發射一有限寬度的超音波聲柱，當聲柱到達聲阻不同之兩種材質的界面時，會有部分能量反射、部分能量折射。若反射聲柱的反射聲場強度分布與入射聲場的強度分佈相同，像是以一法線做鏡射（圖 2.7），則此情形稱之為幾何反射。圖 2.8 所示為 1MHz 之超音波斜向入射一浸於水中之 3mm 的壓克力平板，假設入射聲場為一高斯分佈，於兩介質界面發生反射後，反射聲場若為接近高斯分佈之聲柱，可知在此條件下為一幾何反射場，壓克力平板在此條件下，未發生滲漏藍姆波。

2.4.2 非幾何反射

若反射聲束的反射聲場強度分布與入射聲柱的強度分佈不相同(圖 2.9)，反射聲場可能發生如圖 2.10 所示之情形，其聲場強度接近零之點

稱為 null point。除了主要反射的幾何反射聲場之外，有時會產生一強度較強或較弱，且延伸至遠離入射聲柱一段距離，此區域通常被稱為拖曳場(trailing field)。拖曳場是滲漏導波與幾何反射場的干涉結果，此時的反射聲場可能發生相位平移。當反射聲場具有上述幾何反射場所沒有之特性時，稱為非幾何反射。

窄束剪力波技術所採用的超音波探頭使聲場強度分布集中，反射聲場強度分佈盡量接近入射聲場分佈也就是使超音波不發生非幾何反射之現象。反之，寬束藍姆波探頭則希望發生滲漏藍姆波。研究非幾何反射發生的條件及參數，有助於選擇超音波流量計探頭適當的設計參數。

2.5 液固耦合平板的反射與穿透係數

本文主要探討超音波流量計引致聲場的研究，分析方法延續 Kundu [10]的方法，使用 Thomson-Haskell 方法分析等向性層狀介質，並將圓管簡化成二維平板模型。

2.5.1 Thomson-Haskell 方法

考慮一平面聲波在多層之等向性材料(圖 2.12)中傳遞，其中聲波在第 m 層內的波傳位移及應力分量可以勢函數(Helmholtz potential functions)表示如下：

$$\Phi_m(x_1, x_2) = \left\{ C_{1m}^+ e^{i\eta_m(x_2 - y_{m-1})} + C_{1m}^- e^{i\eta_m(y_m - x_2)} \right\} \exp i(kx_1 - \omega t) \quad (2.1a)$$

$$\Psi_m(x_1, x_2) = \left\{ C_{2m}^+ e^{i\nu_m(x_2 - y_{m-1})} + C_{2m}^- e^{i\nu_m(y_m - x_2)} \right\} \exp i(kx_1 - \omega t) \quad (2.1b)$$

其中，平行於介質上下表面波傳的波數為 k ， Φ_m 、 Ψ_m 分別代表在第 m 層內的縱波及橫波波傳， η_m 、 ν_m 則為在第 m 層內的層狀介質厚度方向之波數， ω 是聲波的頻率。

定義層狀介質界面連續條件所需之狀態向量(state vector)為

$$\mathbf{S}_m(x_2) = \{\mathbf{U}_m(x_2) \quad \mathbf{T}_m(x_2)\}^T \quad (2.2)$$

狀態向量由位移向量及垂直界面的應力向量所構成，

$$\mathbf{U}_m(x_2) = \{u_m(x_2) \quad v_m(x_2)\}^T \quad (2.3a)$$

$$\mathbf{T}_m(x_2) = \{\sigma_{12}^m(x_2) \quad \sigma_{22}^m(x_2)\}^T \quad (2.3b)$$

應力向量可由勢函數計算而得

$$u_m(x_2) = \frac{\partial \Phi_m}{\partial x_1} - \frac{\partial \Psi_m}{\partial x_2} \quad (2.4a)$$

$$v_m(x_2) = \frac{\partial \Phi_m}{\partial x_2} + \frac{\partial \Psi_m}{\partial x_1} \quad (2.4b)$$

$$\sigma_{12}^m(x_2) = \mu_m \left(2 \frac{\partial^2 \Phi_m}{\partial x_1 \partial x_2} + 2 \frac{\partial^2 \Psi_m}{\partial x_1^2} + k_{2m}^2 \Psi_m \right) \quad (2.4c)$$

$$\sigma_{22}^m(x_2) = -\mu_m \left(k_{2m}^2 \Phi_m + 2 \frac{\partial^2 \Phi_m}{\partial x_1^2} - 2 \frac{\partial^2 \Psi_m}{\partial x_1 \partial x_2} \right) \quad (2.4d)$$

其中， μ_m 為第 m 層介質的剪力模數(shear modulus)， k_{2m} 為第 m 層介質的波數，第 m 層介質內的狀態向量能以矩陣式表示如下：

$$\mathbf{S}(x_2) = \begin{Bmatrix} \mathbf{U}(x_2) \\ \mathbf{T}(x_2) \end{Bmatrix} = \mathbf{E}_m \mathbf{D}_m(x_2) \mathbf{C}_m \quad (2.5)$$

其中， $\mathbf{C}_m = \{C_{1m}^+ \quad C_{2m}^+ \quad C_{1m}^- \quad C_{2m}^-\}^T$ ，

$$\mathbf{E}_m = \begin{bmatrix} ik & -iv_m & ik & iv_m \\ i\eta_m & ik & -i\eta_m & ik \\ -2\mu_m k & -\mu_m(2k^2 - k_{2m}^2) & 2\mu_m \eta_m k & -\mu_m(2k^2 - k_{2m}^2) \\ \mu_m(2k^2 - k_{2m}^2) & -2\mu_m v_m k & \mu_m(2k^2 - k_{2m}^2) & 2\mu_m v_m k \end{bmatrix}$$

及主對角矩陣

$$\mathbf{D}_m(x_2) = \begin{bmatrix} e^{i\eta_m(x_2 - y_{m-1})} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{iv_m(x_2 - y_{m-1})} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{-i\eta_m(x_2 - y_{m-1})} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{-iv_m(x_2 - y_{m-1})} \end{bmatrix}$$

為確保單值函數(single-value function)的要求，在層狀介質的厚度方向 (x_2 -direction) 波數定義如下：

$$\eta_m = \begin{cases} \sqrt{k_{1m}^2 - k^2}, & |k| \leq k_{1m} \\ i\sqrt{k^2 - k_{1m}^2}, & |k| > k_{1m} \end{cases} \quad v_m = \begin{cases} \sqrt{k_{2m}^2 - k^2}, & |k| \leq k_{2m} \\ i\sqrt{k^2 - k_{2m}^2}, & |k| > k_{2m} \end{cases}$$

(2.6)

建立一傳遞矩陣(transfer matrix)，將第 m 層介質之上下界面 y_m 、 y_{m-1} 處的狀態向量 $\mathbf{S}(y_m)$ 、 $\mathbf{S}(y_{m-1})$ 予以聯結，其詳細推導如下：

$$\mathbf{S}(y_m) = \mathbf{E}_m \mathbf{D}_m(y_m) \mathbf{C}_m \quad \mathbf{S}(y_{m-1}) = \mathbf{E}_m \mathbf{C}_m \quad (2.7)$$

因此，獲得傳遞矩陣 \mathbf{L}_m ，

$$\begin{aligned} \mathbf{S}(y_m) &= \mathbf{E}_m \mathbf{D}_m(y_m) \mathbf{E}_m^{-1} \mathbf{S}(y_{m-1}) \\ \mathbf{S}(y_{m-1}) &= \mathbf{E}_m \mathbf{D}_m^{-1}(y_m) \mathbf{E}_m^{-1} \mathbf{S}(y_m) = \mathbf{L}_m \mathbf{S}(y_m) \end{aligned} \quad (2.8)$$

將之推廣，可以聯結全部層狀介質之上下表面的狀態向量，

$$\mathbf{S}(y_0) = \mathbf{L}_1 \mathbf{L}_2 \cdots \mathbf{L}_m \cdots \mathbf{L}_{N-1} \mathbf{L}_N \mathbf{S}(y_N) = \mathbf{A} \mathbf{S}(y_N) \quad (2.9)$$

方程式(8)的反矩陣 $\mathbf{D}_m^{-1}(y_m)$ 及 \mathbf{E}_m^{-1} 可以解析方式推導獲得，

$$\mathbf{D}_m^{-1}(y_m) = \text{diag}[e^{-i\eta_m h_m} \quad e^{-i\nu_m h_m} \quad e^{i\eta_m h_m} \quad e^{i\nu_m h_m}] \quad (2.10)$$

$$\mathbf{E}_m^{-1} = \begin{bmatrix} -\frac{ik}{k_{2m}^2} & \frac{i(2k^2 - k_{2m}^2)}{2\eta_m k_{2m}^2} & -\frac{k}{2\mu_m \eta_m k_{2m}^2} & -\frac{1}{2\mu_m k_{2m}^2} \\ -\frac{i(2k^2 - k_{2m}^2)}{2\nu_m k_{2m}^2} & -\frac{ik}{k_{2m}^2} & \frac{1}{2\mu_m k_{2m}^2} & -\frac{k}{2\mu_m \nu_m k_{2m}^2} \\ -\frac{ik}{k_{2m}^2} & -\frac{i(2k^2 - k_{2m}^2)}{2\eta_m k_{2m}^2} & \frac{k}{2\mu_m \eta_m k_{2m}^2} & -\frac{1}{2\mu_m k_{2m}^2} \\ \frac{i(2k^2 - k_{2m}^2)}{2\nu_m k_{2m}^2} & -\frac{ik}{k_{2m}^2} & \frac{1}{2\mu_m k_{2m}^2} & \frac{k}{2\mu_m \nu_m k_{2m}^2} \end{bmatrix}$$

(2.11)

此處， h_m 為第 m 層介質之厚度。透過上下表面的狀態向量及傳遞矩陣的關係，可推導出反射係數 R 及穿透係數 T 的表示式。

2.5.2 液固耦合平板

超音波流量計測對象通常為圓管，為了簡化模型，將三維的圓管假設成二維的液固耦合平板(圖 2.11)，模型中以甘油代替耦合劑，簡化後的圓管管壁為兩層平板，平板中間的液體為水，第二層平板的下方沒有任何介質，其中，水與甘油皆假設為理想流體。以 V 型架設為例，超音波探頭髮射的超音波依序先經過甘油、平板、水及平板，在兩個不同介質的介面上皆會發生反射及透射。第二層平板下方為空氣，聲阻(acoustic impedance)與平板差異很大，可假設為超音波無法傳遞的真空(vacuum)，超音波抵達模型底部會發生全反射，再經過水、平板及甘油，最後到達接收探頭。

本研究採用 Thomson-Haskell 方法分析超音波的反射與透射聲場，透過上下表面的狀態向量及傳遞矩陣，推導出反射係數 R 及穿透係數 T 。

假設層狀介質均為等向性固體材料，具有縱波及橫波波數，層狀介質模型簡化為 LSLSV (liquid-solid- liquid-solid-vaccum)模型。理想流體無法傳遞橫波，不能直接計算整個管壁與管流模型的傳遞矩陣，因此將超音波穿透及反射過程分為三階段分析、計算。

第一階段(圖 2.13)為超音波入射至液固耦合平板界面，甘油與平板的介面上發生反射及折射，聲波行進方向往右為 $+x_1$ 方向，往下為 $+x_2$ 方向，入射角為 $\theta_{\text{Glycerine}}$ 。超音波在每個介質不連續的界面，都會因聲波折射或反射生成縱波及橫波，稱為波式轉換波(mode-converted waves)，平板的縱波波速較剪力波波速快，縱波折射角 θ_L 大於橫波折射角 θ_S 。第一階段模型可視為 LSL 模型，平板的上下方理想流體的 Helmholtz 勢函數可寫成

$$\Phi_0^{(1)}(x_1, x_2) = \left\{ e^{i\eta_0 x_2} + R e^{-i\eta_0 x_2} \right\} \exp(ikx_1) \quad x_2 \leq 0 \quad (2.11a)$$

$$\Psi_0^{(1)}(x_1, x_2) = 0 \quad x_2 \leq 0 \quad (2.11b)$$

$$\Phi_b^{(1)}(x_1, x_2) = T e^{i\eta_b(x_2-H)} \exp(ikx_1) \quad x_2 \geq H \quad (2.11c)$$

$$\Psi_b^{(1)}(x_1, x_2) = 0 \quad x_2 \geq H \quad (2.11d)$$

此處， R 與 T 分別代表勢函數的反射係數與穿透係數， H 表示平板厚度。

位於平板上表面($x_2 = y_0$)的甘油設為理想流體，其位移及應力向量為

$$\mathbf{U}_0 = \left\{ u_0 \quad i\eta_0(1-R) \right\}^T \quad (2.12a)$$

$$\mathbf{T}_0 = \left\{ 0 \quad -\rho_0 \omega^2(1+R) \right\}^T \quad (2.12b)$$

另一方面，位於平板下表面($x_2 = H$)之理想流體水的位移及應力向量為

$$\mathbf{U}_b = \left\{ u_{bx} \quad i\eta_b T \right\}^T \quad (2.13a)$$

$$\mathbf{T}_b = \left\{ 0 \quad -\rho_b \omega^2 T \right\}^T \quad (2.13b)$$

(2.12)、(2.13)式中的位移 u_0 、 u_b 是理想流體與固體耦合界面的滑移(slip)運動項。

透過方程式(2.9)聯結(2.12)與(2.13)式的狀態向量，可以獲得

$$\begin{bmatrix} u_0 \\ i\eta_0(1-R) \\ 0 \\ -\rho_0\omega^2(1+R) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} & A_{14} \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} & A_{24} \\ A_{31} & A_{32} & A_{33} & A_{34} \\ A_{41} & A_{42} & A_{43} & A_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_{bx} \\ i\eta_b T \\ 0 \\ -\rho_b\omega^2 T \end{bmatrix} \quad (2.14)$$

將(2.14)式重新組合成為未知數 u_0 、 u_b 、 R 及 T 的聯立方程式，

$$\begin{bmatrix} 0 \\ i\eta_0 \\ 0 \\ -\rho_0\omega^2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{11} & -1 & i\eta_b A_{12} - \rho_b\omega^2 A_{14} & 0 \\ A_{21} & 0 & i\eta_b A_{22} - \rho_b\omega^2 A_{24} & i\eta_b \\ A_{31} & 0 & i\eta_b A_{32} - \rho_b\omega^2 A_{34} & 0 \\ A_{41} & 0 & i\eta_b A_{42} - \rho_b\omega^2 A_{44} & \rho_b\omega^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_{bx} \\ u_x^T \\ T \\ R \end{bmatrix} \quad (2.15)$$

為了簡化運算符號，此處採用 δ -矩陣的符號定義， $A_{kl}^{ij} = A_{ik}A_{jl} - A_{il}A_{jk}$ ，則反射係數 R 與穿透係數 T 可以表示如下：

$$R(k) = \frac{-i(\eta_b\rho_0\omega^2 A_{12}^{23} + \eta_0\rho_b\omega^2 A_{14}^{34}) + \rho_0\rho_b\omega^4 A_{14}^{23} - \eta_0\eta_b A_{12}^{34}}{i(\eta_b\rho_0\omega^2 A_{12}^{23} - \eta_0\rho_b\omega^2 A_{14}^{34}) - \rho_0\rho_b\omega^4 A_{14}^{23} - \eta_0\eta_b A_{12}^{34}} \quad (2.16)$$

$$T(k) = \frac{-2i\eta_0\rho_0\omega^2 A_{31}}{i(\eta_b\rho_0\omega^2 A_{12}^{23} - \eta_0\rho_b\omega^2 A_{14}^{34}) - \rho_0\rho_b\omega^4 A_{14}^{23} - \eta_0\eta_b A_{12}^{34}} \quad (2.17)$$

第二階段(圖 2.14)為超音波從水中入射至平板，發生反射及折射，將平板下方介質設為真空，耦合條件稱為 LSV 模型。接續第一階段計算的結果，此時的超音波入射振幅不再是一個實數 1，而為前一階段計算的複數穿透係數 T ，計算時需考慮實部與虛部的相位影響。平板上方的理想流體及下方介質的 Helmholtz 勢函數可寫成

$$\Phi_0^{(2)}(x_1, x_2) = \left\{ T e^{i\eta_b(x_2-H)} + R_2 e^{-i\eta_b x_2} \right\} \exp(ikx_1) \quad H \leq x_2 \leq H + D_{inner}$$

$$\Psi_0^{(2)}(x_1, x_2) = 0 \quad H \leq x_2 \leq H + D_{inner}$$

$$\Phi_b^{(2)}(x_1, x_2) = 0 \quad x_2 \geq D_{outer}$$

$$\Psi_b^{(2)}(x_1, x_2) = 0 \quad x_2 \geq D_{outer}$$

此處， R_2 與 T 代表管流理想流體之勢函數的反射係數與入射係數， D_{inner} 及 D_{outer} 表示管內徑及管外徑之值。

位於平板上表面($x_2 = H + D_{inner}$)之理想流體水的位移及應力向量為

$$\mathbf{U}_t = \left\{ u_t \quad i\eta_0 (Te^{i\eta_b D_{inner}} - R_2 e^{-i\eta_b (H+D_{inner})}) \right\}^T \quad (2.18a)$$

$$\mathbf{T}_t = \left\{ 0 \quad -\rho_0 \omega^2 (Te^{i\eta_b (H+D_{inner})} + R_2 e^{-i\eta_b (H+D_{inner})}) \right\}^T \quad (2.18b)$$

另一方面，位於平板下表面($x_2 = D_{outer}$)的位移及應力向量為

$$\mathbf{U}_b = \left\{ u_{bx} \quad u_{bz} \right\}^T \quad (2.19a)$$

$$\mathbf{T}_b = \left\{ 0 \quad 0 \right\}^T \quad (2.19b)$$

(2.18)、(2.19)式中的位移 u_t 是理想流體與固體耦合界面的滑移運動項，

u_{bx} 、 u_{bz} 則代表固體與真空界面切線方向及厚度方向的位移。

透過(2.9)式將(2.18)與(2.19)式的狀態向量予以聯結，可以獲得

$$\left\{ \begin{array}{c} u_t \\ i\eta_b (Te^{i\eta_b D_{inner}} - R_2 e^{-i\eta_b (H+D_{inner})}) \\ 0 \\ -\rho_b \omega^2 (Te^{i\eta_b D_{inner}} + R_2 e^{-i\eta_b (H+D_{inner})}) \end{array} \right\} = \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} & A_{14} \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} & A_{24} \\ A_{31} & A_{32} & A_{33} & A_{34} \\ A_{41} & A_{42} & A_{43} & A_{44} \end{bmatrix} \left\{ \begin{array}{c} u_{bx} \\ u_{bz} \\ 0 \\ 0 \end{array} \right\} \quad (2.20)$$

將(2.20)式重新組合成為未知數 u_0 、 u_{bx} 、 u_{bz} 及 R_2 的聯立方程式，

$$\left[\begin{array}{c} 0 \\ i\eta_b Te^{i\eta_b D_{inner}} \\ 0 \\ -\rho_b \omega^2 Te^{i\eta_b D_{inner}} \end{array} \right] = \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & -1 & 0 \\ A_{21} & A_{22} & 0 & i\eta_b e^{-i\eta_b (H+D_{inner})} \\ A_{31} & A_{32} & 0 & 0 \\ A_{41} & A_{42} & 0 & \rho_b \omega^2 e^{-i\eta_b (H+D_{inner})} \end{bmatrix} \left\{ \begin{array}{c} u_{bx} \\ u_{bz} \\ u_t \\ R_2 \end{array} \right\} \quad (2.21)$$

反射係數 R_2 、厚度方向位移 u_{bz} 與入射係數 T 關係可以表示如下：

$$R_2(k) = \frac{(i\eta_b A_{12}^{34} + \rho_b \omega^2 A_{12}^{32}) T e^{i\eta_b D_{inner}}}{i\eta_b A_{12}^{34} - \rho_b \omega^2 A_{12}^{32}} \quad (2.22)$$

$$u_{bz}(k) = -\frac{i2\eta_b \rho_b \omega^2 A_{31} T e^{i\eta_b D_{inner}}}{i\eta_b A_{12}^{34} - \rho_b \omega^2 A_{12}^{32}} \quad (2.23)$$

第三階段之模型(圖 2.15)為接收端與管壁接觸，模型近似第二階段，皆為 LSV 模型，兩者差別在於第三部分的入射係數是前一階段計算之反射係數 R_2 ，且入射波波傳方向往 $-x_2$ 方向，相位會與第二階段不同，需做一些修正。Helmholtz 勢函數改寫成

$$\Phi_0^{(3)}(x_1, x_2) = \left\{ R_2 e^{i\eta_b(H-x_2)} + R_3 e^{i\eta_b(x_2-H)} \right\} \exp(ikx_1) \quad x_2 \geq H$$

$$\Psi_0^{(3)}(x_1, x_2) = 0 \quad x_2 \geq H$$

$$\Phi_b^{(3)}(x_1, x_2) = 0 \quad x_2 \leq 0$$

$$\Psi_b^{(3)}(x_1, x_2) = 0 \quad x_2 \leq 0$$

位移及應力之狀態向量改為

$$\mathbf{U}_0^{(3)} = \left\{ u_0 \quad i\eta_b (-R_2 e^{-i\eta_b H} + R_3 e^{i\eta_b H}) \right\}^T \quad (2.24a)$$

$$\mathbf{T}_0^{(3)} = \left\{ 0 \quad -\rho_b \omega^2 (R_2 e^{-i\eta_b H} + R_3 e^{i\eta_b H}) \right\}^T \quad (2.24b)$$

$$\mathbf{U}_b^{(3)} = \left\{ u_{bx} \quad u_{bz} \right\}^T \quad (2.25a)$$

$$\mathbf{T}_b^{(3)} = \left\{ 0 \quad 0 \right\}^T \quad (2.25b)$$

之後計算過程與第二階段相同，反射係數 R_3 、厚度方向位移 u_{bz} 與入射係數 R_2 的關係式如下：

$$R_3(k) = \frac{(i\eta_b A_{12}^{34} - \rho_b \omega^2 A_{12}^{32}) R_2 e^{2i\eta_b H}}{i\eta_b A_{12}^{34} + \rho_b \omega^2 A_{12}^{32}} \quad (2.26)$$

$$u_{bz}(k) = -\frac{i2\eta_b \rho_b \omega^2 A_{31} R_2 e^{2i\eta_b H}}{i\eta_b A_{12}^3 + \rho_b \omega^2 A_{12}^3} \quad (2.27)$$

2.5.3 高斯聲柱的穿透與反射聲場

超音波探頭的孔徑幅寬有限，發射的聲場強度在遠場範圍可以假設為高斯分佈，振幅包絡函數(amplitude modulation function)設為

$$A(x_1) = \exp(-x_1^2/b^2) \quad (2.28)$$

此處， $b = a \sec \theta$ ， a 為超音波探頭的半徑。參考圖 2.12 所示的卡氏座標系統，在反射物體的上表面($x_2 = 0$)的入射聲場函數可以表示為

$$\varphi_0(x_1, 0) = A(x_1) \exp(ik_i x_1) \quad (2.29)$$

此處， $k_i = k_0 \sin \theta_0$ ， $k_0 = \omega/\alpha_0$ ， θ_0 及 α_0 為入射角及入射介質的縱波波速。 $\varphi_0(x_1, 0)$ 函數的空間傅立葉轉換為

$$\Phi_0(k, x_2 = 0) = \int_{-\infty}^{\infty} A(x_1) e^{i(k_i - k)x_1} dx_1 = \sqrt{\pi} b \exp\left\{-\left[\frac{(k - k_i)b}{2}\right]^2\right\} \quad (2.30)$$

由參考文獻[10]可知，第一階段的反射聲場 $\varphi_r(x_1, x_2)$ 及穿透聲場 $\varphi_t(x_1, x_2)$ 函數可以表示為

$$\varphi_r^{(1)}(x_1, x_2) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_i(k, 0) R(k) e^{ikx_1} dk \quad (2.31)$$

$$\varphi_t^{(1)}(x_1, x_2) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_i(k, 0) T(k) e^{i(kx_1 + \eta_1 H)} dk \quad (2.32)$$

其中，反射係數 $R(k)$ 及穿透係數 $T(k)$ 定義如(2.16)、(2.17)式。

第二階段的反射聲場 $\varphi_r(x_1, x_2)$ 函數及位移函數積分式 $u_{bz}^{(2)}(x_1, x_2)$ 可表示為

$$\varphi_r^{(2)}(x_1, x_2) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_i(k, 0) R_2(k) e^{i(kx_1 - \eta_b(H + D_{inner}))} dk \quad (2.33)$$

$$u_{bz}^{(2)}(x_1, x_2) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_i(k, 0) u_{bz}^{(2)}(k) e^{i(kx_1 - \eta_b(H + D_{inner}))} dk \quad (2.34)$$

其中，反射係數 $R_2(k)$ 、 $u_{bz}^{(2)}(k)$ 定義如(2.22)、(2.23)式。

第三階段的反射聲場 $\varphi_r(x_1, x_2)$ 及厚度方向位移積分式 $u_{bz}^{(3)}(x_1, x_2)$ 函數能表示為

$$\varphi_r^{(3)}(x_1, x_2) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_i(k, 0) R_3(k) e^{i(kx_1 + \eta_1 H)} dk \quad (2.34)$$

$$u_{bz}^{(3)}(x_1, x_2) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_i(k, 0) u_{bz}^{(3)}(k) e^{i(kx_1 + \eta_1 H)} dk \quad (2.35)$$

其中，反射係數 $R_3(k)$ 及厚度方向位移積分式 $u_{bz}^{(3)}(k)$ 定義如(2.26)、(2.27)式。

第三章 數值結果與討論

本章分析窄束剪力波與寬束藍姆波探頭入射角度對於引致聲場的影響，根據自由板波的頻散曲線與液固耦合平板之反射係數頻譜，討論影響滲漏藍姆波發生之參數。再使用波數積分，計算高斯聲柱產生之反射及透射聲場的強度分佈，由聲場分佈及位移響應判斷是否有滲漏藍姆波的發生。本章最後以有限元素法計算單晶壓電片及粘著於斜圓柱波導 (wave guide) 壓電探頭之模態與阻抗分析。

3.1 液固耦合平板的反射係數

圖 3.1 所示為一沒入水中的 3mm 厚壓克力平板，入射之平面聲波頻率為 1MHz，以自行發展的數值程式計算反射係數與入射角之關係曲線。圖 3.2 所示為計算結果，橫軸為入射角，縱軸為反射係數絕對值，在某些入射角下，反射係數接近零，代表平面波折射進入平板，形成沿著平板傳遞的板波，部份板波能量經由耦合界面折射進入周遭流體，故稱此板波為滲漏藍姆波。板波的相速度與入射角及超音波於液體的聲速滿足斯涅爾定律 (Snell's law)，

$$C_{phase} = \frac{C_{water}}{\sin \theta_i} \quad (3.1)$$

其中， C_{phase} 為板波的相速度， C_{water} 為水的聲速， θ_i 為入射角。圖 3.3 所示是依據 (3.1) 式，將橫軸座標轉換成相速度，重新繪製不同角度入射於上述平板的聲波反射係數曲線，反射係數值接近零所對應的波速即為滲漏藍姆波相速度。

3.2 板波頻散曲線

將 3mm 厚的壓克力平板之材料參數代入板波的頻散方程式求解，可獲得自由板波(free plate waves)頻散曲線(圖 3.4)。將圖 3.3 所示之反射係數與滲漏藍姆波相速度曲線逆時針方向旋轉 90 度，置於自由板波頻散曲線旁進行比對，自由板波頻散曲線於頻率 1MHz 的相速度解與圖 3.3 所示之滲漏藍姆波相速度值相近，兩者之間的差異稱為流體耦合效應(fluid-coupling effect)。依據自由板波的頻散曲線可以大略估算滲漏藍姆波的相速度，獲得滲漏藍姆波發生時的超音波入射角，作為窄束剪力波與寬束藍姆波探頭設計的依據。

3.3 液固耦合平板的反射聲場

3.3.1 波數積分

從(2.31)式可知要得到高斯聲柱入射液固耦合平板的反射聲場，需對 x_1 方向之波數作一維的波數積分，被積函數(integrand)包含振盪函數(oscillation function) $\exp(ikx_1)$ 與非振盪函數。當前者引數內的位置座標 x_1 較大時，變數 k 稍微改變就會造成被積函數在正負之間快速振盪，不適合以一般的數值積分法予以計算。Kundu [10]採用高斯積分法(Gaussian quadrature)計算反射聲場，計算效率較低。本研究則使用適應性積分法(adaptive integration) [16]，先將非振盪函數等間距以二次曲線擬合(curve fitting)，再計算擬合函數與振盪函數乘積的積分確切解。圖 3.5 說明本研究採用之適應性數值積分與高斯積分的差異。以高斯積分法對於振盪函數積分時，會將積分範圍等分成很多小段，若積分值未收斂，則將全部積分範圍繼續等分，直到收斂為止。高斯積分的積分點為非等距離分佈，

每一次積分都得重新計算，無法使用前一次積分好的計算結果，故計算量及時間大幅增加，效率低。適應性積分在計算時，先將積分範圍分成幾個區間，比較積分區間不分段與切成四段之結果，若兩者差別不大則停止，差別很大則將已切成四段的每一小段再分為四段，比較該小段於前一次積分的結果與細分成四段的積分結果，若兩者差別不大，則停止該小段的數值積分，否則繼續分割。此方法的好處是積分點等距離分佈，前一次分割的積分點函數值可以保留至下一次計算，繼續使用。在振盪函數變化較急遽的地方自動多取一些點，在變化不大的部分則取較少的點，可有效率獲得精確的數值結果。

3.3.2 反射聲場比較

為了證實數值方法之正確性，本研究比較 Kundu [10]的結果與適應性積分法計算 LSV 及 LSL 耦合模型(圖 3.6)之反射聲場分佈。將一頻率 3MHz、半寬 20mm 的高斯分佈聲柱傾斜入射厚度 1mm 的鋁板，入射角為 14.2 度，其他參數如表 1 所列。文獻的結果如圖 3.7 所示，橫軸為 x/a 之比值，縱軸為聲場大小，曲線 1 為入射聲場強度分佈，曲線 2、3 分別為 LSV、LSL 模型的反射聲場強度。圖 3.8 所示為適應性積分獲得之反射場強度分佈，黑色虛線代表入射聲場強度，紅及藍線為 LSV、LSL 模型的反射聲場強度。比較兩者的反射聲場分佈情形，文獻假設高斯分佈聲柱從右邊斜向入射於平板，朝 $-x_1$ 方向傳遞，而本文推導的式子則假設超音波由左邊斜向入射，往 $+x_1$ 方向傳遞，故反射聲場的分佈會與文獻的結果呈現左右對稱，數值結果驗證適應性積分法的準確性。接下來，皆採用適應性積分法計算反射及穿透聲場強度分佈。

3.4 多層材料的反射係數及聲場

超音波流量計探頭產生的聲場分佈是一個固液介質耦合的聲波波傳問題。超音波聲柱自發射探頭折射進入高分子管材(例如：壓克力、PVC等)或不銹鋼管材，穿透過管內流體或於管壁內側反射，再依序折射進入管壁及接收探頭。整個波傳過程延續 2.5.1 節內容，將過程分為三階段來討論。選取參考的市售窄束剪力波與寬束藍姆波探頭之超音波頻率及入射角，討論各階段及整體的反射、穿透聲場及位移響應分佈。

3.4.1 窄束剪力波與寬束藍姆波探頭

市售之管夾式超音波流量計探頭依工作原理可分為窄束剪力波與寬束藍姆波兩種，本研究各選取一組探頭為代表予以討論。窄束剪力波探頭選用 ACTSONIC 超音波流量計探頭，型號為 TM-1 (圖 3.9a)，中心頻率為 1 MHz，尺寸為 60×45×45 mm。寬束藍姆波探頭選用 Fluxus M 系列氣體流量計超音波探頭，圖 3.9b 所示為該項產品之實體照片，尺寸分別為長 72 mm、高 40 mm、寬 27 mm，頻率同樣為 1 MHz。

圖 3.10 所示為窄束剪力波探頭，主動振盪元件為一圓碟狀壓電陶瓷，黏合於一傾斜圓柱波導的末端，圓柱波導的前端磨平，與待測物體表面接觸，圓柱波導於前端投影成一橢圓形，短軸與長軸的比值 D/L 等於傾角 α 的正弦函數，或為入射角 θ 的餘弦函數。ACTSONIC 廠牌之超音波流量計探頭的結構與圖 3.9a 相似，其中，圓柱波導的直徑投影後為橢圓短軸 $D = 29$ mm，橢圓的長軸 $L = 39$ mm，傾角 $\alpha = \sin^{-1}(29/39) = 48^\circ$ 、入射角 $\theta = 42^\circ$ 。圖 3.11 所示為以數位 X 光檢測設備拍攝寬束藍姆波探頭結構，探頭的右端連接一屏蔽之同軸信號線。影像中的白色影像代表金屬材質或壓電陶瓷，深黑色代表高分子材料，顏色淺灰者代表矽膠。探

頭內部置一楔型塊，楔塊末端黏貼一壓電陶瓷單晶，在 X 光影像中呈現白色。壓電晶片邊緣的上下表面各錫鉛一條導線，與阻抗匹配電阻及信號線連接，後者以螺栓固接於楔型塊上方。在壓電晶片後方另置有一金屬反射層，兩者之間夾著一個聲阻匹配層，X 光影像呈現淺灰色。壓電晶片與探頭底部平面的夾角為 52.6° ，故探頭的超音波入射角為 52.6° 。

由幾何關係估算窄束剪力波探頭與 X 光拍攝得知寬束藍姆波探頭之入射角，根據斯涅爾定律，入射介質的聲速與入射角正弦函數的比值等於折射介質聲速與折射角正弦函數的比值。

$$\frac{c_i}{\sin \theta_i} = \frac{c_S}{\sin \theta_{rS}} = \frac{c_L}{\sin \theta_{rL}} \quad (3.2)$$

此處， c_i 、 c_S 、 c_L 分別為入射介質的壓力波速、折射介質的剪力波速、折射介質的壓力波速， θ_i 、 θ_{rS} 、 θ_{rL} 為入射角、剪力波對應的折射角、壓力波對應的折射角。

假設探頭內部波導的聲速與高分子材料 ABS 的聲速相等，將表 1 所列之材料參數代入斯涅爾定律，計算參考探頭髮射之超音波折射進入不同介質的折射角度(表 2)。

3.4.2 模型各階段的反射與穿透係數

圖 3.12、圖 3.13 所示為超音波穿透耦合劑(甘油)，入射下方與水耦合之 3 mm 厚的不銹鋼、壓克力平板(圖 2.13)，不同入射角所對應之穿透及反射係數。黑色、紅色線是板材為不銹鋼、壓克力的穿透及反射係數，橫軸代表超音波在甘油介質的入射角度。穿透係數值增大的角度與反射係數值減小的角度相對應，分別不會超過 1。本研究以勢函數推導反射與穿透係數，而不是以能量表示，故反射與穿透係數的總和不會等於 1。

由 3.1 節的討論知道反射係數其值接近零時，會有滲漏藍姆波發生。窄束剪力波與寬束藍姆波探頭於甘油介質的折射角度分別為 34.1° 、 41.9° ，對應圖 3.13 所示，入射角於 34.1° 及 41.9° 附近，不鏽鋼板有 2 個凹陷位置分別為 36.4° 及 43.5° ，壓克力板則只有 43.7° 有凹陷。從(2.31)、(2.32)式知道高斯聲柱的穿透及反射聲場與平面聲波的穿透及反射係數有關，上述係數乘上入射聲場的空間傅立葉轉換，再對波數做積分即為穿透及反射聲場。

超音波流量計採用有限幅寬的探頭，接收端感測的訊號強度近似於 $u_{bx}(x_1, x_2)$ ，需先計算如圖 2.11 所示平面聲波入射所產生的位移 $u_{bz}^{(2)}$ 、 $u_{bz}^{(3)}$ ，圖 3.14、圖 3.15 所示為平面聲波入射管流數值模型第二階段的反射係數與位移函數 $u_{bz}^{(2)}$ ，假設下層管壁的下方沒有介質，超音波無法傳遞而發生全反射，因此，第二階段之反射係數與第一階段穿透係數曲線(圖 3.12)有相同的數值，但圖中呈現的是大小，波在傳遞時會有相位的改變，兩者仍有相位的不同，相位不同會影響波數積分後的結果。

超音波於管流數值模型下層管壁反射返回上層管壁時，與第二階段發生相同情形，反射係數與位移函數曲線將與第二階段相同(圖 3.14、圖 3.15)，相位仍有改變。後續小節將探討對應甘油介質之入射角度為 34.1° 、 41.9° 時，不同管壁材料之聲場強度分佈及位移響應。

3.4.3 反射聲場分佈及位移響應

考慮一幅寬 12.5 mm 的高斯聲柱(相當於直徑 25 mm 的超音波探頭)穿透過耦合劑(甘油)，傾斜入射於 3 mm 厚、下方為水之不銹鋼、壓克力板(圖 2.13)。延續 2.5.3 節推導之積分式，以適應性積分法數值計算超音波穿透管壁折射進入管內流體的反射及穿透聲場強度分佈。在圖 3.16 及

圖 3.17 中，黑色虛線代表入射聲柱的聲場強度分佈，藍色、紅色實線代表甘油入射角 34.1° 、 41.9° 對應之聲場強度。寬束藍姆波探頭的入射角較大，所產生的反射及穿透聲場都具有明顯較寬的強度分佈，意味著超音波有較寬廣的面積可以穿透管件，折射進入管內流體。

圖 3.18 及圖 3.19 的下圖所示為幅寬 12.5 mm 的超音波探頭的聲柱穿透過 3 mm 厚之不鏽鋼、壓克力上管壁，折射進入管內流體，再於下管壁反射，最後在上管壁內側的反射聲場強度分佈，上圖則表示各自的相位。藍色、紅色線代表超音波在甘油的入射角 34.1° 、 41.9° 對應之聲場強度，圖中顯示聲場強度分布較圖 3.16、圖 3.17 所示往+x 方向偏移一段距離，這是超音波在斜向入射時，滲漏藍姆波的拖曳場影響所致。無論管壁材料是不鏽鋼或是壓克力，當入射角為 41.9° 時，滲漏藍姆波引致的非幾何反射現象均較 34.1° 明顯，聲場拖曳較長。若量測對象為管壁 3mm 板材時，入射角 34.1° 適合用作窄束剪力波探頭之入射角度，相位與超音波抵達該位置時間有關，由圖得知並不是所有的聲波皆同時抵達。

若想與實驗量得之超音波振幅大小分佈比較，則需與接收位置於厚度方向的位移響應比對，而不是與聲場分佈相比，圖 3.20 及圖 3.21 下圖所示為不同接收位置下的厚度方向位移響應，上圖一樣表示各自的相位，超音波在甘油的入射角 41.9° 可收到的位移響應範圍較大，意味著有明顯的滲漏藍姆波發生，於不鏽鋼板材無論是 34.1° 或 41.9° 皆可以看到有滲漏藍姆波的發生，但 34.1° 時較不明顯，壓克力板材則於 34.1° 時位移響應呈高斯分布，後續的分析分別設定窄束剪力波與寬束藍姆波探頭於甘油介質之入射角度為 34.1° 、 41.9° 。非幾何反射聲場的發生與入射角度有關，此入射角度應是一個範圍，以窄束剪力波探頭為例，設計時希望聲場強度分佈呈現高斯分佈，聲束越集中越好，探頭的入射角應避開

滲漏藍姆波發生的入射角度，而不同的管壁材料、管厚，滲漏藍姆波出現的入射角範圍也不同，因此，超音波流量計探頭設計時需先選定量測的材料與管徑，再根據需求選用寬束或窄束探頭，決定探頭的入射角。

3.4.4 流體溫度對聲場強度分佈的影響

超音波流量計探頭在使用時，需考慮量測之管材、管徑及流體種類，假設流體為水，溫度改變會影響超音波在管內流體中傳遞的聲速，表 3 是水在 25°C 與 50°C 的聲速對照表。圖 3.22、圖 3.23 分別為窄束剪力波探頭及寬束剪力波探頭髮射之超音波入射於壓克力管材時之位移響應分佈，紅色線為流體溫度 25°C 的聲場強度分佈。溫度從 25°C 改變為 50°C，流體聲速增加了約 3%，但接收位移響應分佈幾乎一致，只有在水平方向上會有些偏移，這是因為溫度升高時，超音波於水中之波速增加，使得在水平方向分量增加所致。

圖 3.24、圖 3.25 分別為窄束剪力波探頭及寬束剪力波探頭髮射之超音波於不鏽鋼管材時之聲場強度分佈，位移響應分佈只在某些部分有些微不同。與壓克力板材結果比較，可知流體聲速改變對兩者的位移響應分佈皆影響不大，幾乎可以忽略，唯需注意的部分是當溫度變化較大時，需修正探頭架設的位置。整理上述結果，流體溫度改變造成的聲速變化，並不會使位移響應的強度分佈發生劇烈改變。

3.5 超音波流量計之入射角選定

綜合以上結果得知，超音波流量計探頭在設計時須考慮相當多的參數，市售超音波流量計探頭通常分成幾種類型，依據需求選用不同的探頭類型，但探頭設計最核心的技術是入射角的選擇，並非任意角度都能

選為入射角，入射角與不同管材及厚度皆與入射角息息相關，本節將探討不同角度之超音波聲柱照射 3mm 壓克力及不銹鋼管壁之位移響應分佈，解釋入射角度選擇的影響。

參考市售窄束剪力波與寬束藍姆波探頭的入射角分別為 34.1 及 41.9 度，取入射角度範圍為 32 至 46 度，在這兩個角度附近觀察位移響應之分布，意味著在這個範圍內將發生幾何與非幾何反射場的變化。圖 3.26、圖 3.27 及圖 3.28 為不同入射角度之超音波照射 3mm 壓克力管壁後，位移響應強度分佈，圖中不同顏色線旁邊的說明數字代表超音波於甘油介質的入射角度。圖 3.26 可看出超音波聲柱照射壓克力管壁時，位移響應呈現高斯分布，並沒有發生拖曳區與空白區等非幾何反射現象，位移響應強度分佈集中，只有振幅不同及因入射角度改變產生的水平方向偏移，此結果可推論設計窄束剪力波探頭以量測壓克力管材時，此範圍之角度皆合適，只要於此範圍挑選振幅相對大之入射角度即為最佳入射角。圖 3.27、圖 3.28 顯示有滲漏藍姆波發生，於某幾個特定入射角，位移響應強度分佈於某幾個入射角會有側峰出現且會沿水平方向向外延伸，其中 37 及 38 度的位移響應為高斯分佈，也可選為窄束剪力波探頭之角度，整體比較後，可知鄰近 41.9 度之位移響應因滲漏藍姆波發生，導致分佈的範圍較大，又寬束剪力波探頭於設計時，就是希望超音波入射的聲場分佈範圍大一點，從位移響應強度分佈看出 41.9 度是寬束藍姆波探頭髮射之超音波，入射於壓克力管壁較好的入射角度，但除了考慮壓克力管壁之外，還須考慮適合其他常用管材的入射角度。

圖 3.29、圖 3.30、圖 3.31 為不同入射角度之超音波照射 3mm 不銹鋼管壁後，所接收之聲場強度分佈，與壓克力管壁有不同之處，不銹鋼管壁於 32 至 36 度的入射角度範圍，出現了滲漏藍姆波現象，因此，管

壁材料為不銹鋼時，設計窄束剪力波探頭應選取 32 至 36 度之入射角度，在該範圍，幾何穿透管壁的聲場能量較強，滲漏藍姆波現象也比較不明顯。當入射角度接近於 41.9 度，同樣也有滲漏藍姆波的發生。寬束藍姆波探頭設計時，除了要使超音波聲場覆蓋之範圍大一點，還需注意探頭的架設位置及接收範圍，與壓克力管材聲場強度分佈對應。原本認為較適合的角度，一旦多考慮了其他管材時，就會變得不合適。入射角度選擇時，應兼顧多種可能應用的管材，以達到最佳探頭設計。除了比較位移響應的分布，考慮之管材應以較易發生滲漏藍姆波的不鏽鋼管材為優先考量，若再討論其他管材的適用性，則同樣以討論聲場的強度分布來比較優先順序，再選定適當的探頭入射角。

3.6 雛型探頭模擬

本研究不僅探討管夾式超音波流量計探頭的聲場，也嘗試製作超音波流量計探頭，選定寰辰科技股份有限公司製作之壓電陶瓷，其材料為 PZT-4 與 PZT-5A，頻率為 1MHz，直徑 25mm，厚度 2.2mm，在製作前以數值分析軟體 ANSYS 分析裸壓電片及雛型探頭電性阻抗與振動模態，雛形探頭是將直徑 25 mm 之 PZT-4 及 PZT-5A 單晶圓形碟片黏貼於聚醚亞胺(polyetherimid，簡稱 PEI)楔型圓柱波導的末端，數值計算所採用的壓電陶瓷晶片之材料常數分別列於表 4，PEI 的材料性質列於表 5。

3.6.1 壓電陶瓷圓形碟片電性分析及振動模態

建立一直徑 25mm，厚度 2.2mm 的壓電圓形碟片模型(圖 3.32)，於圖中 $z=0$ 及 $z=-2.2$ mm 的節點，分別施加 100 與 0 伏特之電壓，為了使圓形碟片驅動時，接近一維的軸向運動，假設厚度方向各個截面上的每

個點在 z 方向的位移耦合，即 z 方向位移分量相等。改變時諧分析的頻率，計算座標 $x = y = z = 0$ 點的電荷，再通過電流與電荷的關係式，

$$I = j\omega \sum Q_i \quad (3.3)$$

求得頻率後，根據歐姆定律

$$R = \frac{V}{I} \quad (3.4)$$

求得阻抗值。

模擬的結果如圖 3.33 所示，實線及虛線分別代表壓電材料為 PZT-4 或 PZT-5A，黑色線為不同頻率下的阻抗值，紅色線為相位，阻抗曲線每一個凹陷下去的極值，皆為壓電片的共振頻率(resonant frequency)，而阻抗值最低位置即為主共振頻率，共振頻率也可從相位曲線顯示，相位劇烈變化的最低點與最高點中間對應之頻率值，就是共振頻率。因為 PZT-5A 的材質較 PZT-4 軟，彈性勁度係數小，因此主共振頻率明顯低於 PZT-4，阻抗值也比較低，除了主共振頻率之外，在頻率比較低的部分，有好幾個共振頻率發生，雖然這些點的阻抗變化並不明顯，但其發生的原因值得探究。

以相同的模型、材料及邊界條件，分析自然頻率下的模態，發現在低頻範圍會發生共振(圖 3.34、圖 3.35)，推測是圓形碟片作面內共振所造成的，頻率越高之的振動模態的周向匝數(等於位移為零的節徑數)也會增加。

3.6.2 雛型探頭模擬

雛形探頭的模擬方式採用時諧分析，將直徑 25 mm 之 PZT-4 及 PZT-5A 單晶圓形碟片分別黏貼於聚醚亞胺楔形圓柱波導的末端(圖 3.36)，邊界條件同樣是在壓電陶瓷上、表面分別施加 100 與 0 伏特之電

壓。並假設壓電陶瓷厚度方向的各截面的每個點的 z 方向位移耦合成等位移，使圓形碟片驅動時，接近一維的軸向運動。

阻抗分析雛形探頭的電性分析結果如圖 3.37 所示，與裸圓形碟片結果相比較，可看出圓形碟片黏貼於楔型圓柱波導末端，除了共振頻率點，其餘的共振點的阻抗變化較平緩，阻抗值上升，共振點消失表示有些模態不存在，因為楔型圓柱波導會增加圓形碟片軸向及面內振動發生的難度，等於是給圓形碟片多加了拘束。阻抗變化趨於平緩表示機電耦合係數的降低，使激發圓形碟片產生的超音波能量減少。阻抗值上升則表示相同激發條件下，阻抗值越大則越難激發。

不管是圓碟形裸壓電片或雛形探頭的模擬結果與實際量測之阻抗曲線，皆有部分差異，尤其主共振頻率約相差約 90 kHz，主要原因是輸入之壓電陶瓷 PZT-4 及 PZT-5A 的材料參數係查表而得，與實際的材料係數有出入，但圖形的趨勢相同。



第四章 實驗結果與討論

4.1 窄束剪力波探頭的設計製作與測試

4.1.1 探頭基本結構與選用材料

超音波換能器組成結構包含壓電元件、楔型塊、背襯材料及外殼。由於國內已有專業的壓電陶瓷元件製造商，故採用市售的鉛鈦酸鉛(lead zirconate titanate, 簡稱 PZT)壓電陶瓷晶片，掌握品質驗證即可，縮短製作程序，本研究試製探頭的 PZT 壓電晶片是位於桃園市的寰辰科技公司生產。楔型塊採用聚醚亞胺(PEI)材質製作的圓柱，一端銑成楔型，另一端銑成圓形凹槽，探頭外殼是以機械加工銑製而成，材料為 ABS 工程塑膠，ABS 樹酯是丙烯腈(acrylonitrile)、丁二烯(butadiene)及苯乙烯(styrene)三種單體構成的共聚物。表 5 所列为 PEI 及 ABS 兩種工程塑膠的性質表。矽氧樹脂亦稱為矽酮(polymerized siloxanes 或 polysiloxanes)，俗稱矽利康(silicone)，具有黏彈性，用來膠合探頭外殼及斜柱波導，還可作為探頭的背襯阻尼材料。圖 4.1 所示則為機械加工後的實體照片。

4.1.2 探頭製作步驟

將製作探頭所需材料備齊後，按下列步驟製成

- (1)使用厭氧膠將 1MHz、直徑 25mm、厚度 2.2 mm 的壓電片黏於楔型圓柱一端的圓形凹槽內，並輔以夾具固定，如圖 4.2。
- (2)待厭氧膠乾掉，在壓電片與圓形凹槽間的空隙填入環氧樹脂(epoxy)，可減少壓電片側向共振模態的發生。

- (3)環氧樹脂固化後，將導線焊於壓電片上，於外殼內部空隙填滿矽膠，將導線穿過兩個小圓孔，並將楔型圓柱塞入外殼，擦去多餘的矽膠。
- (4)矽膠凝固後，在外殼後端裝上 BNC 接頭，訊號端及地線端分別與壓電陶瓷兩側的電極錫銲接合，圖 4.3 為完成的超音波探頭。

4.1.3 試製探頭之試驗

本文採用網路分析儀(network analyzer) HP 8751(圖 4.4)量測超音波換能器的相對阻抗曲線，先量測 1MHz、直徑 25mm、厚度 2.2mm 的 PZT-4 及 PZT-5A 壓電片。圖 4.5 所示的阻抗曲線中，黑色及紅色線為不同頻率下的阻抗值及相位，實線及虛線分別代表壓電材料為 PZT-4 及 PZT-5A，阻抗曲線裡每一個局部凹陷下去的低點，皆為壓電片的共振頻率，而阻抗值最低位置即為主共振頻率。由圖中可知壓電片主共振頻率為 1MHz 與廠商提供數據相符。圖 4.6 所示為雛型探頭的阻抗曲線量測值，與只有壓電片之阻抗曲線相比，在 1MHz 之前的一些共振頻率點消失或者凹陷變的不明顯，主共振頻率的阻抗值變高，這是因為雛形探頭的壓電晶片與楔型圓柱黏合，側邊填入環氧樹脂，壓電晶片受較大的束縛，使其橫向共振模態的幅度較小。與 3.6 節模擬結果相比較，雖共振頻率略有偏移且計算之阻抗值不完全相同，但模擬與實際量測的結果有相同的趨勢，主共振頻率的阻抗值皆是 PZT-5A 材質較低。除了主共振頻率之外，低頻範圍都有很多面內共振的模態，主共振頻率差異的部分應當與給定的材料係數有關。

比較 PZT-4 及 PZT-5A 試製探頭的阻抗曲線(圖 4.7)，會發現一些低頻共振頻率點消失或者局部凹陷較雛型探頭更不明顯，主共振頻率的阻抗值更高，這是因為試製探頭內的壓電晶片會被矽膠背襯材料包覆，背

襯材料會使其增加拘束與提高阻尼值，因而有此結果。圖 4.8、圖 4.9 分別為使用壓電晶片 PZT-4 及 PZT-5A 製作之試製探頭，A、B 各為一個試製探頭的編號，由量測曲線可知無論是使用 PZT-4 或 PZT-5A 的壓電晶片，製出探頭於電性上皆有良好的一致性。值得一提的是將製作完成之 PZT-4 及 PZT-5A 探頭與工研院綠能所設計的流量計(圖 4.10)結合，實際量測流量，當量測對象為不鏽鋼管時，以 PZT-4 壓電晶片製作的探頭無法進行量測。前述流量計以 15 個週期之正負 15V 方波激發超音波探頭，PZT-4 阻抗值較高，不易激發，即使發出超音波，能量也很小，況且超音波又較難自高分子波導傳送至聲阻差異較大的不鏽鋼材料，這些原因使接收端收到的訊號太弱，而無法量測。PZT-5A 製作之探頭則因材料的特性，適合做為接收器，可正常應用於量測管流流量。

探頭穿透聲場量測實驗採用 Panametrics 5800PR 超音波發射/接收器 (ultrasonic pulser/receiver)，以穿透(through-transmission)模式激發位於規塊一側的發射探頭，產生斜束超音波，另一側之接收探頭感測的超音波訊號經增益後，再以數位示波器 Agilent InfiniiVision DSO-X 2012A 擷取超音波訊號。圖 4.12 所示為量測到的穿透訊號，超音波的波程時間大約是 $30\mu s$ 左右。圖 4.12 照片顯示之鋁質規塊的厚度約 31.8 mm，超音波穿透實驗使用的兩枚探頭分別置於規塊的兩側，探頭最接近的部位稱為導緣(leading edges)，最遠的部位稱為後緣(trailing edges)，圓柱波導的中央稱為中心點(centers)。

圖 4.13 所示為圖 4.11 之超音波訊號的快速傅立葉轉換(fast Fourier transform)頻譜，中心頻率為 1MHz。圖 4.14 是兩探頭圓柱波導中心點在距離不同時，聲波強度的分布情形，黑色線為振幅，紅色線為最大值的 -3dB，得知探頭架設位置的有效範圍，與最適合之位置。

4.2 參考探頭的性能

本研究探討管夾式超音波流量計探頭聲場，選用的參考探頭分別為 Actsonic 的窄束剪力波探頭及 Fluxus M 系列寬束藍姆波探頭(圖 3.9)，從電性阻抗分析及時域訊號比較兩者的差異。

4.2.1 參考探頭之電性阻抗曲線分析

圖 4.15、圖 4.16 分別為窄束剪力波及寬束藍姆波探頭之電性阻抗分析曲線，A、B 各為探頭的編號，由圖 4.15 可看出窄束剪力波探頭在 1 MHz 附近有一主共振頻率，與廠商提供之規格相符。低於 1MHz 的頻率範圍，同樣也有幾個低頻模態，這是之前章節提到的壓電晶片面內共振所造成的，除了 1MHz 有明顯的阻抗變化，在較高頻約 1.6MHz 處也有明顯的阻抗變化，且阻抗值甚至低於主共振模態，意味著此頻率對應的模態比較容易驅動。經研究後發現，造成此阻抗振盪的原因是探頭後端接上之纜線，此纜線長約十公尺，內有紅黑正負導線及一屏蔽地線，若將此電纜線移除，改以一般 BNC 線連接，則此阻抗振盪消失。電纜線雖會使電性上多一阻抗振盪，但於實際驅動時，並不會對探頭造成影響。

從圖 4.16 可知寬束藍姆波探頭於低頻範圍同樣也有面內共振的模態，主共振頻率也是 1MHz，但與窄束剪力波探頭的曲線相比，主共振頻的阻抗值較高且不明顯，主共振模態以外的其餘共振模態較多，推測應是與選用之壓電晶片的材料有關，由 X 光檢測設備拍攝觀德探頭之結構與窄束剪力波探頭的設計有些出入，這可能會與非主共振模態增多有些關係。

4.2.2 參考探頭的時頻域訊號分析

將兩枚超音波換能器置於內壁間距 80 mm 的壓克力水槽的兩側(圖 4.17)，以超音波發射/接收器激發其中一枚探頭，產生斜束超音波，再將另一枚探頭感測的超音波訊號增益後，以數位示波器擷取穿透訊號。圖 4.18、圖 4.19 分別各以一組窄束剪力波及寬束藍姆波探頭量得之時域穿透訊號及快速傅立葉轉換頻譜。比較兩者的時域訊號，發現寬束藍姆波探頭的訊號振盪次數較多，訊號特徵符合流量計內建的演算法，卻與藍姆波技術習用之寬頻探頭特性迥異。藍姆波技術採用的超音波探頭通常具有高阻尼背襯材料，時域訊號的振盪次數少，頻帶寬。Fluxus M 系列氣體流量計探頭採用了背襯回波技術，背襯回波與正向傳遞的聲波發生建設性干涉，可以有效增加時域訊號的振盪次數，並且兼顧寬頻特性。圖 4.19 顯示 Fluxus M 系列探頭之超音波訊號經過兩個週期後，振幅稍微減弱，繼而訊號振幅增加，背襯回波於此時抵達。因為背襯回波在壓電晶片與金屬反射層間的背襯材料層來回振盪，超音波訊號經過多次振盪才漸次衰減。

比較圖 4.18、圖 4.19 顯示的兩者頻譜差異，窄束剪力波探頭訊號的中心頻率為 1MHz，寬束藍姆波探頭訊號中心頻率變成 1.12 MHz，這是因為超音波信號的反復振盪不僅使得信號頻譜的頻帶變窄，發射波與背襯回波合成信號的相位誤差造成。激發窄束剪力波探頭時可使用連續方波或脈衝波，而使用背襯回波法的寬束藍姆波探頭會因為相位誤差造成中心頻率偏移，因此若以連續方波激發可能會中心頻率偏移，使得激發頻率不對而無法激發，所以通常是以高頻寬之單脈衝激發寬束藍姆波探頭。

4.3 窄束剪力波探頭水下聲場量測實驗

4.3.1 實驗裝置

本研究測試超音波探頭髮射的聲束折射進入流體的聲場強度分佈，以借用工研院量測中心的水下麥克風，或稱為水聽器(hydrophone)，對於窄束剪力波參考探頭進行聲場量測，實驗系統之方塊圖如圖 4.20 所示。使用一部函數產生器輸出頻率 1MHz、200 mVrms 的連續正弦波，經功率放大器增益後，激發窄束剪力波參考探頭產生聲束。參考探頭與水槽液面直接接觸，或先固定於 5 mm 厚之壓克力平板，再與液面接觸。水聽器固定於一部三軸定位系統，在液面下方掃瞄超音波探頭髮射出的超音波訊號。實驗採用安捷倫 DSO7054A 示波器擷取數據，以 LabVIEW 圖形操作軟體進行後續處理。

4.3.2 聲場量測結果

圖 4.21 所示為實驗系統量測窄束剪力波參考探頭 TM-1 直接接觸水面，所激發的水下聲場分佈，X 位置是水聽器從參考探頭後緣向前緣移動的水平距離，Z 軸位置則是水聽器與參考探頭下緣的鉛垂距離。聲場分佈是以水聽器感測的超音波訊號電壓振幅對於 X 及 Z 位置繪圖，在相同水平(Z)面量測的聲場呈現近似高斯分佈。圖 4.22 所示為 XZ 平面觀測的聲場分佈色階圖，可推算超音波束折射進入水中的折射角大約為 $\theta_r = 25.9$ 度，非常接近前述依據斯涅爾定律估算之折射角 26 度，證實幾何關係推算窄束剪力波探頭入射角之正確性。

圖 4.22 是從 XZ 平面來觀察聲場的分布，可以看出聲場的分布成一斜直線。圖 4.23 所示為聲場分佈投影至 Z 軸的結果，觀察水下麥克風與

探頭間的距離對振幅的影響，由圖中可知並不是水下麥克風離探頭越近振幅就越大，是有近遠場的分別。

若在 TM-1 探頭與水之間增設一層 5mm 的壓克力平板，將水下麥克風置於距離探頭下表面 10mm 位置開始量測，圖 4.24 所示為聲場的 3D 分布。圖 4.25 所示是從 XZ 平面觀察的聲場分布，也能看出聲場的分布成一斜直線，但是水下麥克風距離探頭較近時，增設壓克力平板較無板的聲場分布雜亂。有板之聲場掃描的遠近場效應比無板時更為明顯，且會出現側瓣的情形，推測側瓣發生的原因為超音波經過 5mm 的壓克力板時發生波式轉換而產生縱波與橫波，側瓣應為橫波造成，同時也是橫波之行進路線。

4.4 參考探頭的聲場量測

實驗設置與圖 4.17 雷同，同樣以超音波發射/接收器激發窄束剪力波及寬束藍姆波參考探頭，圖 4.26 所示之壓克力水槽具有長方形截面，四周的平板材質為不銹鋼及壓克力，面對面相對著，不銹鋼平板的內壁間距為 130 mm，壓克力平板的間距 80 mm 的。超音波穿透水槽到達接收端，惟接收探頭為頻率 1 MHz 之寬頻音洩探頭(圖 4.26)。圖 4.26(a)是音洩探頭的接收面，其中心有一直徑約 1mm 的白圓點，為超音波的感測區，黑色區域則無接收訊號功能，此探頭可視為單點接收探頭。圖 4.26(c)所示為實驗架構的照片，右方黑色物體為參考探頭移動時之輔具，參考探頭每次移動 1mm，紀錄接收訊號及其峰對峰振幅。

不銹鋼與壓克力水槽之管壁厚度分別為 1 及 5 mm，量測採用 Z 型架設，模擬結果必須配合實驗，計算第二階段之垂直位移分量 $u_{bz}^{(2)}$ 與實驗結果比較。為了方便比較，將兩者分別予以正規化，使其最大值皆等於 1。

圖 4.27 所示為穿透水槽之 1mm 厚不銹鋼平板的超音波訊號強度分佈，當參考探頭與音洩探頭中心距離改變時，接收之時域訊號的峰值也會改變，紅色點表示以窄束剪力波探頭量測得到的實驗值，藍色線則為數值模擬結果。圖中可看出窄束剪力波探頭訊號強度較大的主峰處，實驗與模擬之結果有良好的一致性。但將發射探頭與接收探頭距離拉遠時，還會量得峰值頗大的超音波訊號，在此距離下超音波並不會直接抵達接收端，而是先進入管壁，沿著管壁到達接收端，數值結果無法呈現出此情形。

圖 4.28 所示為使用寬束藍姆波探頭作為參考探頭之結果，實驗量測結果與數值模擬有部分相符，但因為實驗使用的寬束藍姆波探頭在此量測條件下，接收到的超音波訊號振幅極小，所以量得之訊號大小易受到耦合劑與施予探頭的壓力影響，造成實驗結果的不精確，但由實驗結果可知寬束藍姆波探頭在使用時，接受點收到訊號並不一定較強，但聲波覆蓋的範圍會比較廣。

圖 4.29、圖 4.30 所示為以壓克力水槽為管流模型，分別使用窄束剪力波與寬束藍姆波探頭作為參考探頭，比較實驗與數值分析結果。從趨勢上來看，兩者有一定程度的吻合。探頭近距離照射液固耦合平板，引致聲場的實驗與分析結果相當接近，兩者還是有振幅大小的差異，除了耦合劑與施予探頭的壓力影響外，有可能是真實條件下，存在數值模擬未能掌握到的部分。

第五章 結論

5.1 結論

超音波量測管流速度時，平行管壁傳遞的滲漏藍姆波會折射進入耦合流體，與管壁內側的幾何反射或穿透聲場干涉，產生非幾何反射或穿透聲場。非幾何聲場強度分布與聲束的寬度、入射角度、管壁材質有關，會造成聲束路徑發生相位平移。超音波流量計探頭可分為窄束剪力波及寬束藍姆波兩種技術，窄束剪力波探頭的入射角大於管壁材質的臨界折射角，使縱波發生全反射，僅單一剪力波聲束折射進入管壁，但是避開非幾何聲場的發生，以增加流量量測之精確度。寬束藍姆波探頭設計時，則希望發生滲漏導波，使超音波聲場覆蓋範圍增大。當管內流體聲阻係數小，聲波穿透管流的能量很低，此時，採用寬束藍姆波技術之探頭能傳遞較多的超音波能量。

窄束剪力波及寬束藍姆波探頭設計時皆需考慮管厚與管徑大小，管內壁應位在遠場與近場的邊界。探頭近場內的波前扭曲不平行，管壁內側超音波反射角度如果不一致，會使得反射聲場的強度不均勻，造成流速量測的誤差。如果管徑遠大於探頭的近場距離，超音波訊號衰減過多，也會使得訊號量測困難。

參考市售窄束剪力波及寬束藍姆波探頭的入射角，代入高斯聲柱分析模型，計算管壁外側的位移響應分佈。如果管材為壓克力，窄束剪力波探頭的聲場強度分佈較為集中，寬束藍姆波探頭之聲場強度雖較前者小，但聲場分佈範圍較廣。若管材為不鏽鋼，窄束剪力波探頭及寬束藍姆波探頭皆會引致滲漏導波。以超音波探頭近距離照射液固耦合平板，引致聲場的實驗與數值模擬結果有很好的的一致性。數值模擬卻無法精準

地模擬超音波自遠處照射管壁引致的聲場分佈。因此，設計超音波流量計探頭的入射角時，除了選定量測對象管厚與管徑，可先分析近距離照射不同管材之位移響應分佈結果，再決定適當的入射角範圍，滿足使用者需求。

5.2 未來工作展望

超音波在管流中波傳的統御方程式為非線性偏微分方程式[6]，線性之波方程式(wave equation)僅適用於微小擾動聲波在準靜止流體內的波傳。本研究以適應性積分，數值計算高斯聲柱入射管流模型之非幾何穿透及反射聲場，也是假設統御方程式屬於線性偏微分方程。數值模型將管結構簡化為兩層等向性平板中間夾著理想流體的三明治結構，目前實驗數據與數值分析結果尚有不一致的部分。雖然高斯聲柱的假設已經包括了振幅分佈(2.28)式及相位(2.29)式，數值積分時卻未考慮超音波聲柱的發散(beam divergence)，計算的聲場位置距離探頭髮射位置愈遠，積分範圍應該愈寬。

本研究比較窄束剪力波與寬束藍姆波探頭的阻抗曲線，推測所採用的壓電晶片及背襯材料。目前已成功製作窄束剪力波探頭，搭配工研院綠能所研發的超音波流量計進行流量量測實驗，量測對象分別為 50mm 管及 300mm 不鏽鋼管，參考流量計因管徑有所不同，前者採用科氏力流量計，後者採用電磁式流量計，量測結果比較分別如圖 4.31、圖 4.32 所示。除了在大管徑大流量時，量測結果有極小的誤差，其他範圍的準確度都非常高。未來可嘗試製作寬束藍姆波探頭，以相同壓電晶片材質，進行實驗比較，確定探頭品質的可靠性。

參考文獻

- [1] W.R. Brody and J.D. Meindl (1974), "Theoretical analysis of the CW Doppler ultrasonic flowmeter," *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, BME-21(3), pp. 183-192.
- [2] R. Motegl, S. Takeuchi and T. Sato (1990), "Widebeam ultrasonic flowmeter," *Proc. IEEE Ultrasonics Symposium*, pp. 331-336.
- [3] B. Funck and A. Mitzkus (1996), "Acoustic transfer function of the clamp-on flowmeter," *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 43, no. 4, pp. 569-575.
- [4] D.V. Mahadeva, R.C. Baker, and J. Woodhouse (2009), "Further studies of the accuracy of clamp-on transit-time ultrasonic flowmeters for liquids," *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, pp. 1602-1609.
- [5] P. Hauptmann, N. Hoppe, and A. Püttmer (2002), "Application of ultrasonic sensors in the process industry," *Measurement Science and Technology*, vol. 13, pp. R73-R83.
- [6] P. Mungur and G.M.L. Gladwell (1969), "Acoustic wave propagation in a sheared fluid contained in a duct," *J. Sound Vib.*, vol. 9, pp. 28-48.
- [7] H.L. Bertoni and T. Tamir (1973), "Unified theory of Rayleigh-angle phenomena for acoustic beams at liquid-solid interface," *Appl. Phys.*, vol. 2, pp. 157-172.
- [8] T.J. Plona, L.E. Pitts, and W.G. Mayer (1976), "Ultrasonic bounded beam reflection and transmission effects at a liquid/solid-plate/liquid interface." *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 59, pp. 1324-1328.
- [9] L.E. Pitts, T.J. Plona, and W.G. Mayer (1977), "Theory of nonspecular reflection effects for an ultrasonic beam incident on a solid plate in a

- liquid.” *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics*, vol. SU-24, no. 2, pp. 101-109.
- [10] T. Kundu (1988), “On the nonspecular reflection of bounded acoustic beams,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 83, pp. 18-23.
- [11] D.E. Chimenti and A.H. Nayfeh (1989), “Ultrasonic leaky waves in a solid plate separating a fluid and vacuum,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 85, pp. 555-560.
- [12] B. Bianco and T. Tommasi (1995), “Influence of viscosity on the reflection coefficient at a fluid-solid interface,” *J. Acoust. Soc. Am.*, pp. 2374-2376.
- [13] 耿維德 (1994), *液體耦合之複合材料板的超音波柱非幾何反射*, 國立交通大學機械工程研究所碩士論文, 新竹市, 台灣。
- [14] 鄭博毅 (2010), *線陣列超音波換能器於質子交換膜燃料電池石墨雙極板的聲場*, 國立交通大學機械系碩士論文, 新竹市, 台灣。
- [15] G.S. Kino (1987), *Acoustic Waves: Devices, Imaging, and Analog Signal Processing*, Chap. 3, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey.
- [16] S.S. Lih (1992), *Response of Composite Laminates to Dynamic Surface Loads*, Ph.D. Dissertation, University of California Los Angeles, Department of Mechanical Engineering.
- [17] M. Dravinski (2003), “Scattering of elastic waves by a general anisotropic basin. Part 2: a 3D model,” *Earthquake Engng. Struct. Dyn.*, vol. 32, pp. 653–670.
- [18] D.L. Franklin, D.W. Baker, and R.F. Rushmer (1962), “Pulsed ultrasonic transit time flowmeter,” *IRE Transactions on Bio-medical Electronics*, pp. 44-49.

附表

表 1 計算所採用的材料係數表

	密度(kg/m ³)	縱波波速(m/s)	橫波波速(m/s)
鋁(aluminum)	2,770	6,370	3,160
水(water)	1,000	1,500	
ABS 塑膠	1,050	2,286	
甘油	1,260	1,920	

表 2 超音波參考探頭之入射角度與折射角度

	探頭入射角	甘油折射角	水中折射角
窄束剪力波探頭 (Atcsonic T-M1)	42°	34.1°	26°
寬束藍姆波探頭 (Fluxus M 系列)	52.6°	41.9°	31.8°

表 3 水的聲速與溫度對照表

溫度	波速(m/s)
25 °C	1497
50 °C	1543

表 4 計算所採用的 PZT-4 及 PZT-5A 壓電陶瓷的材料係數

Material constants	PZT-4	PZT-5A
ρ (kg/m ³)	7,900	7,750
$C_{11}^E = C_{22}^E$ (GPa)	139	120.346
C_{12}^E (GPa)	77.8	75.1791
$C_{13}^E = C_{23}^E$ (GPa)	74.3	75.0901
C_{33}^E (GPa)	115	110.867
$C_{44}^E = C_{55}^E$ (GPa)	25.6	21.0526
C_{66}^E (GPa)	30.6	22.5734
e_{31} (C/m ²)	-5.2	-5.3512
e_{33} (C/m ²)	15.1	15.7835
e_{15} (C/m ²)	12.7	12.2947
$\epsilon_{11}^S/\epsilon_0 = \epsilon_{22}^S/\epsilon_0$	730	919.1
$\epsilon_{33}^S/\epsilon_0$	635	826.6

表 5 工程塑膠 ABS 及 PEI 材料性質表

基本資料	學名	測試方法		Acrylonitrile-butadiene-styrene	Polyetherimid
	中文名稱			丙烯腈-丁二烯-苯乙烯	聚醚亞胺
	商品簡稱	ASTM	單位	ABS	PEI
物理性質	比重	D790		1.07	1.28
	原材質外觀	目視	常用材料	白色	琥珀色
	吸水率	D572	%	0.1~0.8	0.25
	遇光變化	—	—	會老化	◎
	機械加工性	—	—	○	◎
機械性質	硬度	D785	kgf/cm ²	R80~118	M112(M125)
	抗拉強度	D638	10 ⁶ kgf/cm ²	1.70~6.30	9.40
	延長率	D638	%	10~140	32
	抗拉剛性	D638	kg/cm ²	0.7~2.9	3.7
	壓縮強度	D695	kg/cm ²	188~177	1200
	彎曲強度	D790	kgf/cm ²	250~950	1460
	衝擊強度	IZOD	kgf·cm/cm ²	3.8~66	7.0
化學性質	弱酸變化	D543	—	○	◎
	強酸變化	D543	—	△	◎
	弱鹼變化	D543	—	○	◎
	強鹼變化	D543	—	○	◎
	有機溶劑變化	D543	—	X	◎
熱性質	熱變形溫度	D648	°C	94~107	200
	連續耐熱溫度	長時間	°C	60~110	170
	熱膨脹率	D696	10 ⁻⁵ /°C	6~13	3.1
電氣性質	熱傳導係數	C177	10 ⁻⁴ cal / (cm·sec°C)	4.6~8.6	—
	耐熱電弧性	D495	sec	47~87	—
	絕緣破壞強度	D149	kV/mm	12.2~16.1	830
	誘電率	D150	F/m	2.4~4.75	3.15
	體積抵抗	D257	Ω·cm	10 ¹⁶	6.7×10 ¹⁷
應用範圍建議				成形、黏著易，適用做模型，不耐化學藥劑。	

註：◎ 佳、○ 尚佳、△ 條件下、X 不宜。

附圖

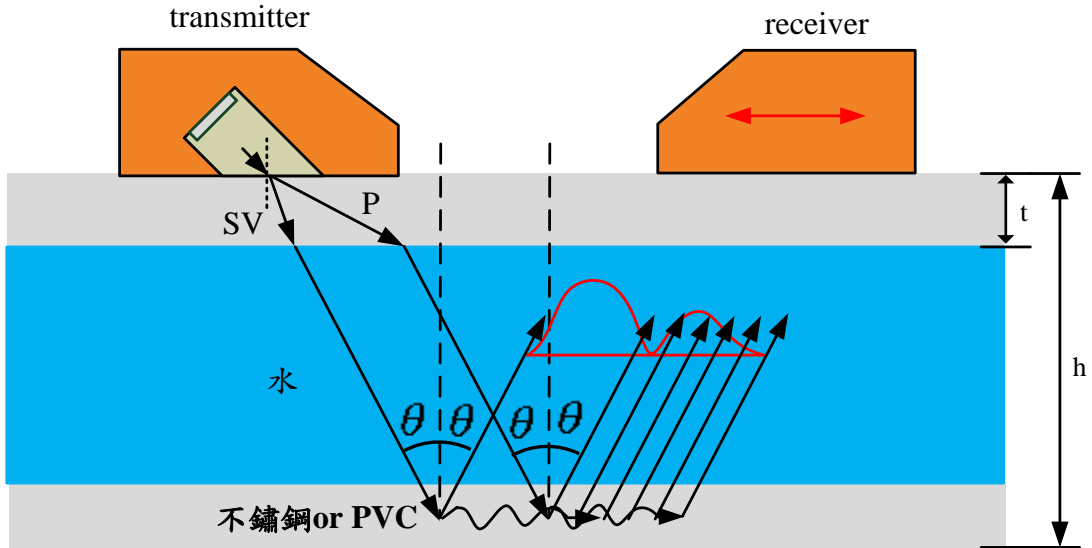


圖1.1 超音波流量計之量測及探頭架設

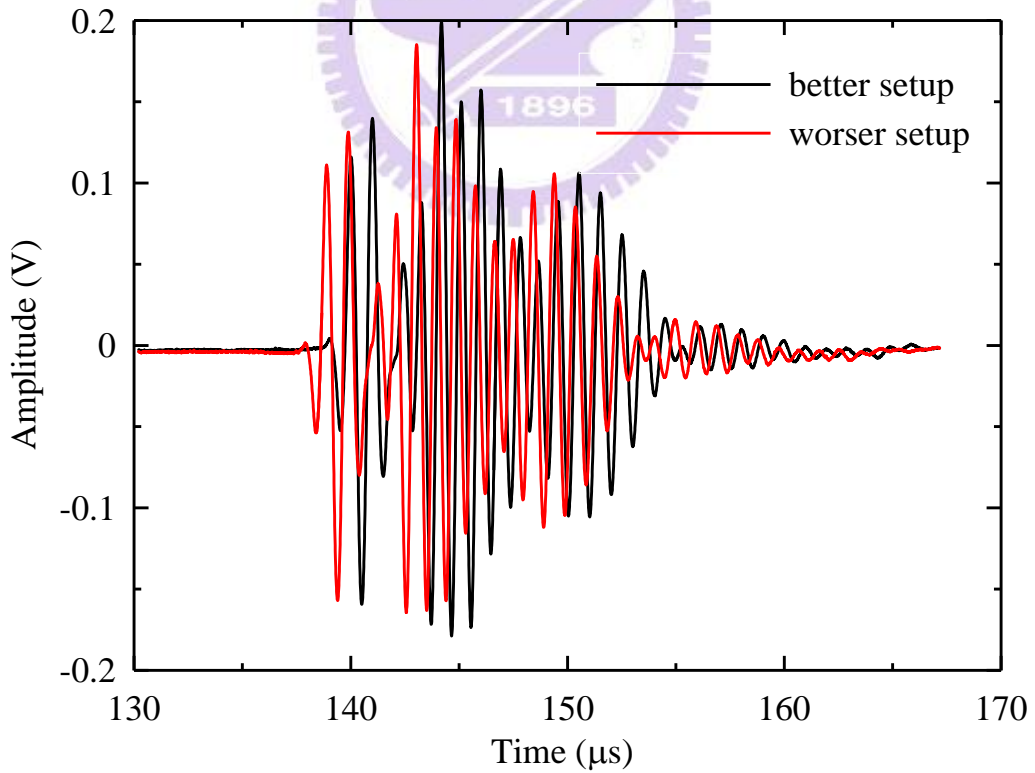


圖1.2 架設位置不同時超音波訊號振幅大小

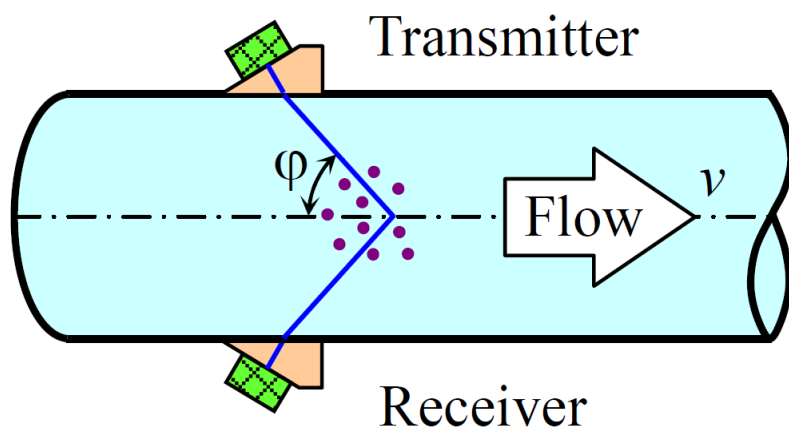


圖2.1 都卜勒頻移式超音波流量計原理示意圖

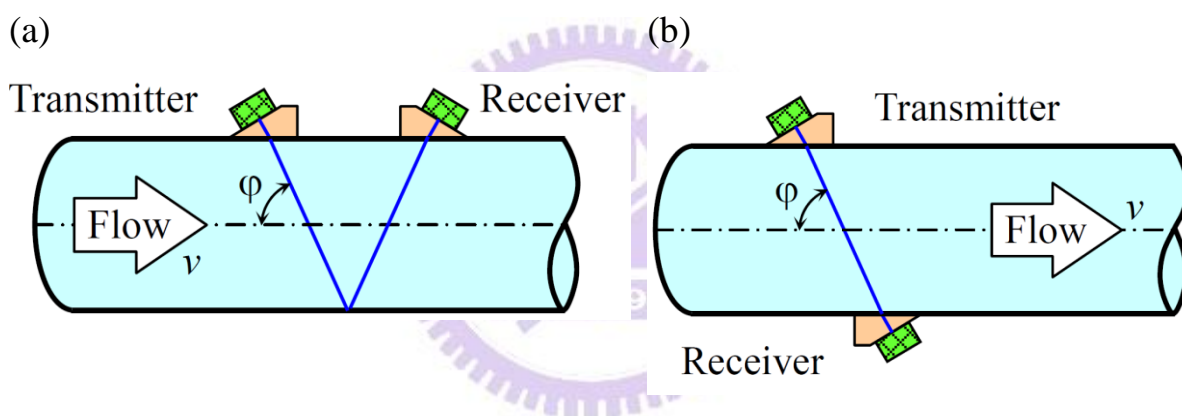


圖2.2 (a) V 法則、(b) Z 法則之歷時式超音波流量計原理示意圖

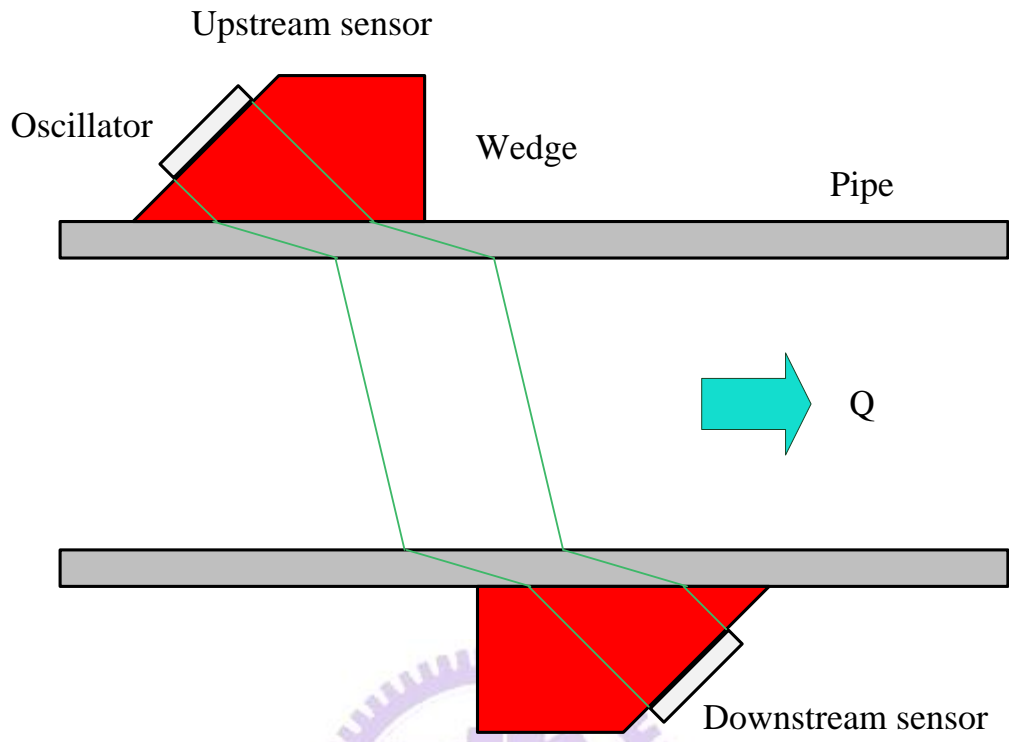


圖2.3 窄束剪力波流量計探頭工作示意圖

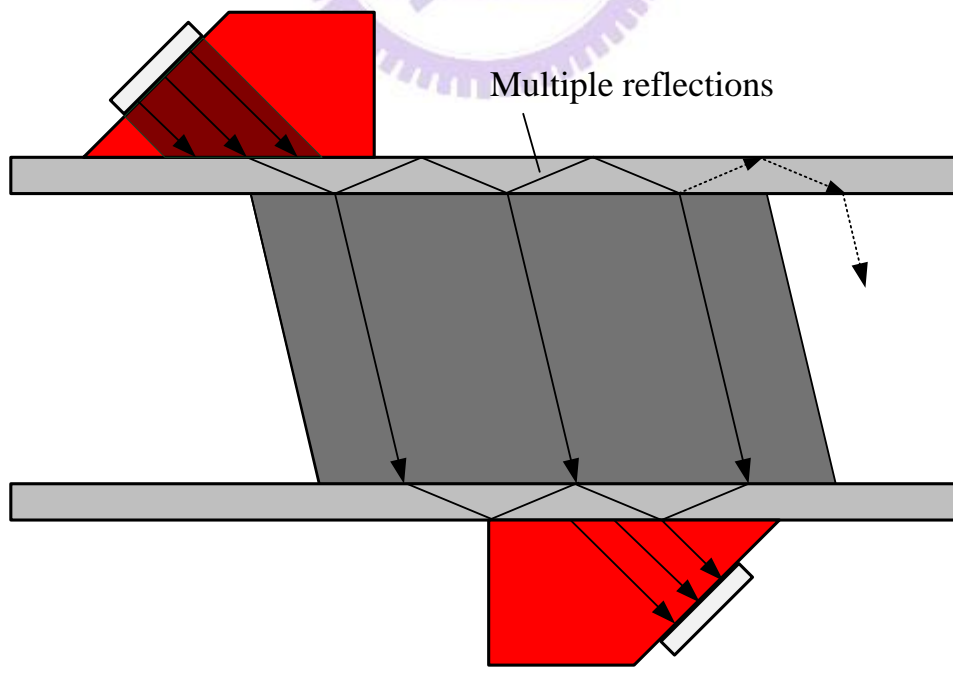


圖2.4 寬束藍姆波流量計探頭工作示意圖

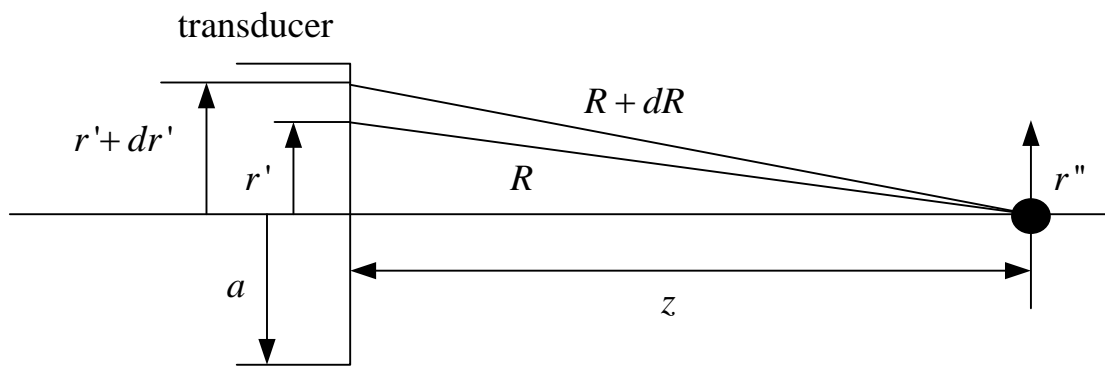


圖2.5 超音波換能器示意圖

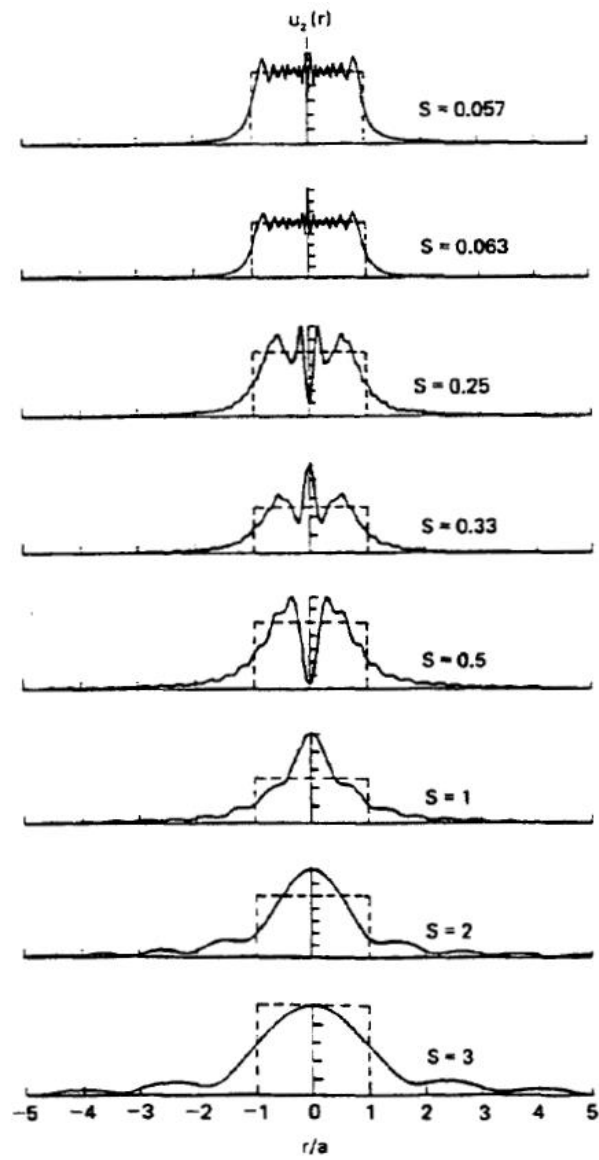


圖2.6 超音波振幅在遠場與近場的分布[15]

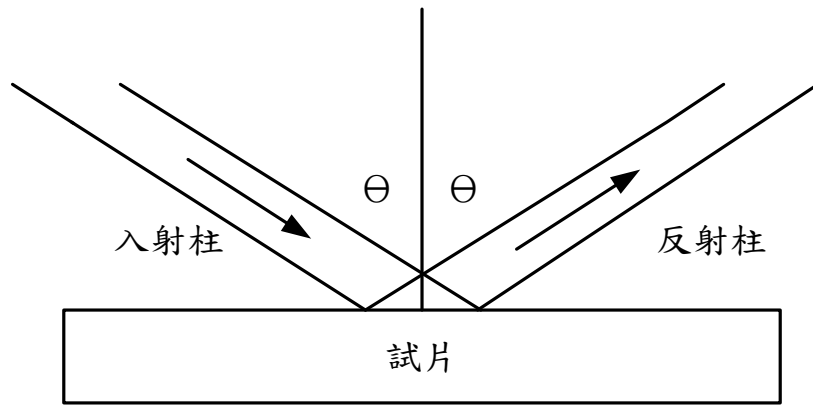


圖2.7 幾何反射場

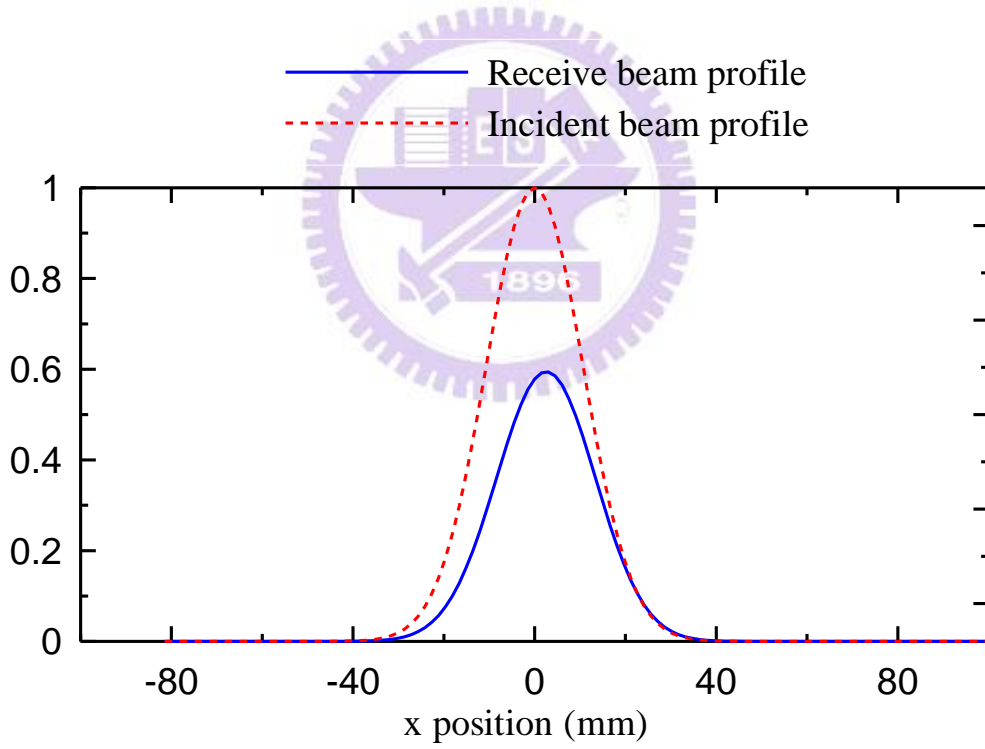


圖2.8 幾何反射聲場強度分佈

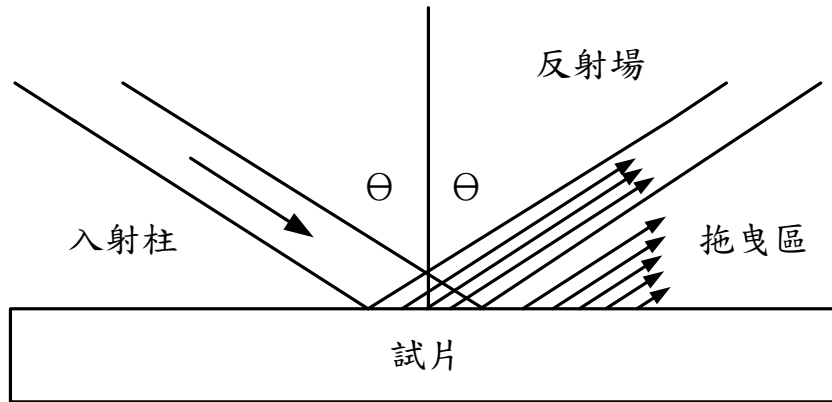


圖2.9 非幾何反射場

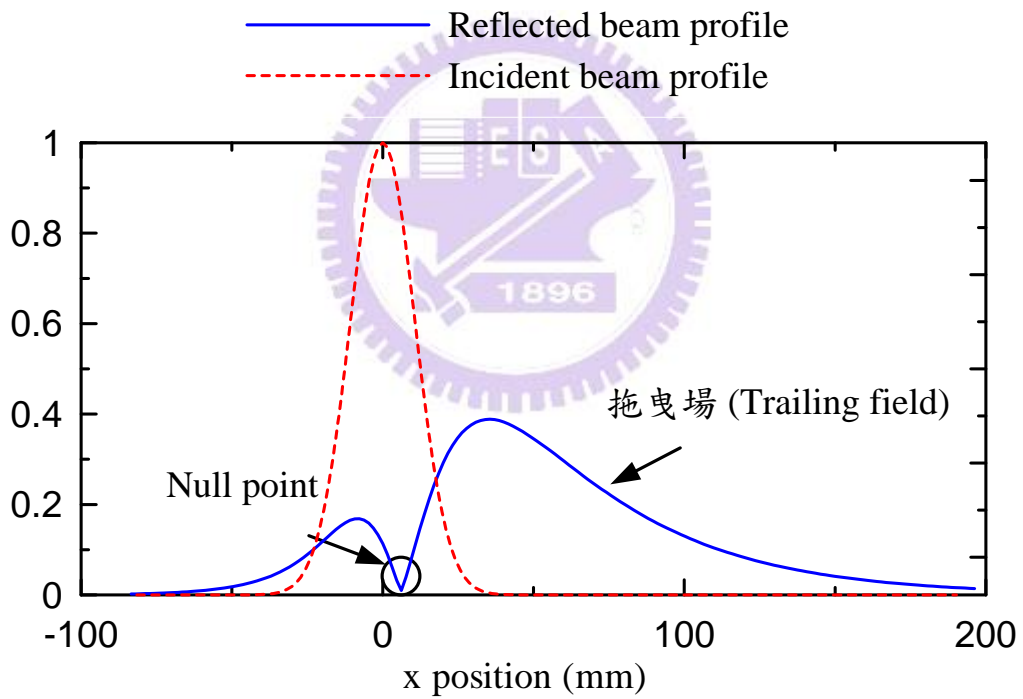


圖2.10 非幾何反射聲場強度分佈

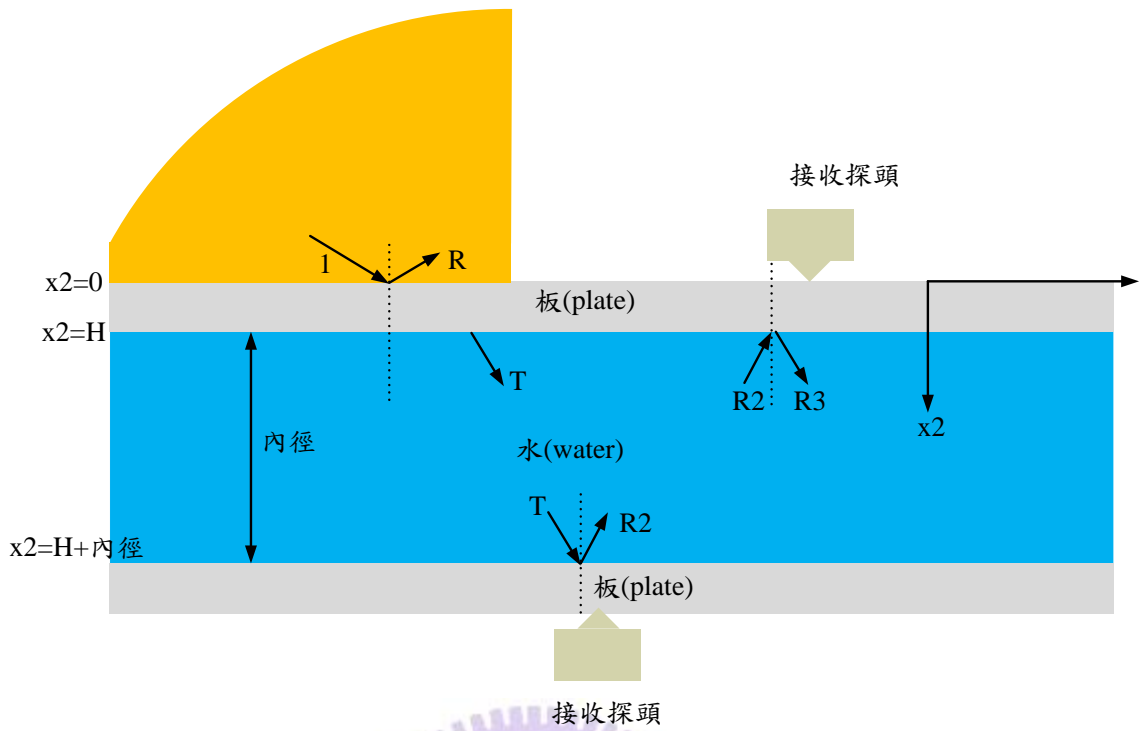


圖2.11 簡化之超音波流量計量測流量模型

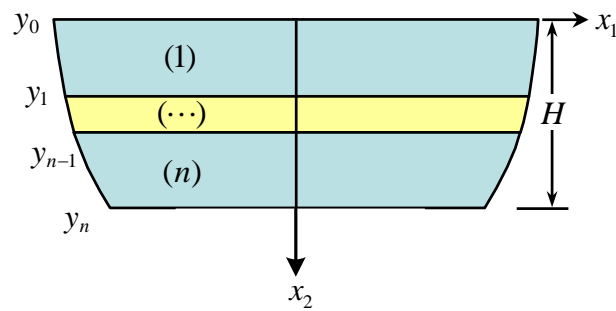


圖2.12 多層等向性材料

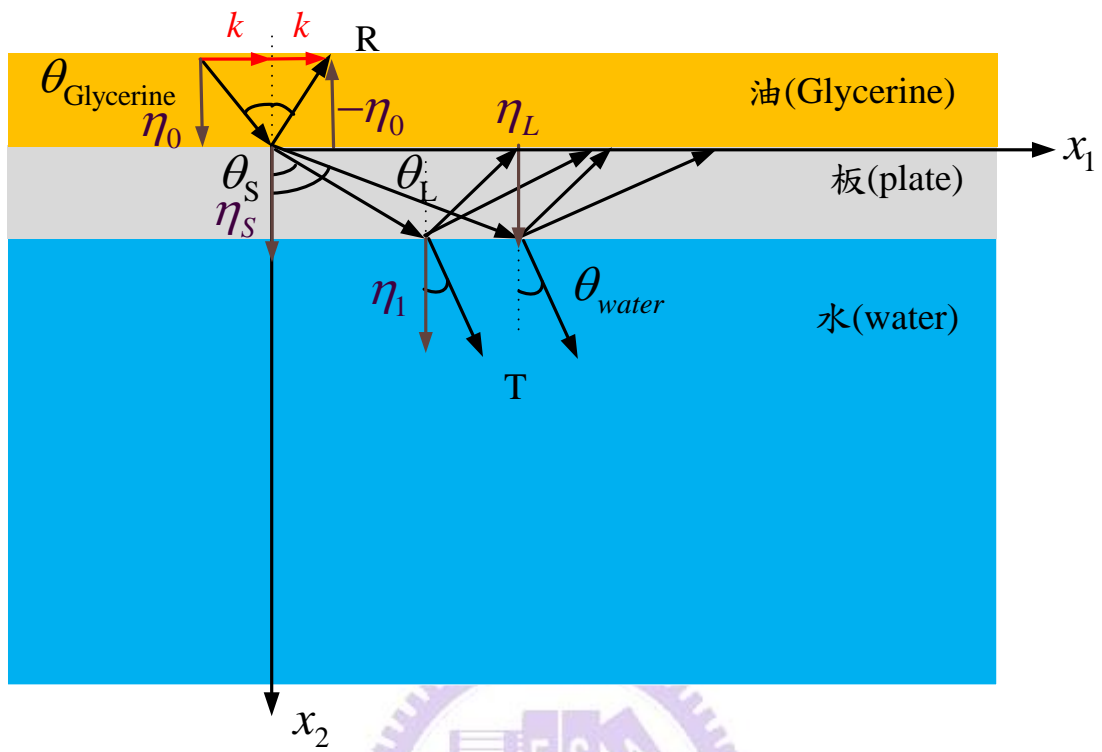


圖2.13 分段計算之第一部分

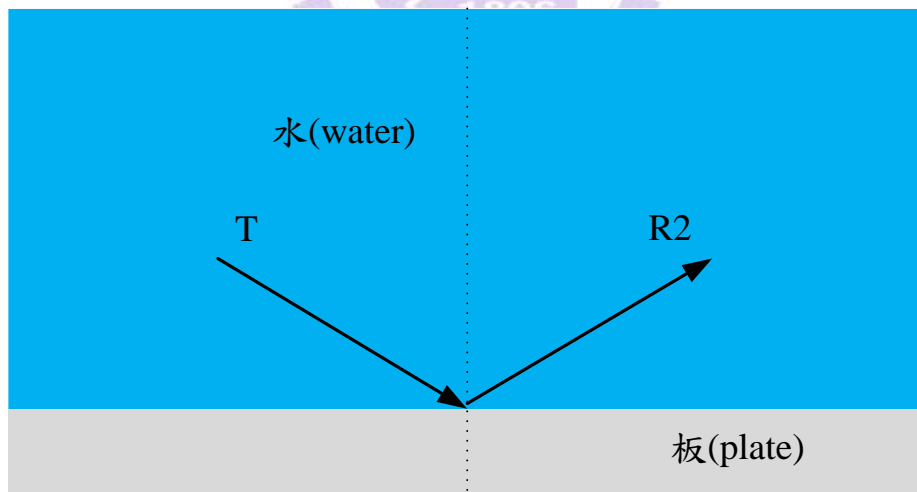


圖2.14 分段計算之第二部分

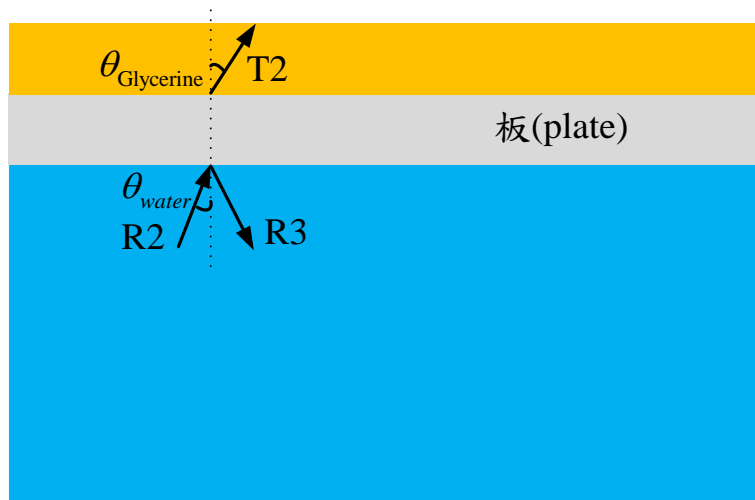


圖2.15 分段計算之第三部分



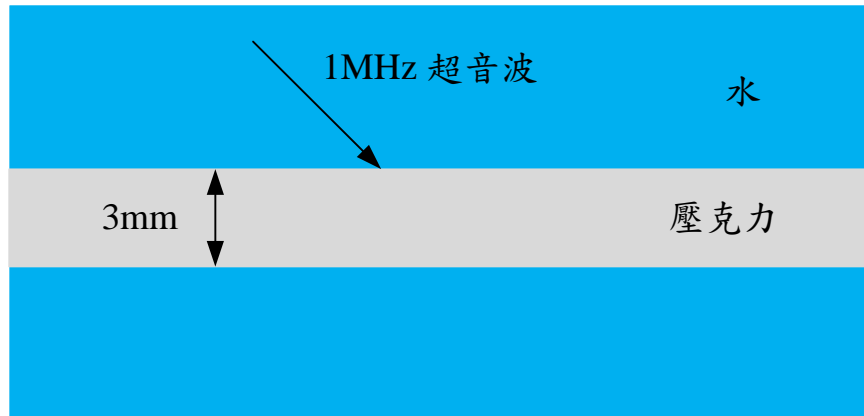


圖3.1 浸入水中之 3mm 厚的壓克力平板

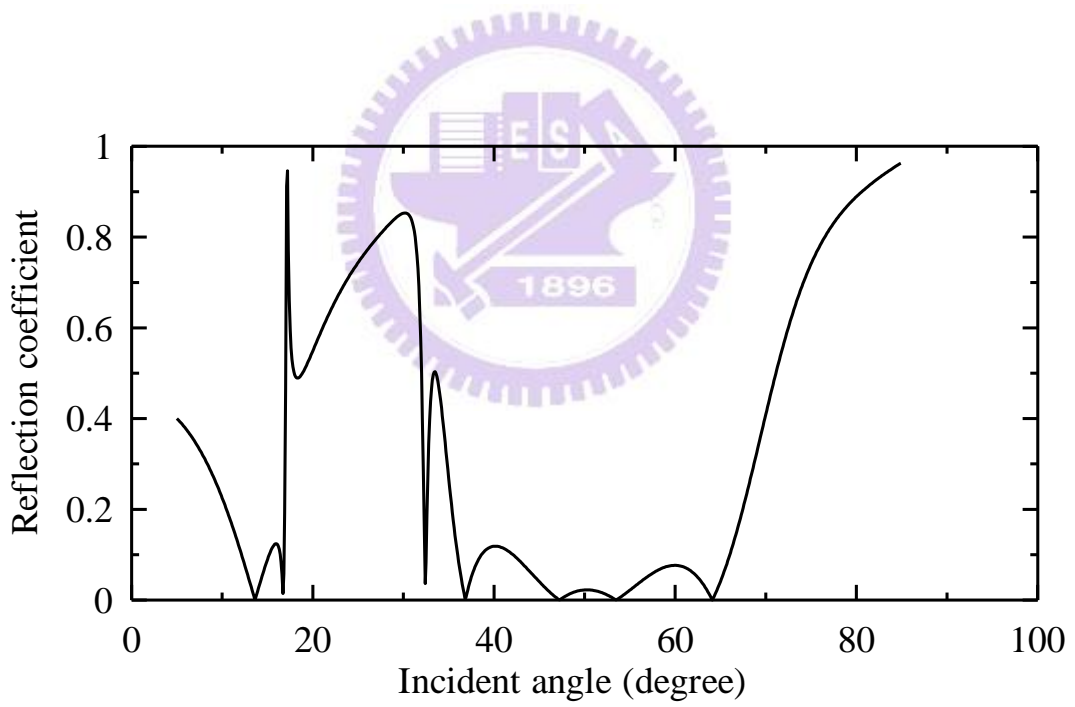


圖3.2 不同入射角之反射係數的值

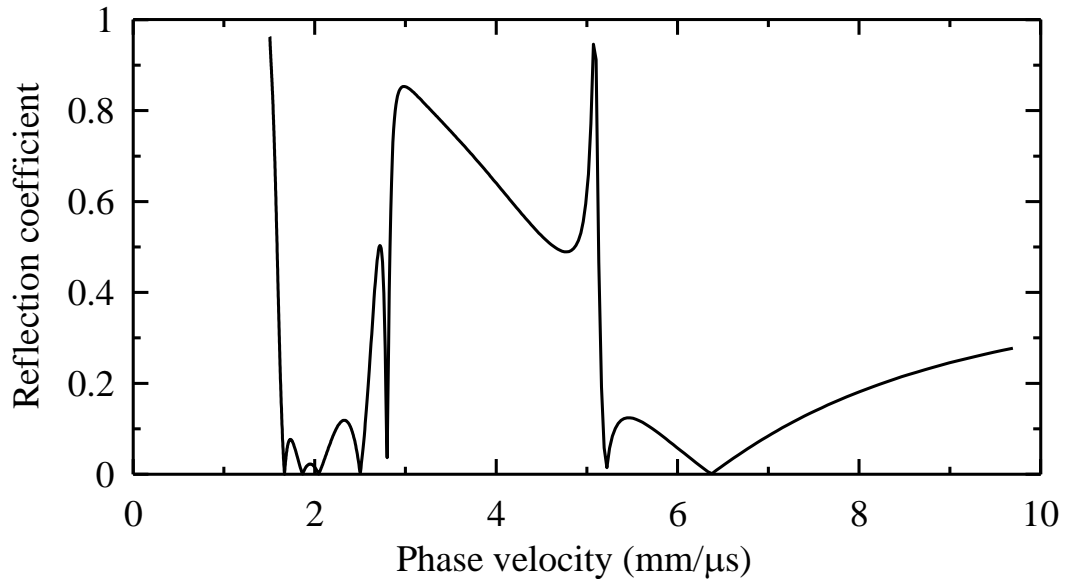


圖3.3 不同相速度之反射係數的值

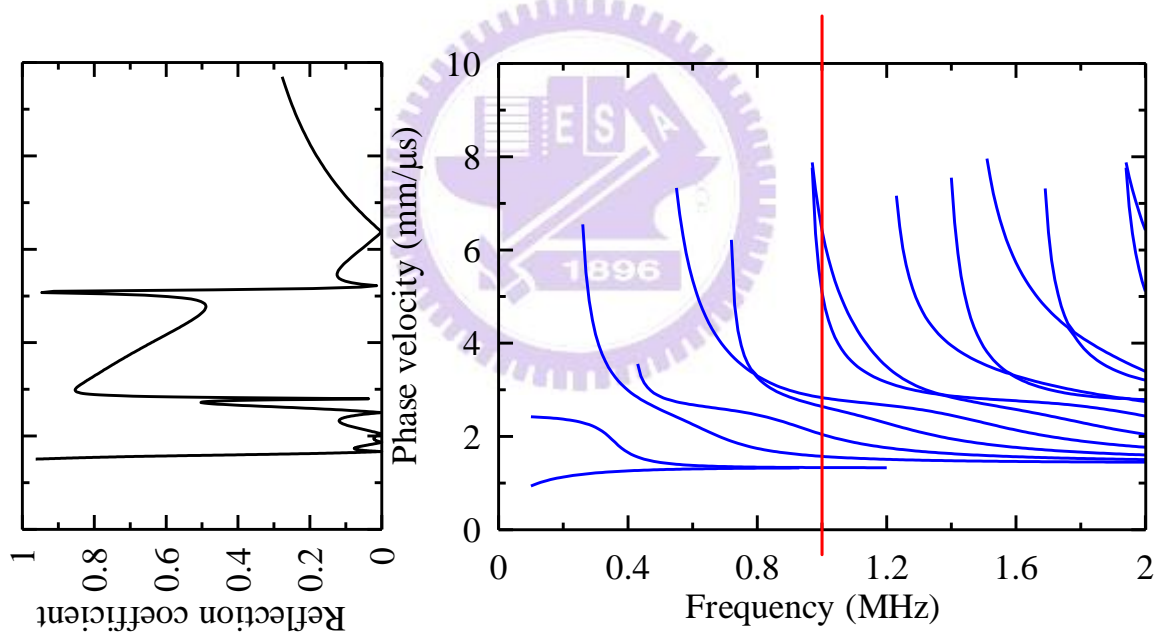


圖3.4 3mm 壓克力平板之頻散曲線與圖 3.3 逆時針旋轉九十度

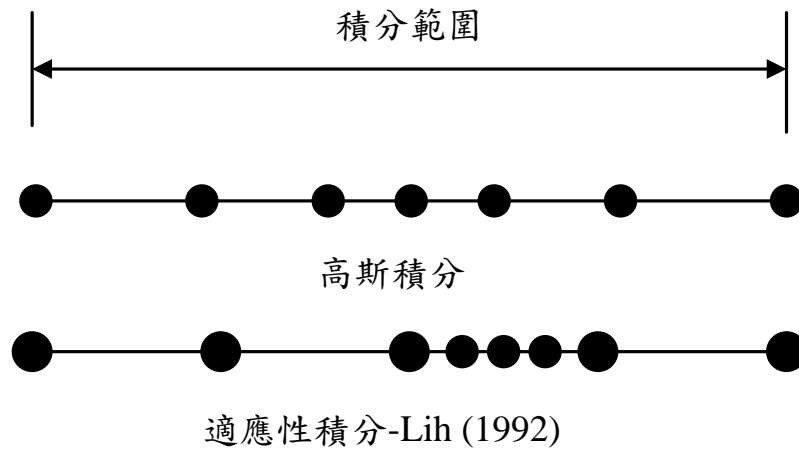


圖3.5 高斯積分與波數積分之差異

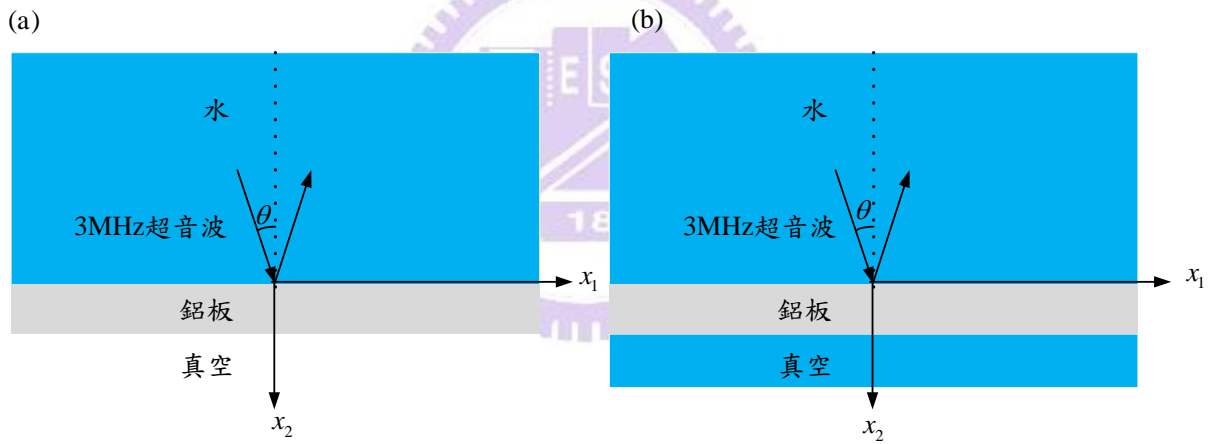


圖3.6 (a) LSV 模型、(b) LSL 模型

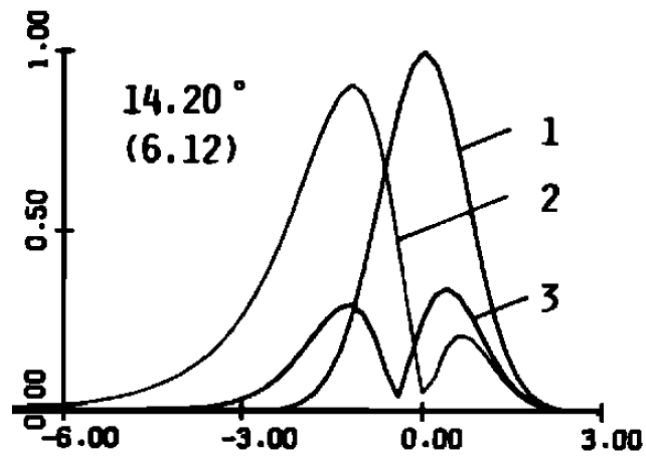


圖3.7 參考文獻[10]反射聲場分佈，曲線1為入射聲場，曲線2、3為LSV、LSL模型的反射聲場

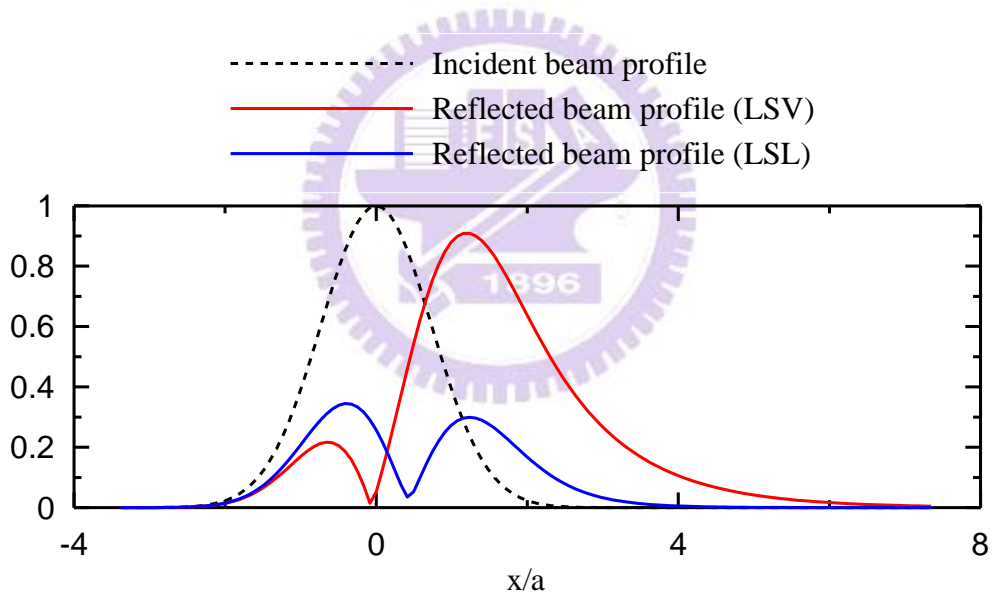


圖3.8 適應性積分計算反射聲場結果

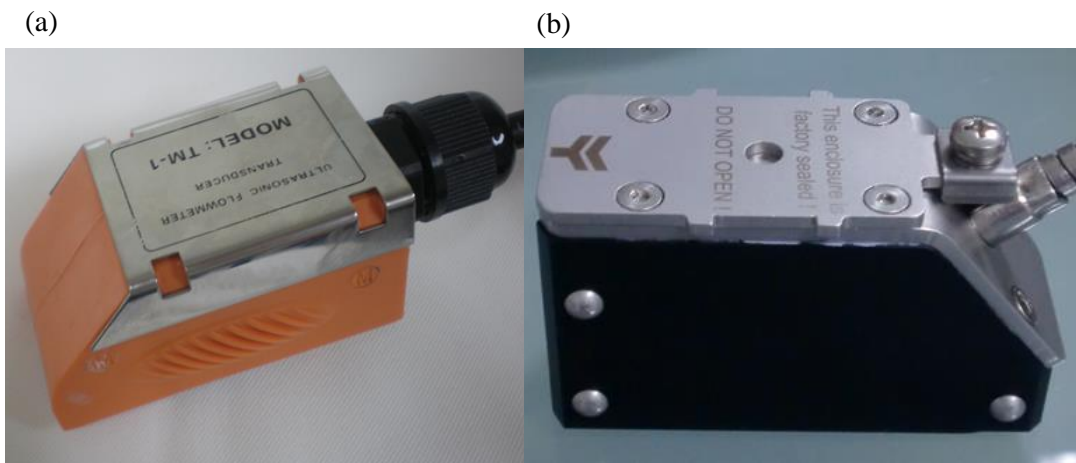


圖3.9 (a) ACTSONIC 廠牌之超音波流量計探頭 T-M1 實體照片，(b) Fluxus M 系列探頭實體照片

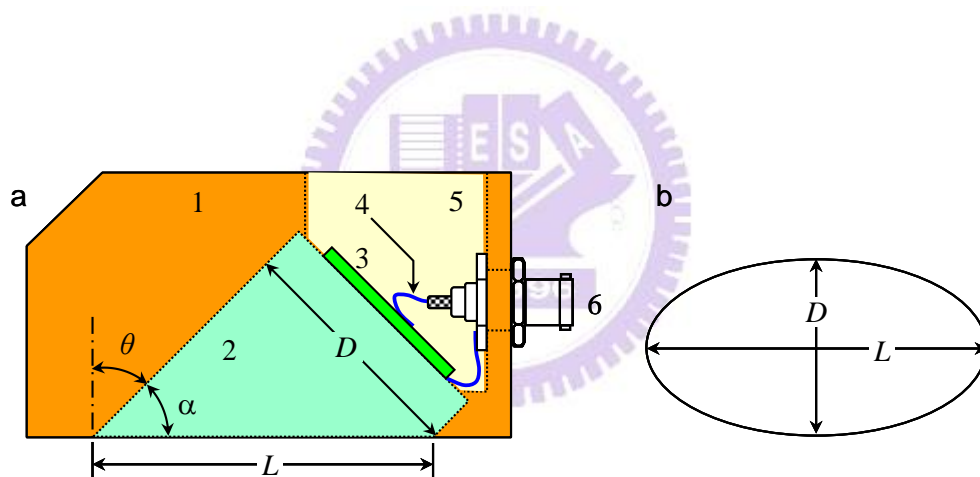


圖3.10 a. 超音波流量計探頭之示意圖，1：殼體、2：斜束聲波導圓柱、3：壓電片、4：導線、5：背襯材料、6：訊號接頭、 α ：聲束傾角、 θ ：入射角。b. 圓柱波導前端投影之長、短軸長 L 及 D 。

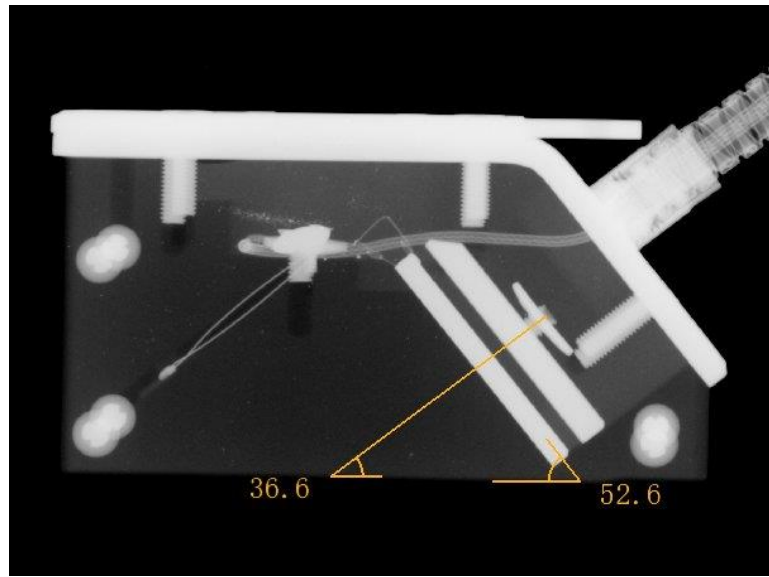


圖3.11 Fluxus M 系列探頭 X 光透視影像

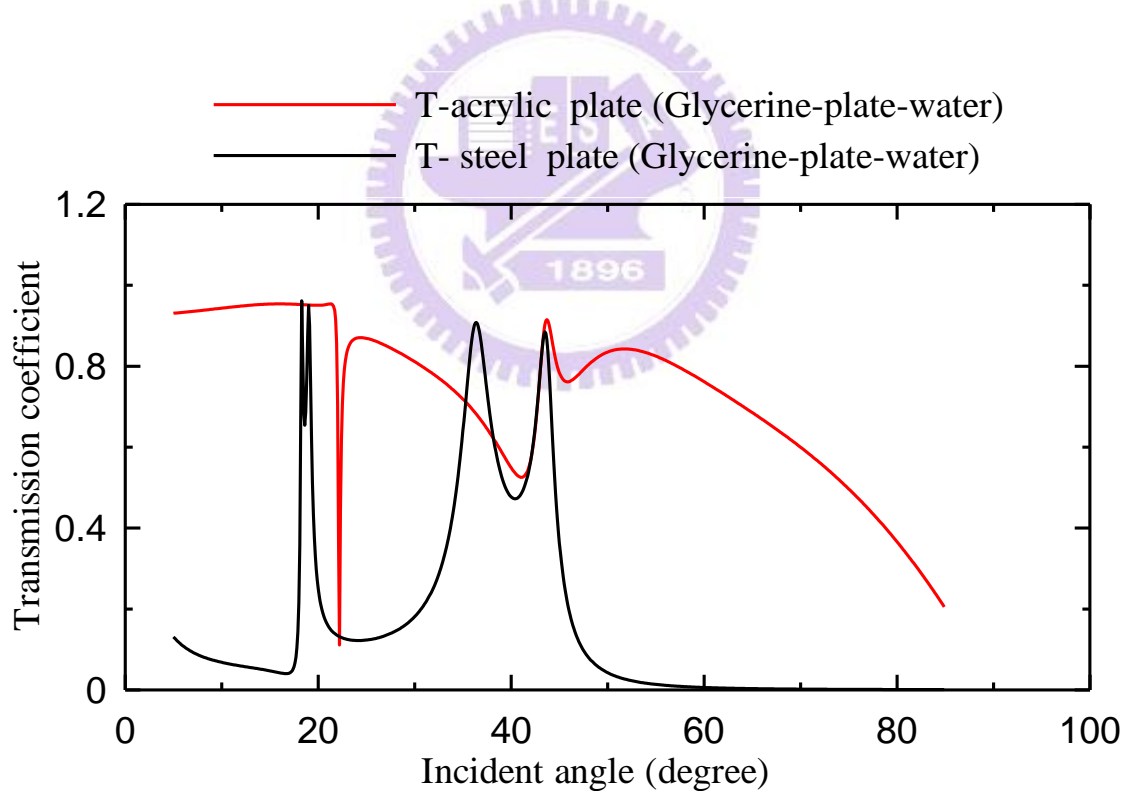


圖3.12 超音波入射 3mm 厚壓克力板與不鏽鋼板之穿透係數 T

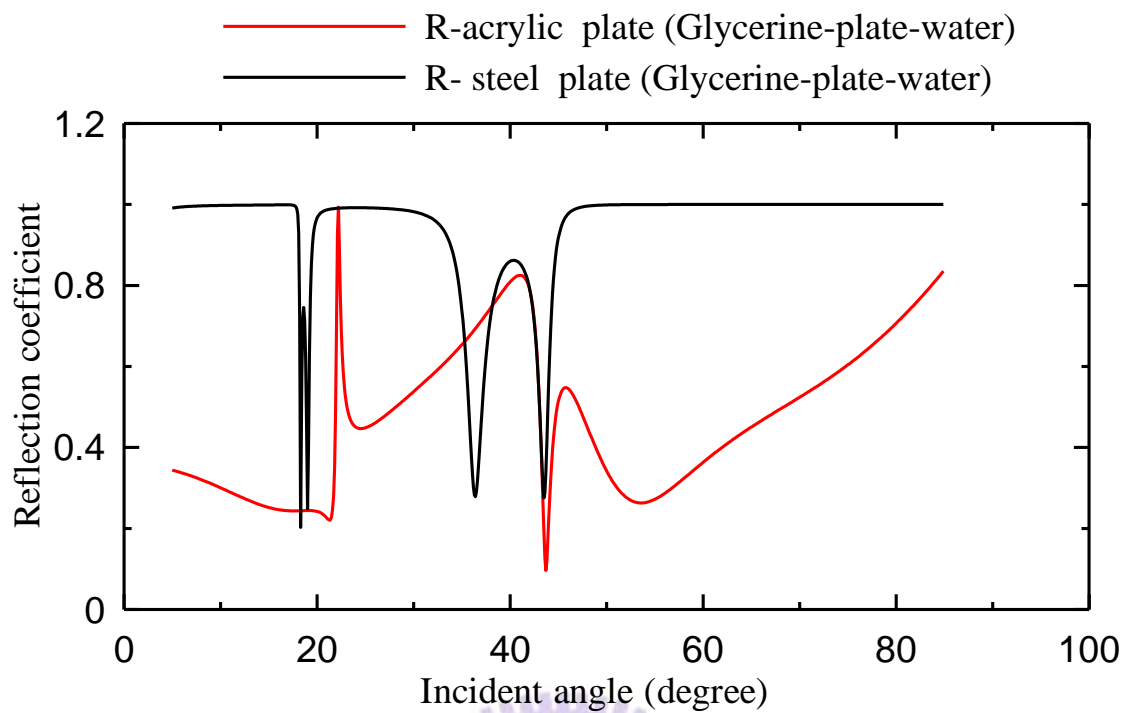


圖3.13 超音波入射 3mm 厚壓克力板與不鏽鋼板之反射係數 R

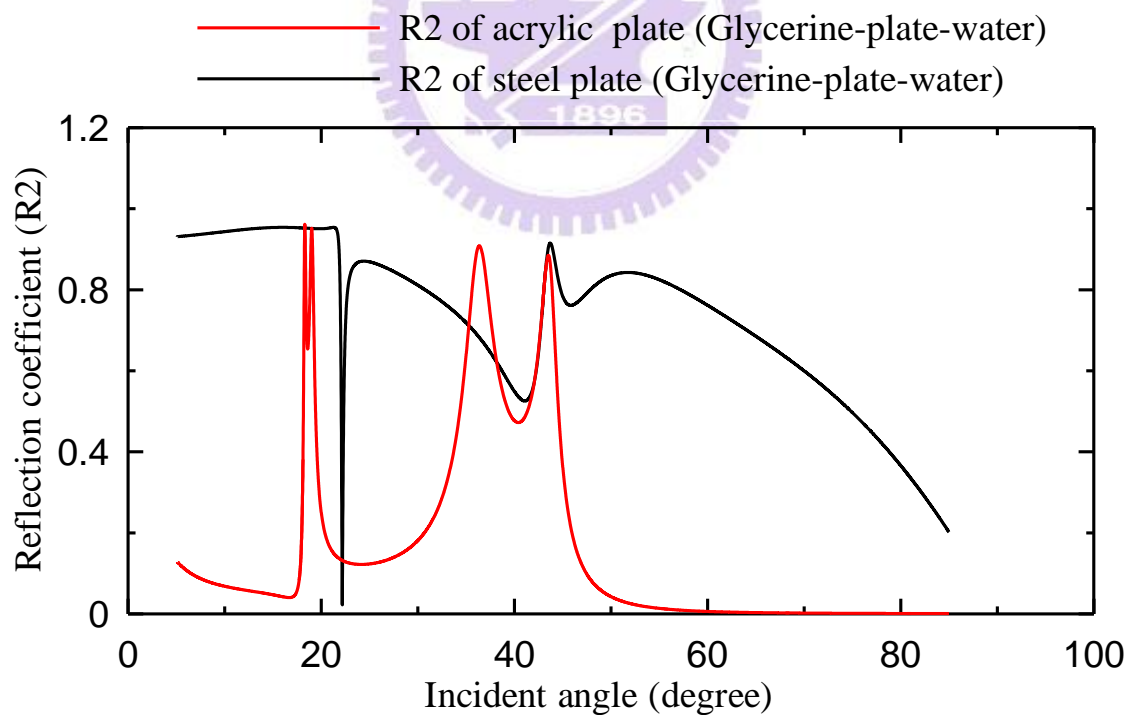


圖3.14 超音波入射簡化之超音波流量計量測流量模型，
第二階段穿透係數 R2

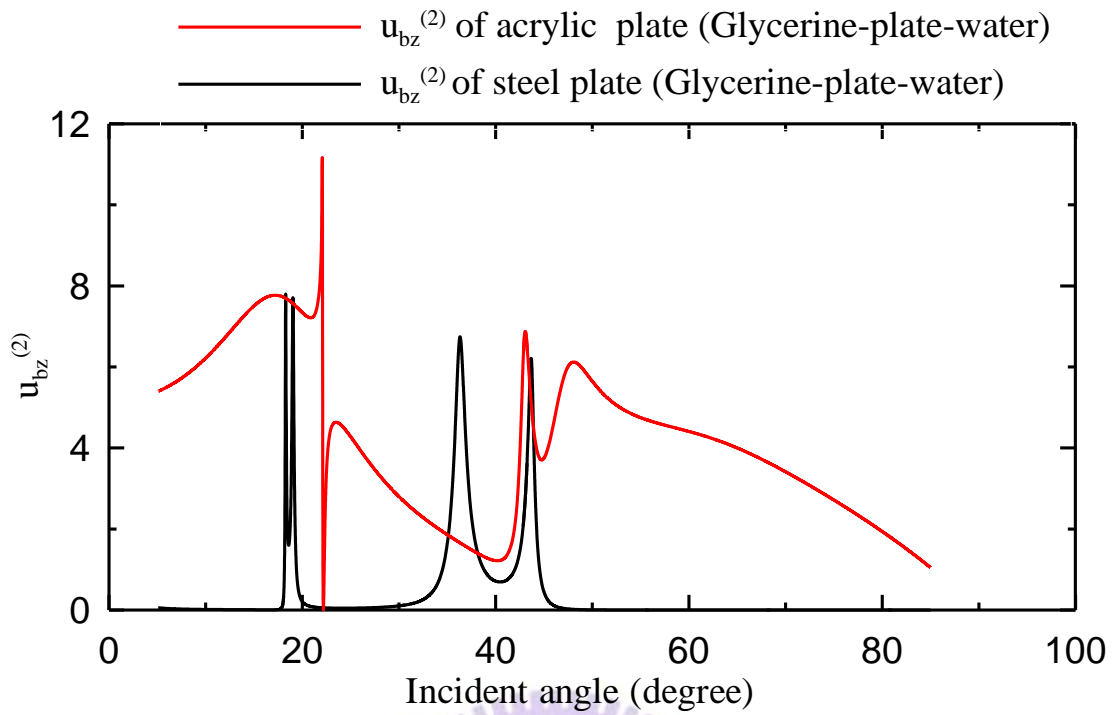


圖3.15 超音波入射簡化之超音波流量計量測流量模型，
第二階段位移 $u_{bz}^{(2)}$

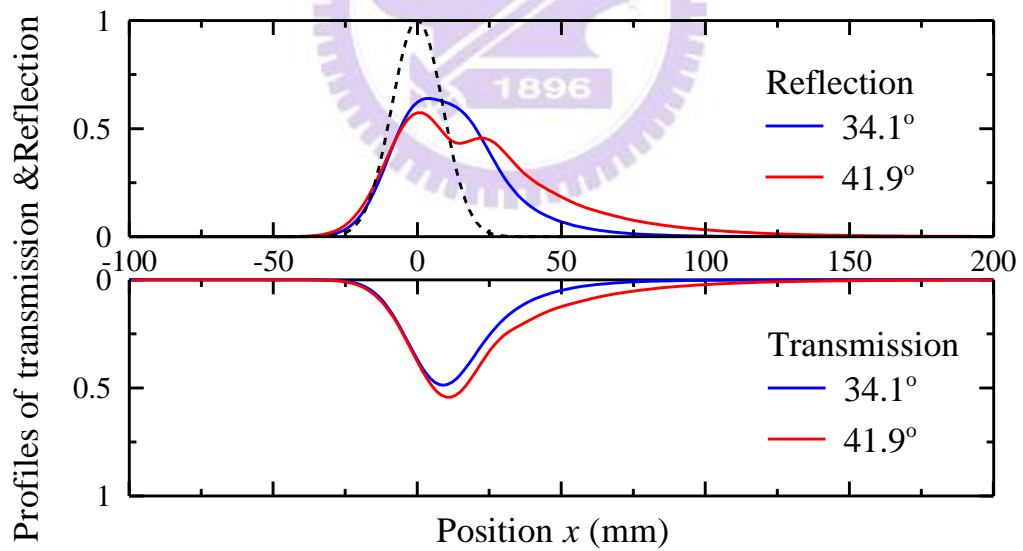


圖3.16 高斯聲束照射 3 mm 厚不銹鋼板的反射及穿透聲場，
黑色虛線為入射聲束

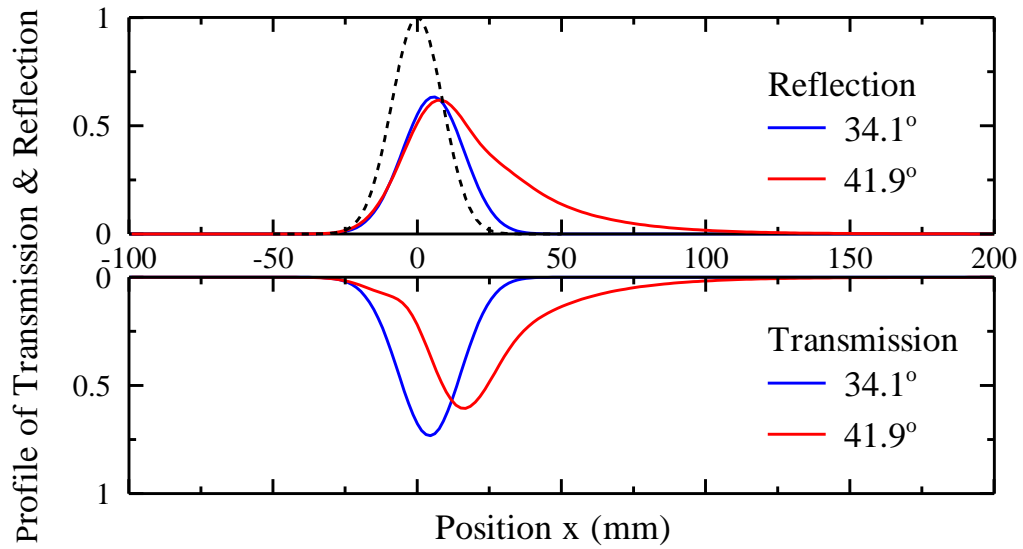


圖3.17 高斯聲束照射 3 mm 厚壓克力板的反射及穿透聲場，黑色虛線為入射聲束

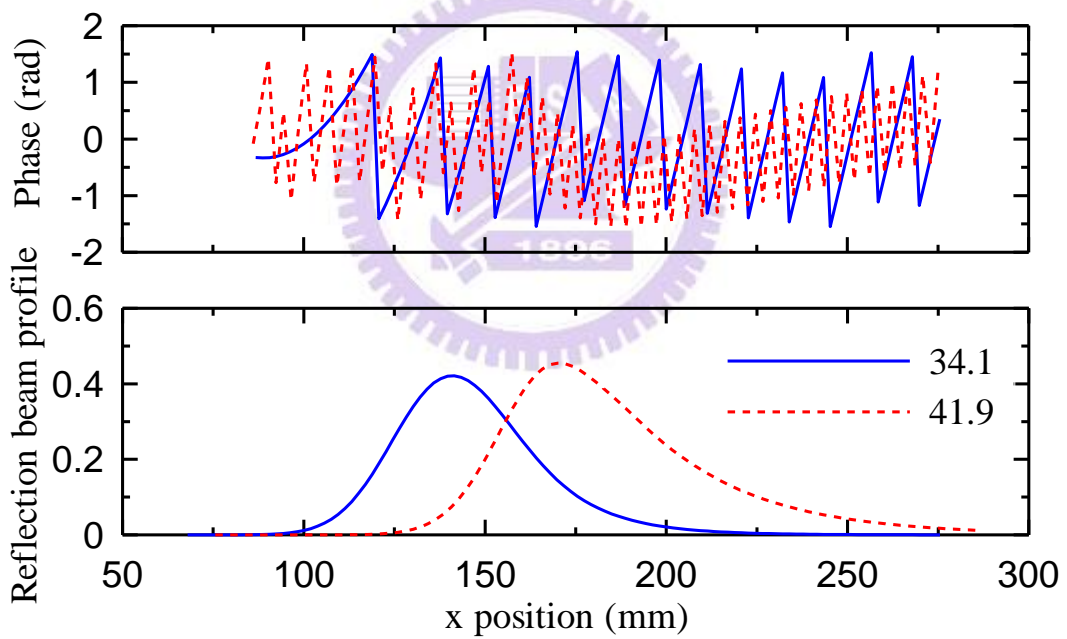


圖3.18 高斯聲束照射簡化之超音波流量計測流量模型(管壁厚 3 mm 之不銹鋼板)的第三階段反射聲場及相位

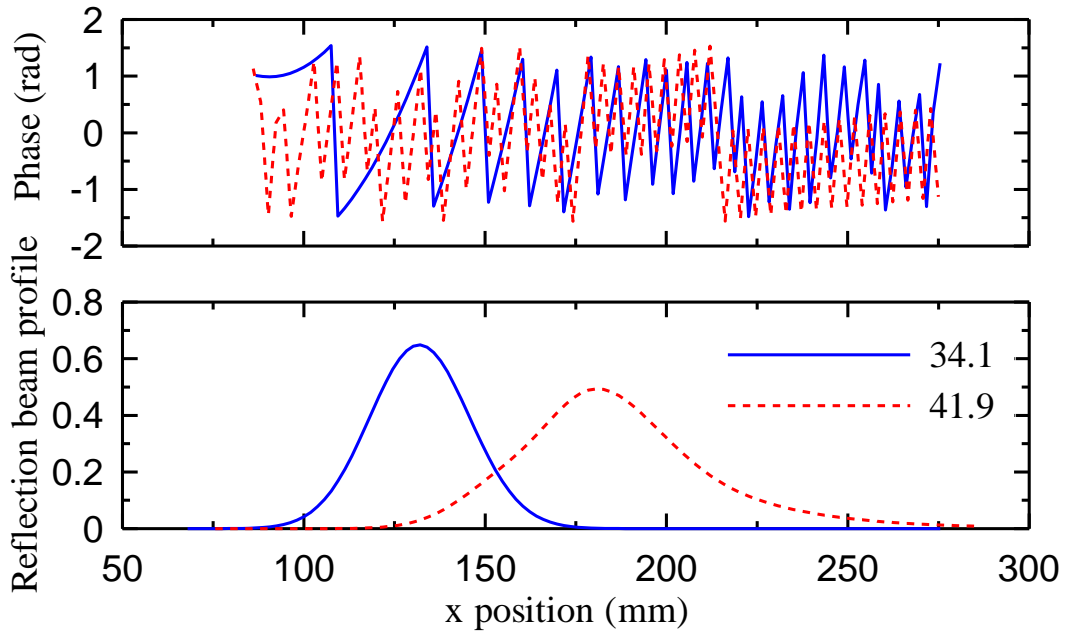


圖3.19 高斯聲束照射簡化之超音波流量計量測流量模型(管壁厚 3 mm 之壓克力板)的第三階段反射聲場及相位

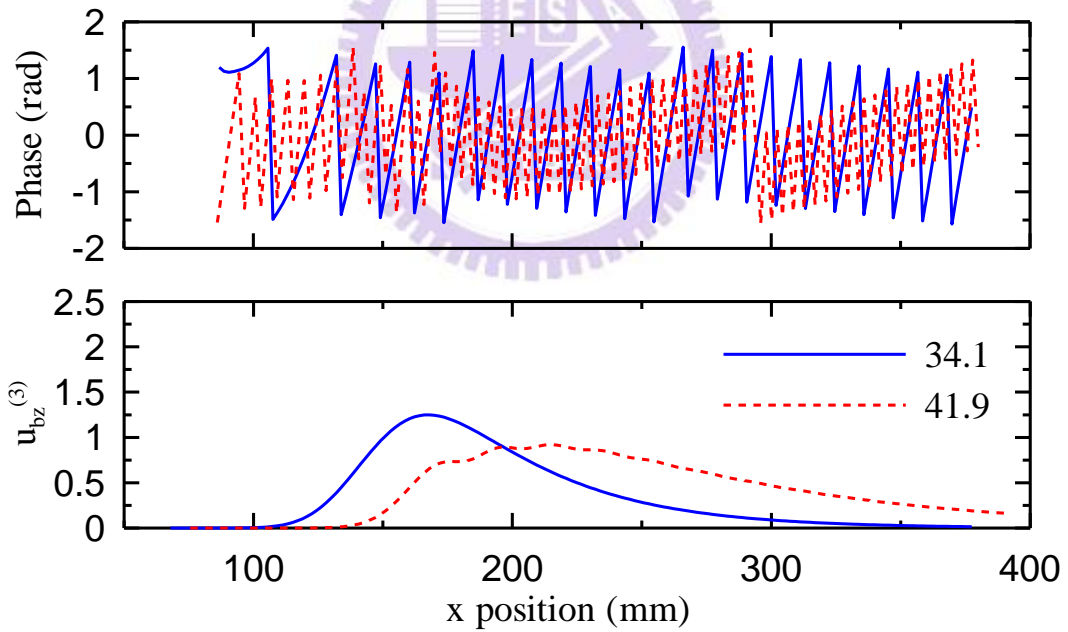


圖3.20 高斯聲束照射簡化之超音波流量計量測流量模型(管壁厚 3 mm 之不銹鋼板)的第三階段位移響應及相位

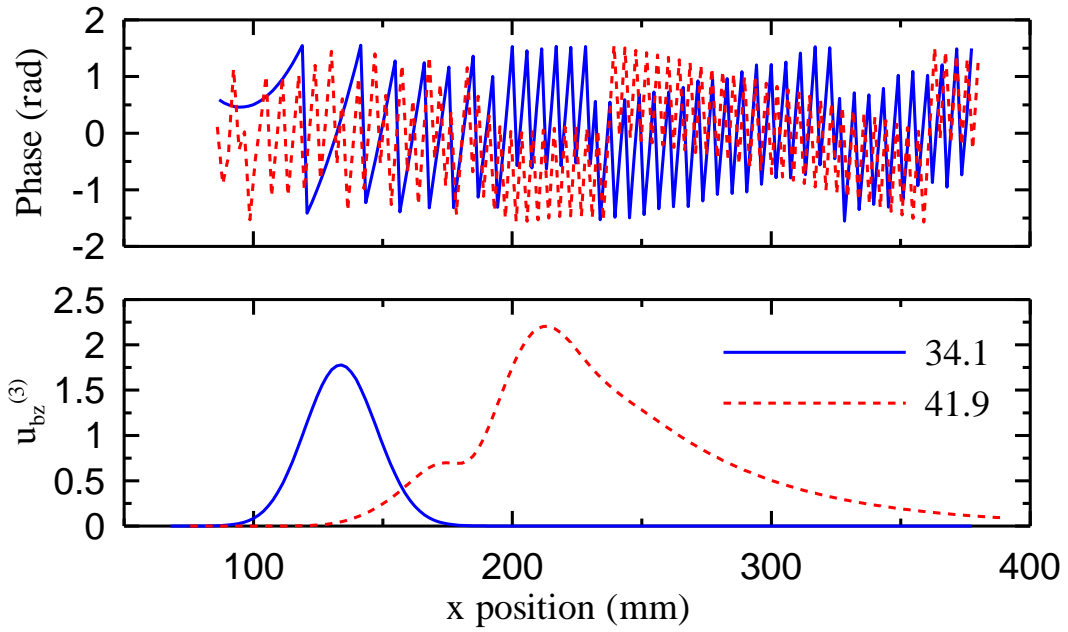


圖3.21 高斯聲束照射簡化之超音波流量計測流量模型(管壁厚 3 mm 之壓克力板)的第三階段位移響應及相位

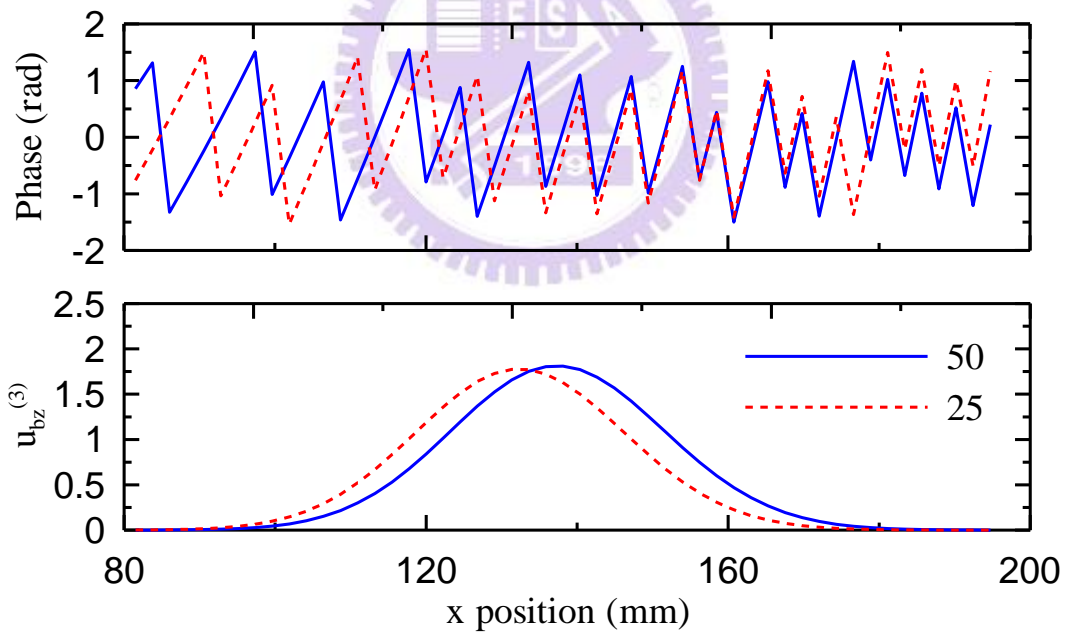


圖3.22 窄束剪力波探頭照入 3mm 壓克力管壁，不同溫度下位移響應分佈

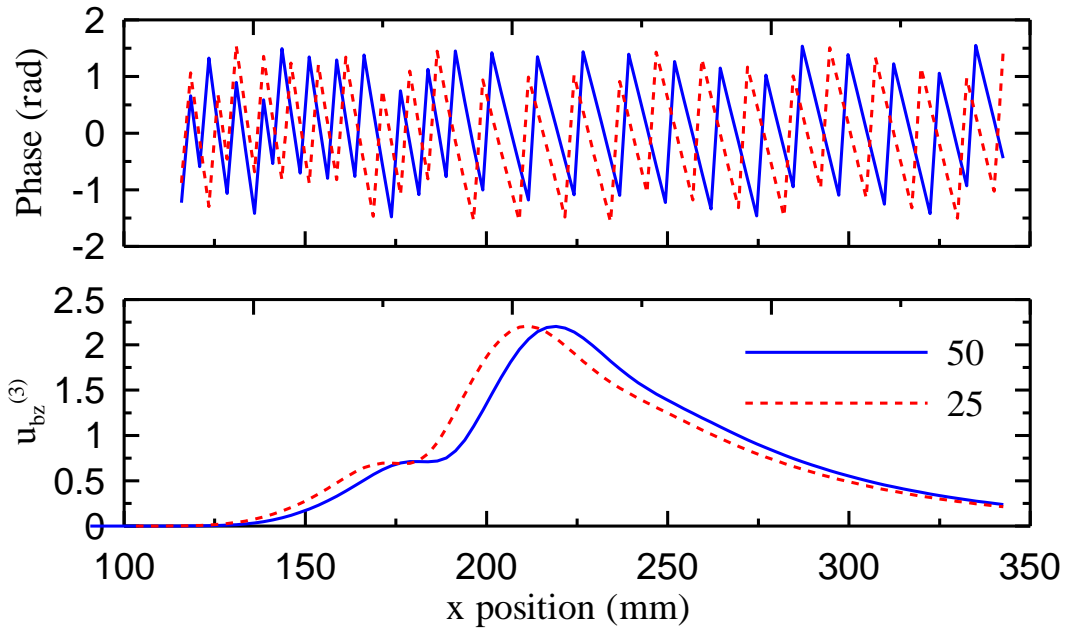


圖3.23 寬束藍姆波探頭照入 3mm 壓克力管壁，不同溫度下位移響應分佈

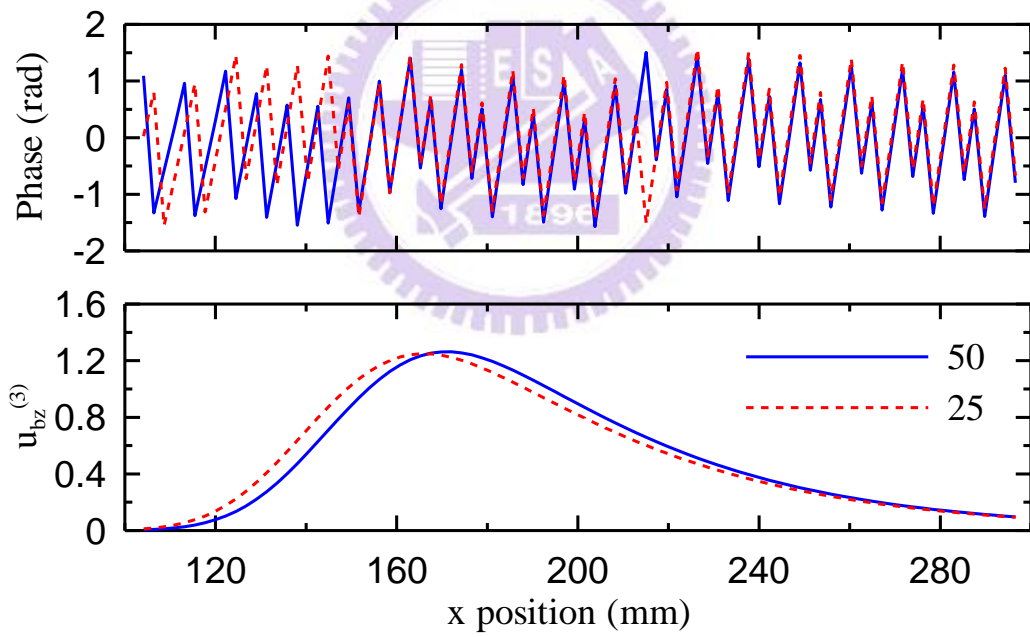


圖3.24 窄束剪力波探頭照入 3mm 不鏽鋼管壁，不同溫度下位移響應分佈

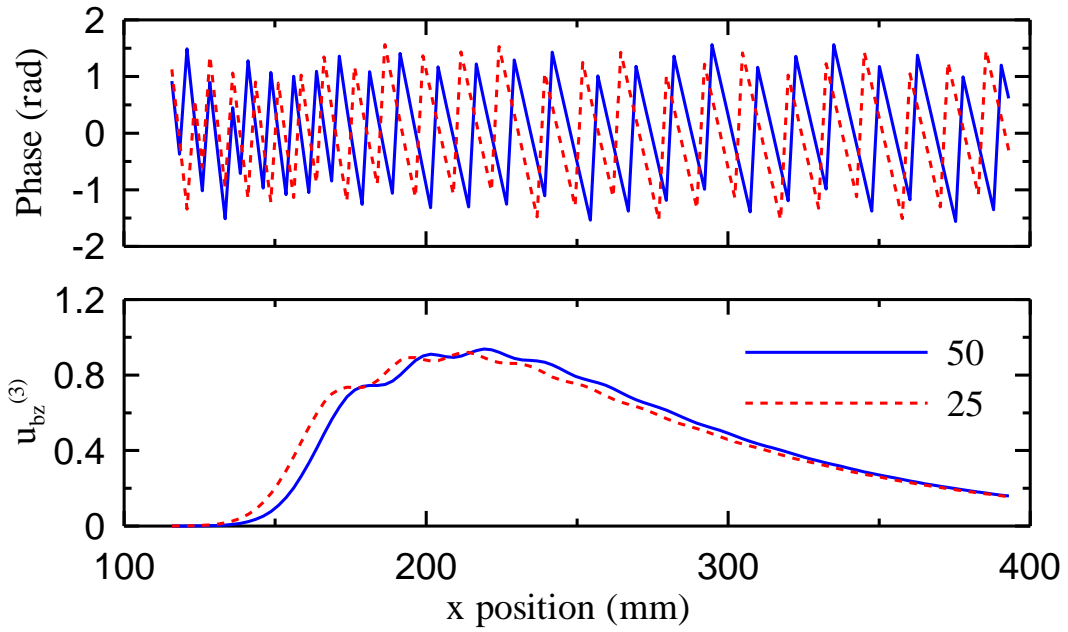


圖3.25 寬束藍姆波探頭照入 3mm 不鏽鋼管壁，不同溫度下位移響應分佈

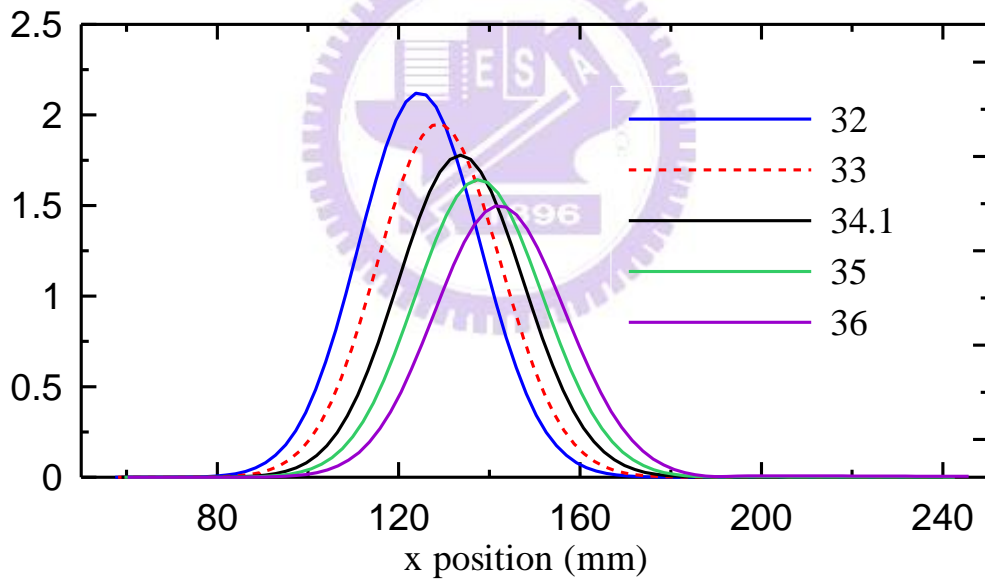


圖3.26 入射角 32 度至 36 度的位移響應分佈(壓克力管壁)

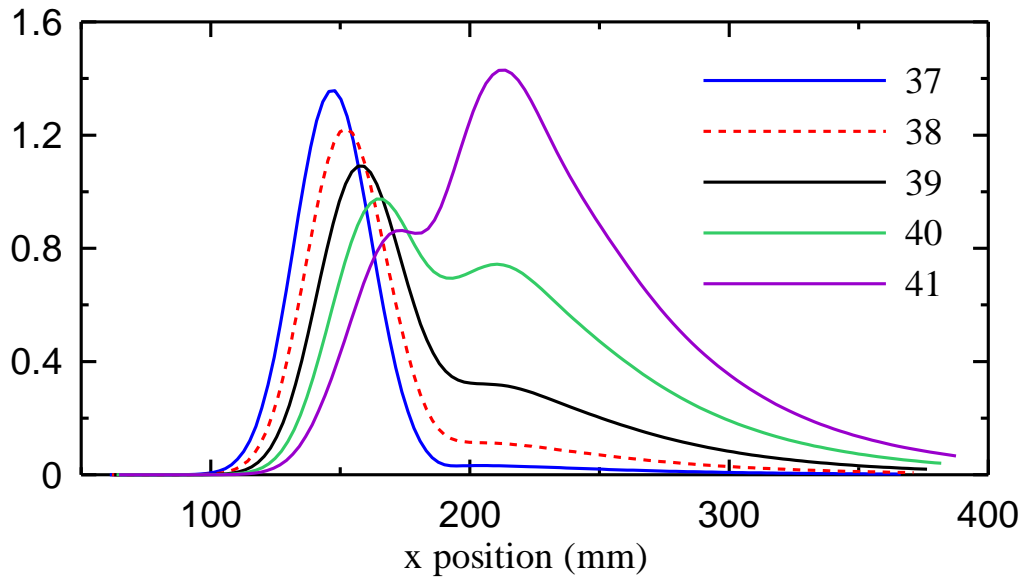


圖3.27 入射角 37 度至 41 度的位移響應分佈(壓克力管壁)

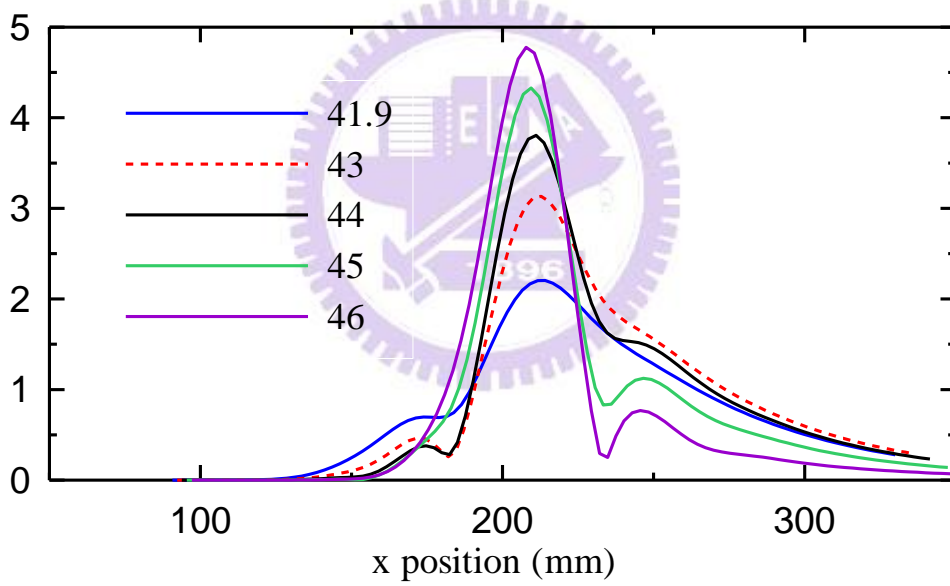


圖3.28 入射角 41.9 度至 46 度的位移響應分佈(壓克力管壁)

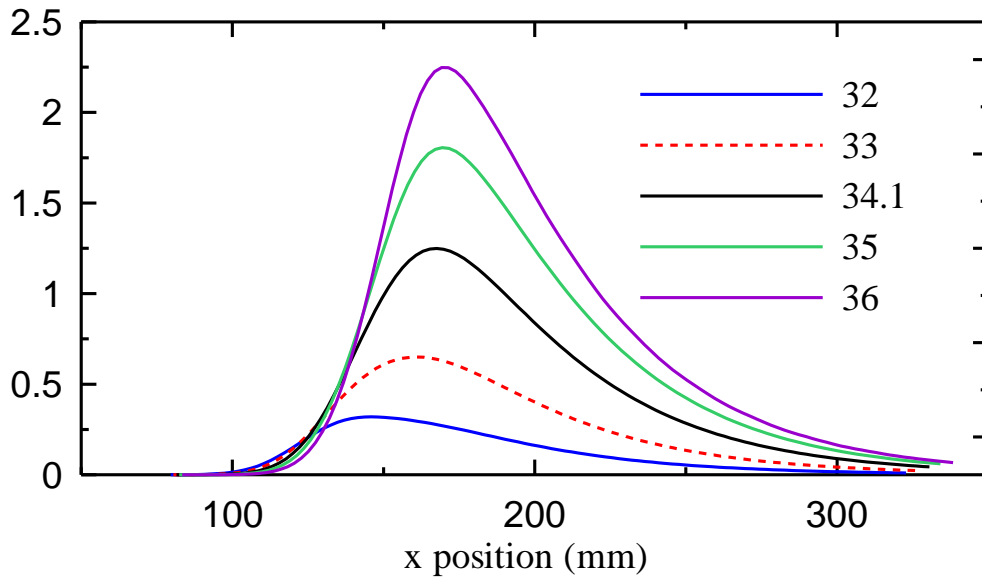


圖3.29 入射角 32 度至 36 度的位移響應分佈(不鏽鋼管壁)

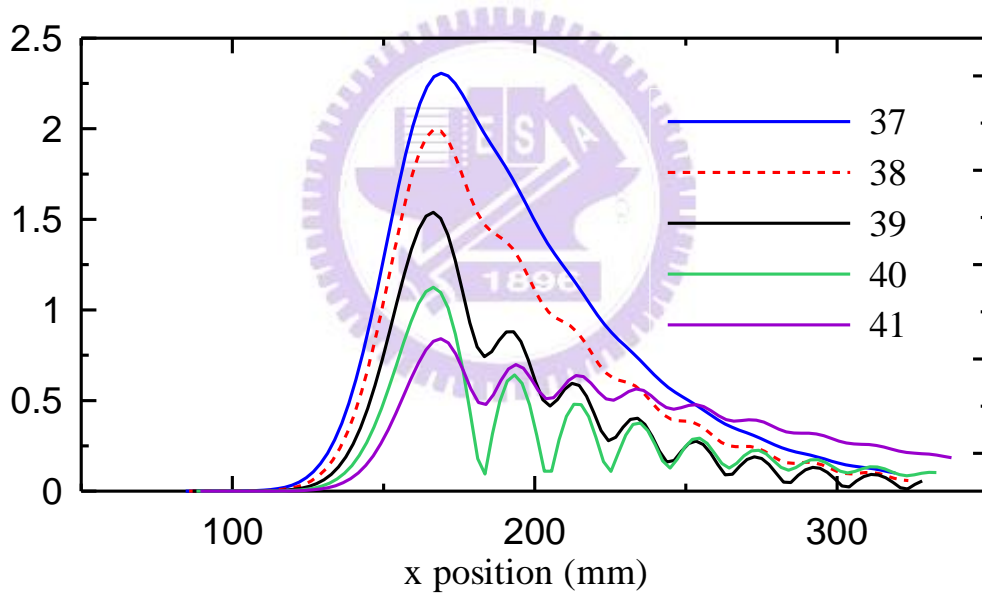


圖3.30 入射角 37 度至 41 度的聲場強度分佈(不鏽鋼管壁)

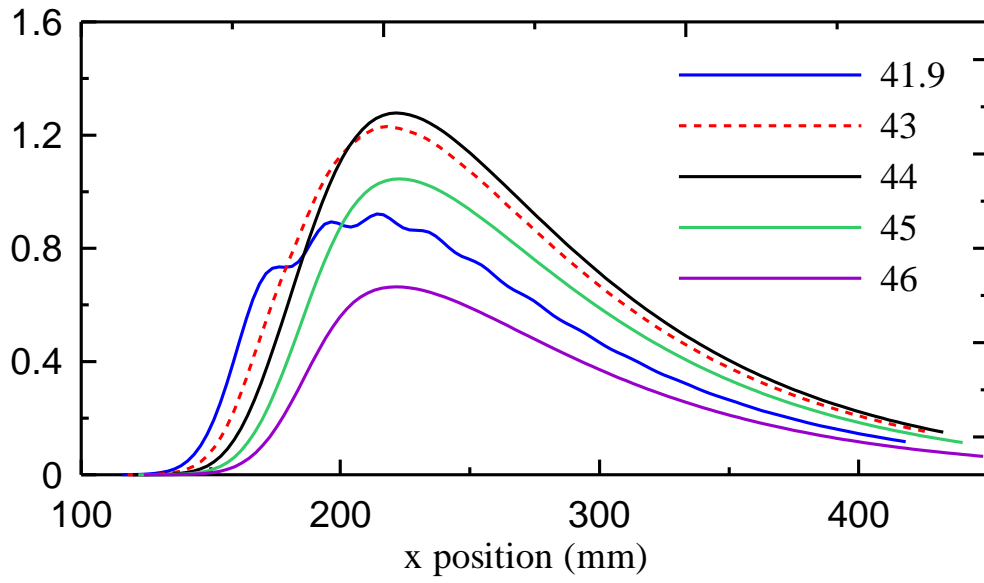


圖3.31 入射角 41.9 度至 46 度的聲場強度分佈(不鏽鋼管壁)

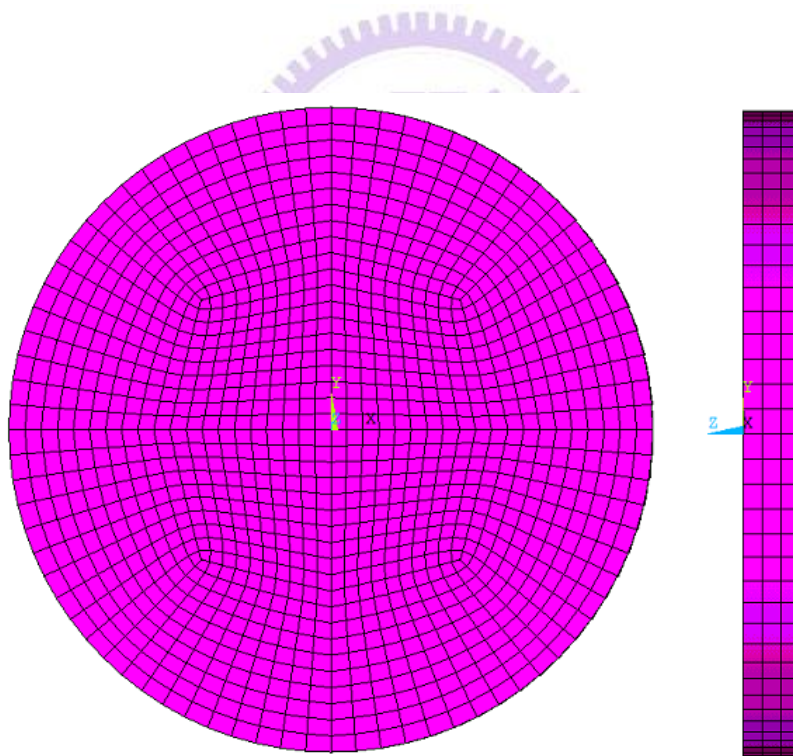


圖3.32 裸圓碟型壓電片之上視圖與側視圖

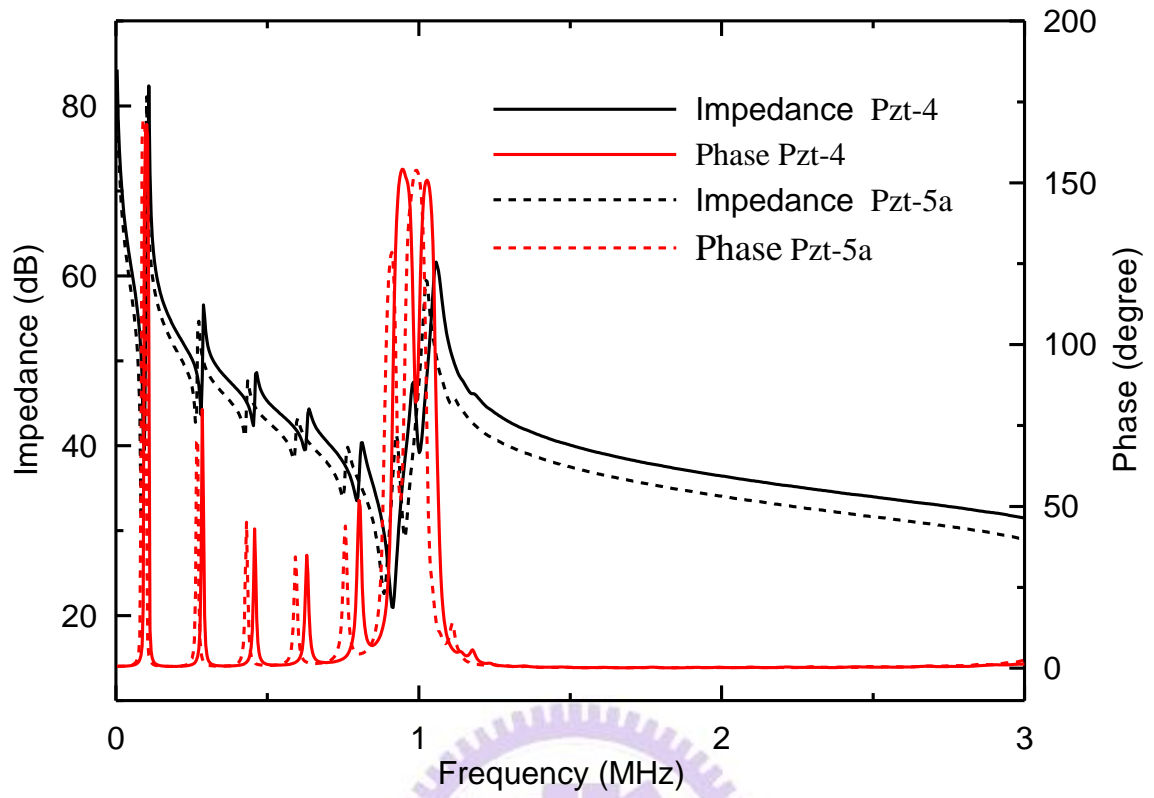


圖3.33 裸圓碟型壓電片之電性阻抗曲線分析

FREQ=91062.6
DMX =17.3189

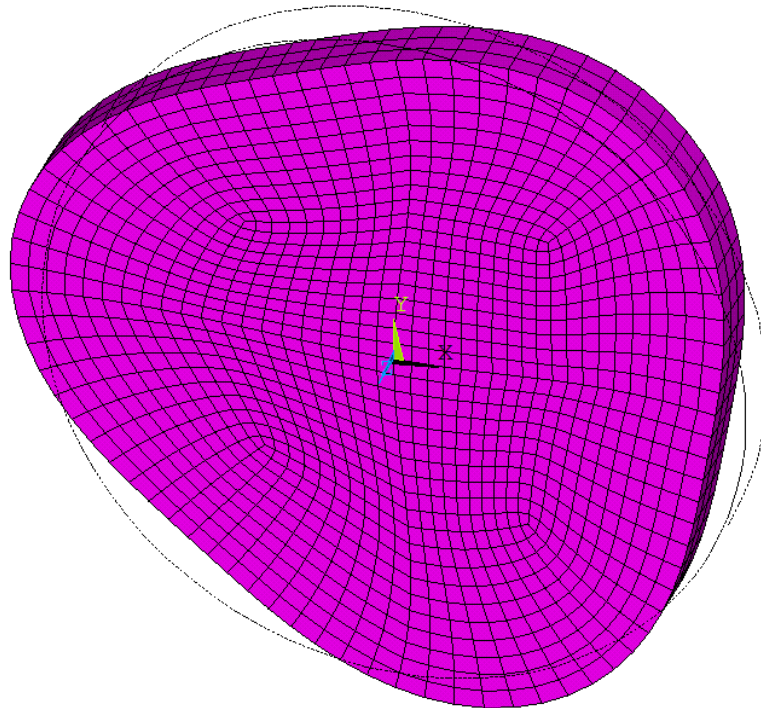


圖3.34 自然頻率為 91KHz 之振動模態

FREQ=119321
DMX =19.0631

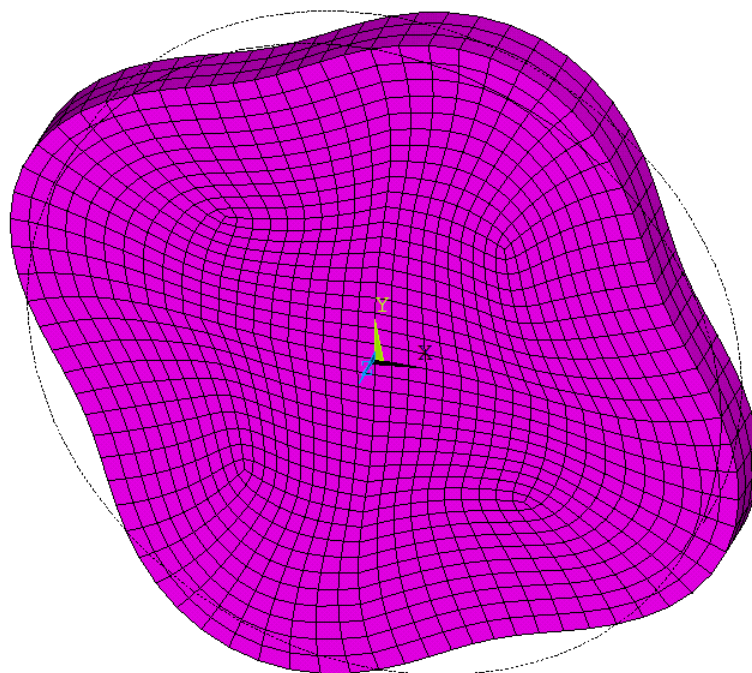


圖3.35 自然頻率為 119KHz 之振動模態

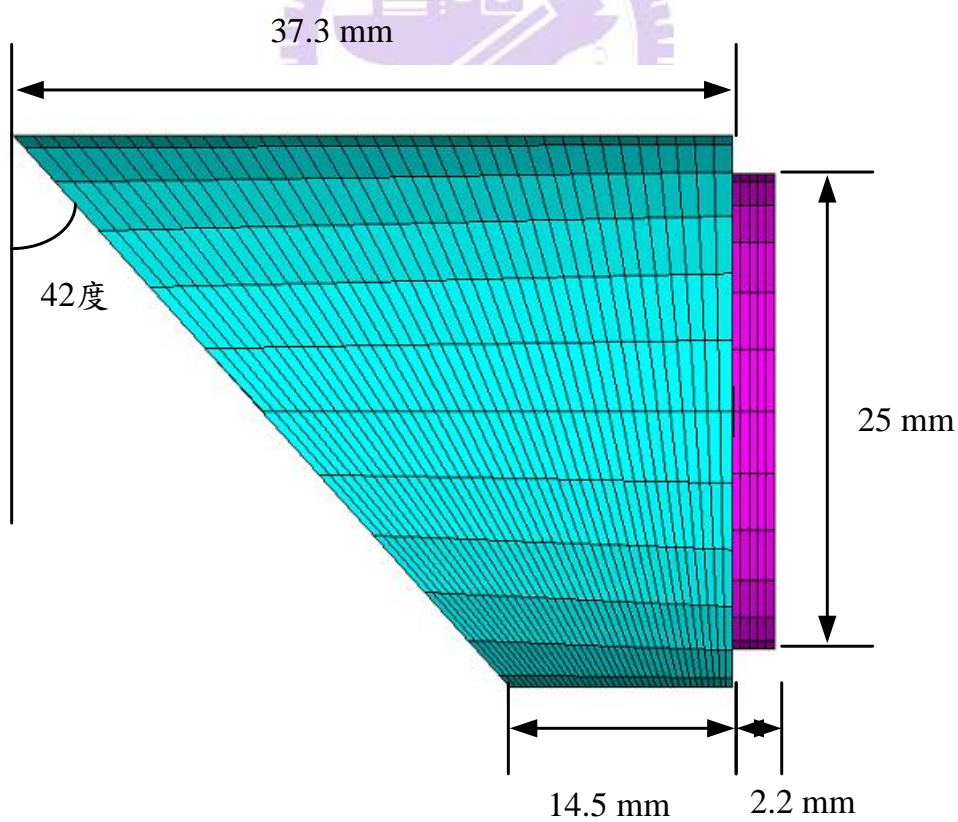


圖3.36 錐型探頭尺寸

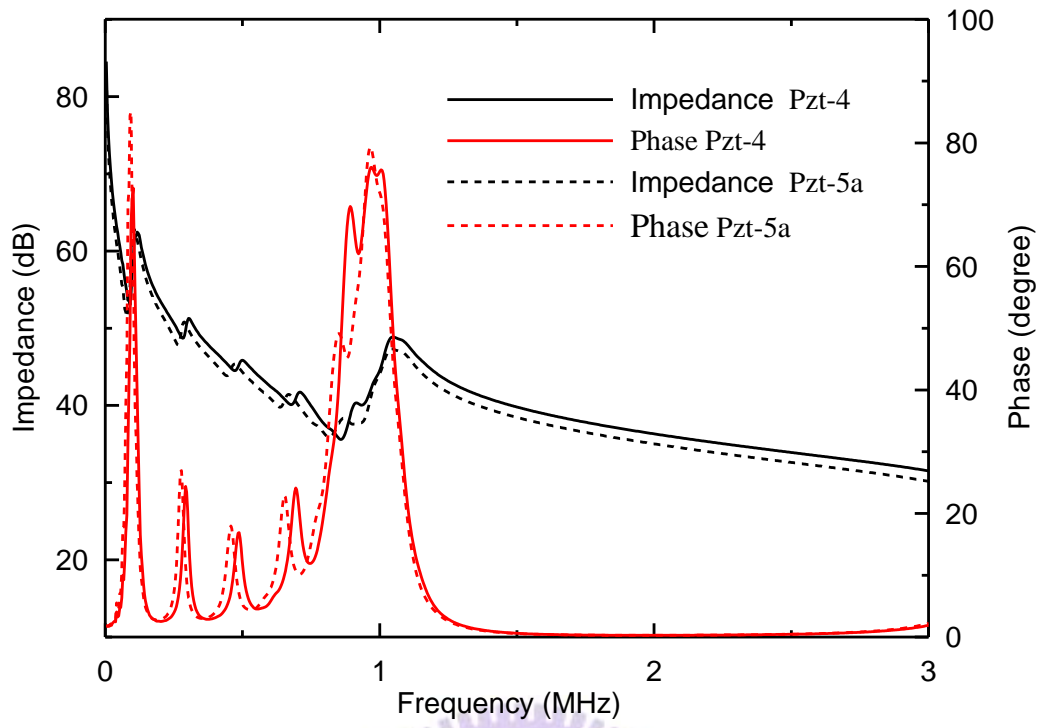


圖3.37 雜型探頭之電性阻抗曲線分析





圖4.1 超音波流量計探頭實體之(左)斜柱波導及外殼的(中)上視、(右)下視照片



圖4.2 輔以夾具黏貼壓電片

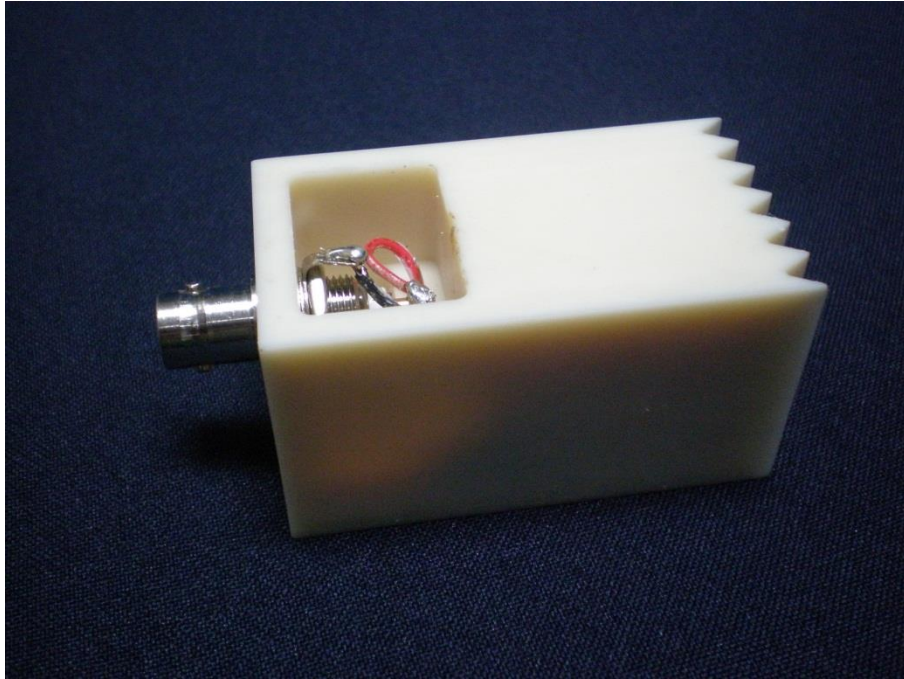


圖4.3 製作完成的超音波探頭

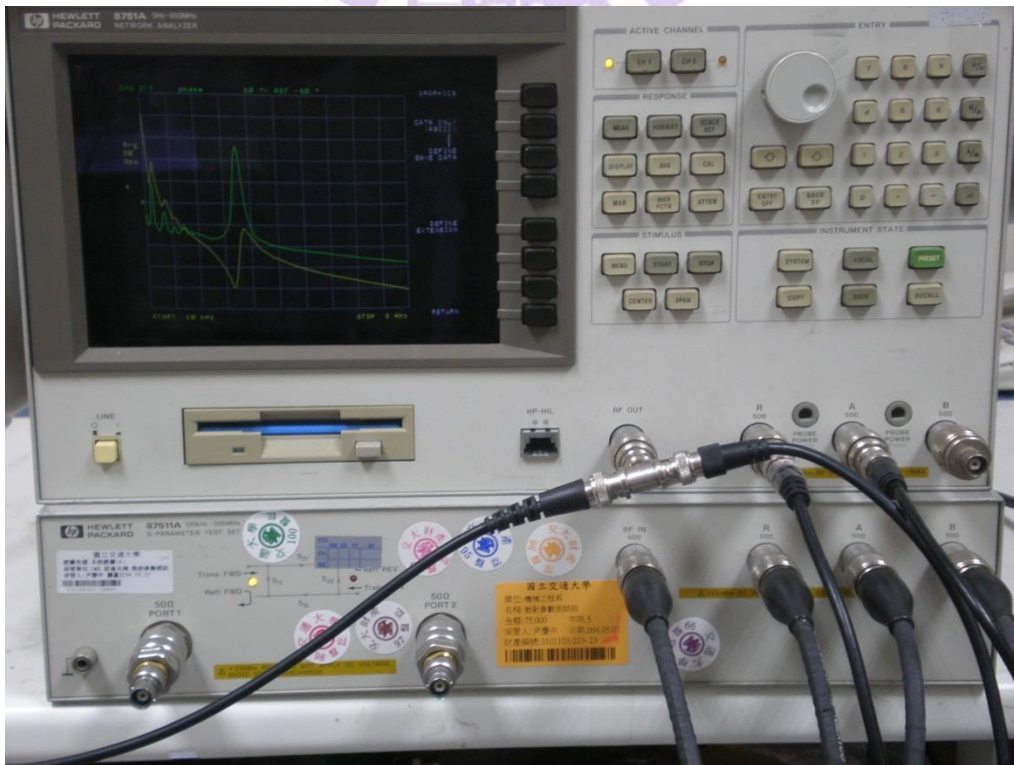


圖4.4 網路分析儀 HP 8751

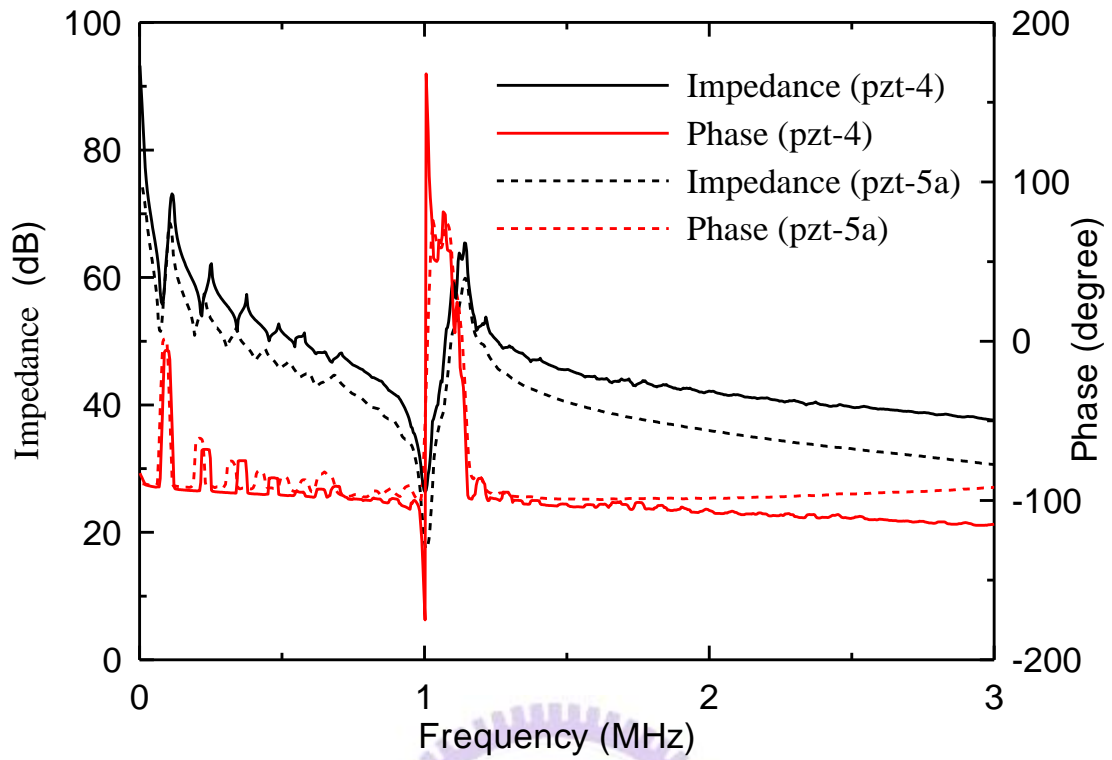


圖4.5 直徑 25mm、厚 2.2 mm 之圓碟形 PZT-4 及 PZT-5A 壓電陶瓷的實測阻抗曲線

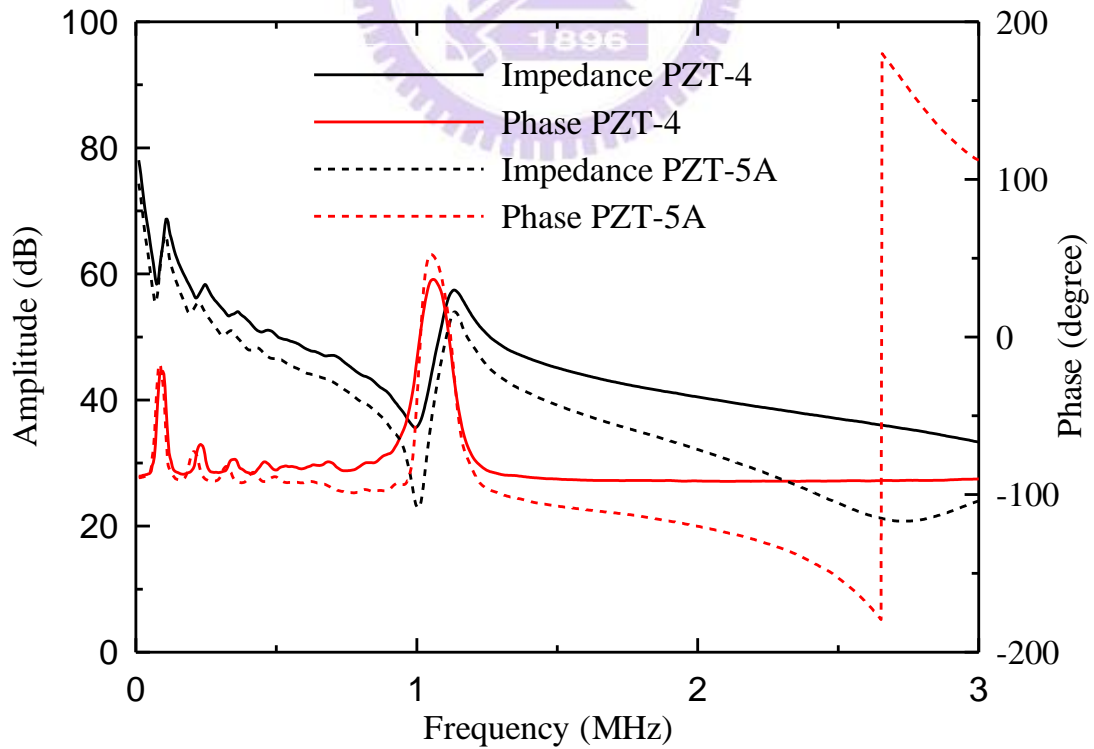


圖4.6 PZT-4 及 PZT-5A 之雛形探頭實測阻抗曲線

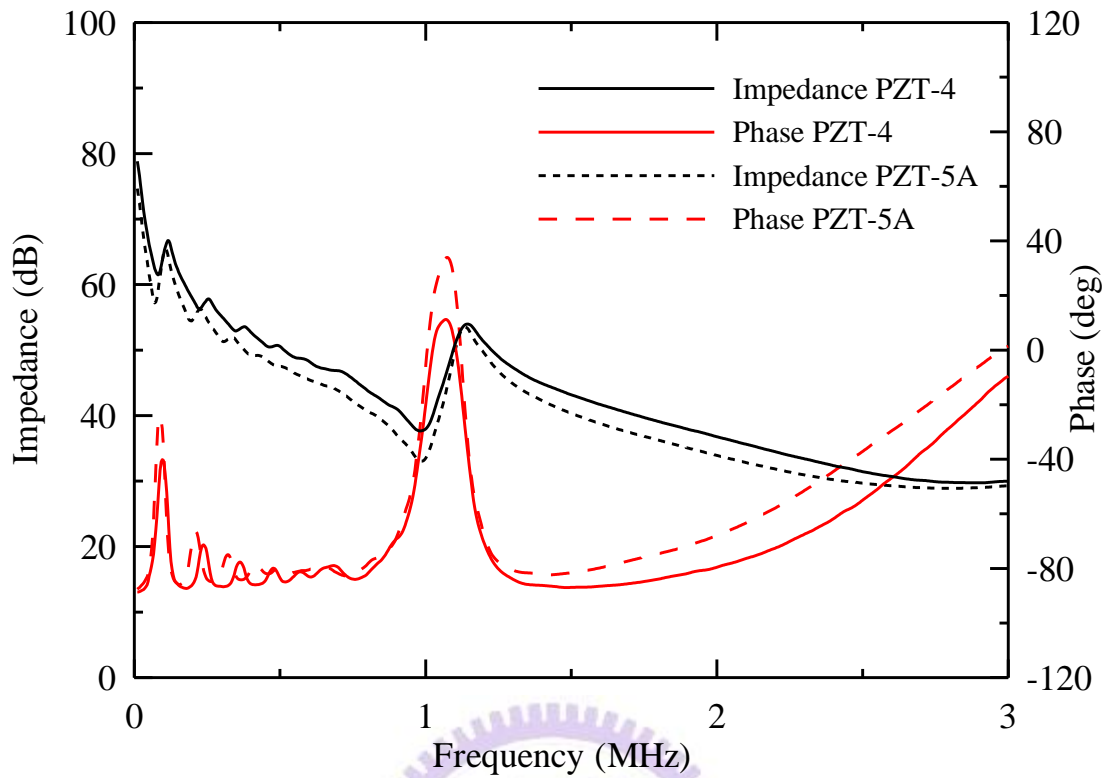


圖4.7 PZT-4 及 PZT-5A 之試製探頭實測阻抗曲線

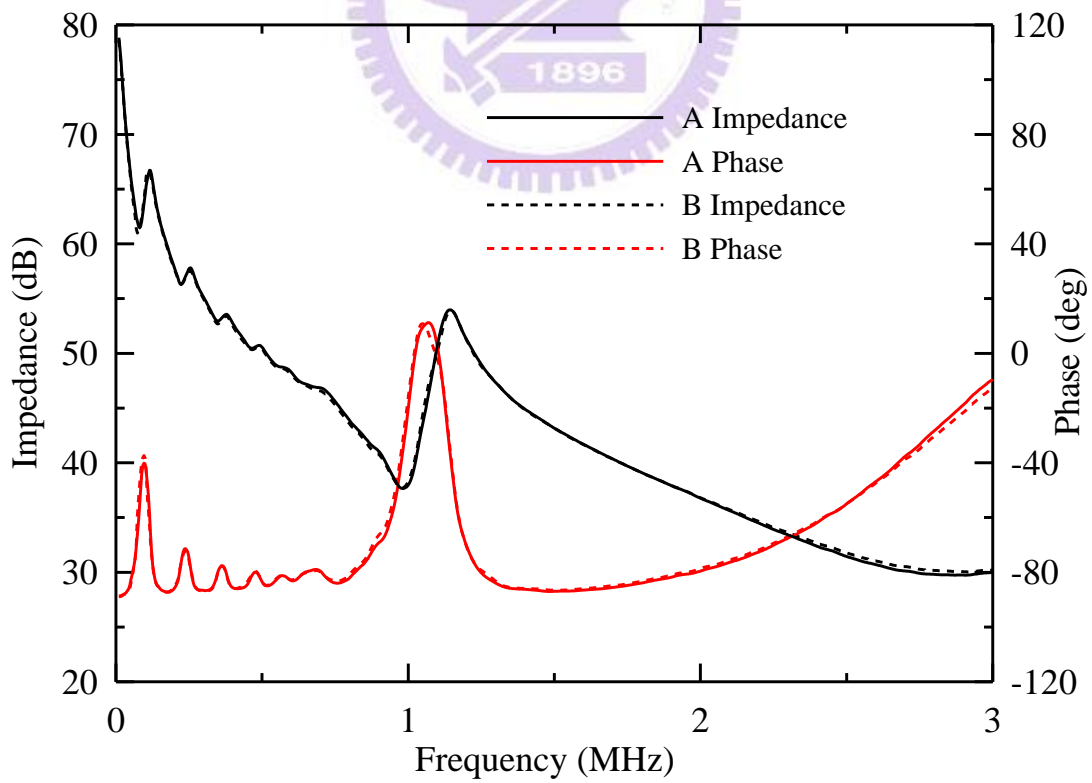


圖4.8 PZT-4 材質之試製探頭的阻抗曲線

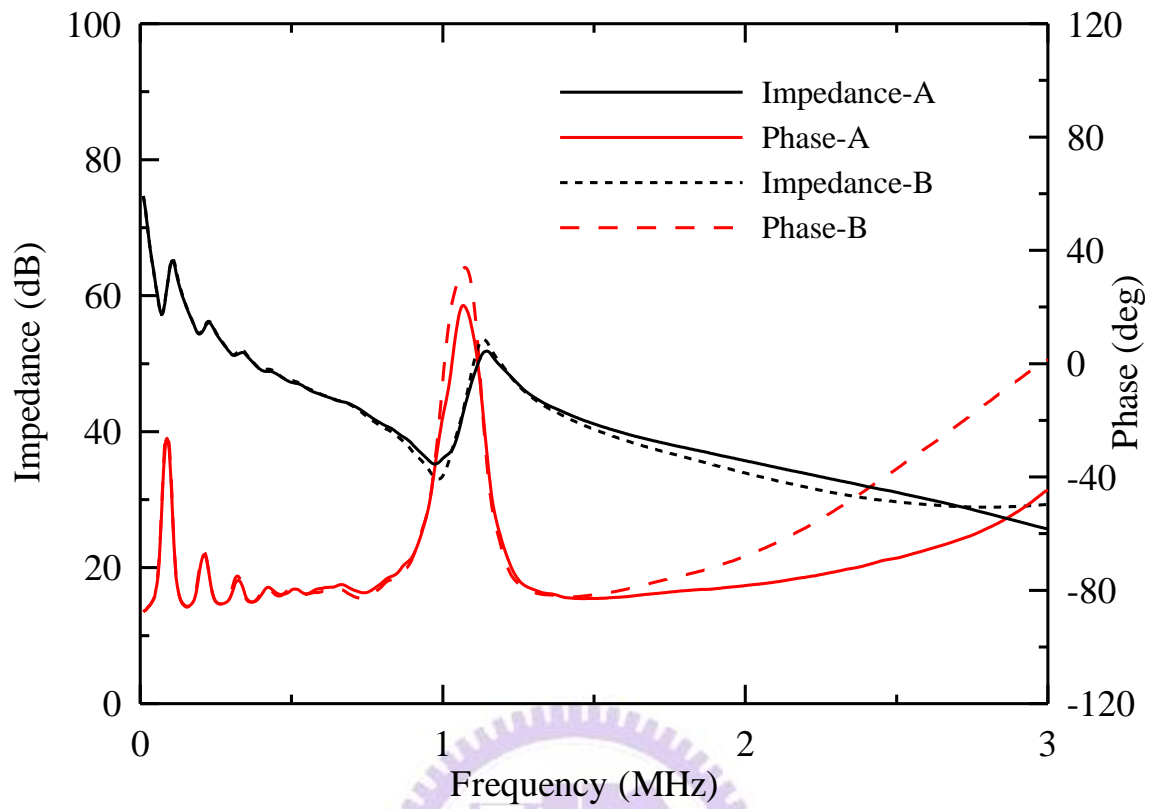


圖4.9 PZT-5A 材質之試製探頭的阻抗曲線



圖4.10 工研院綠能所製造之流量計

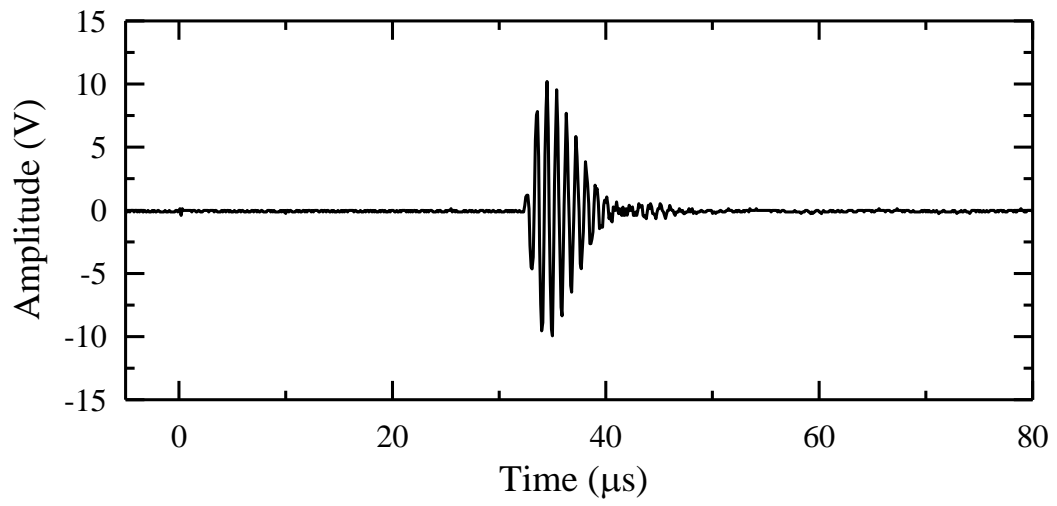


圖4.11 穿透鋁質規塊實驗

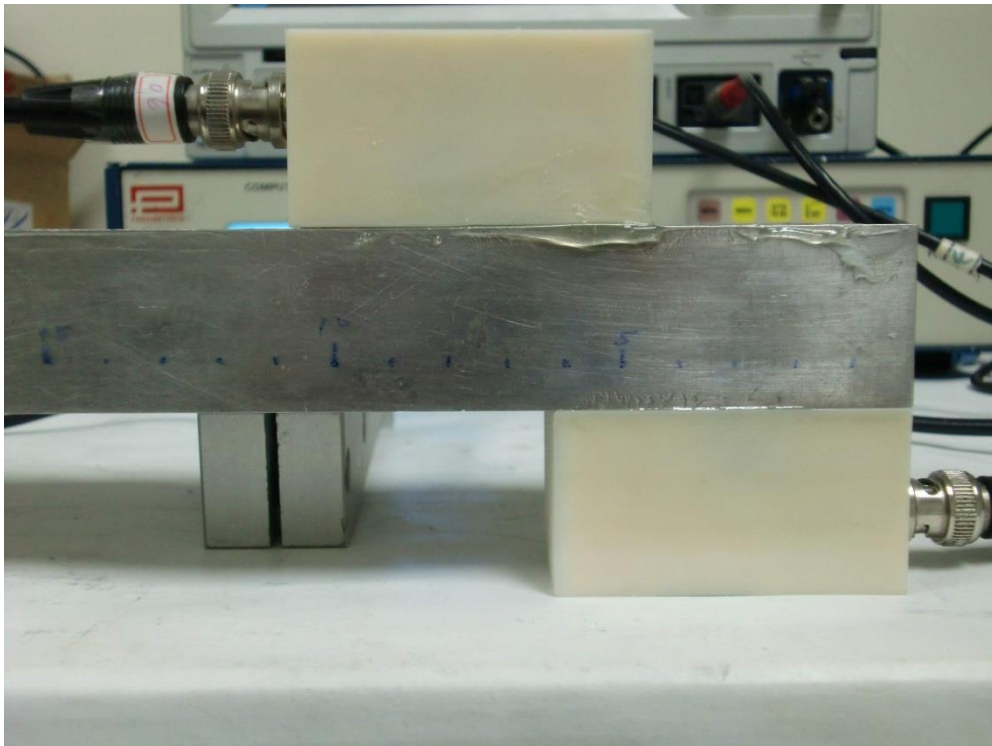


圖4.12 試製探頭穿透鋁塊的聲場訊號

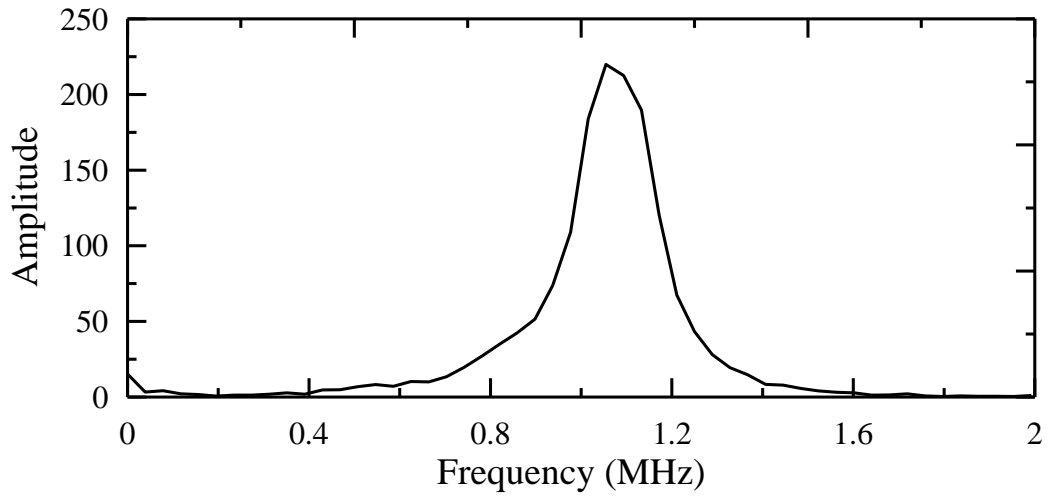


圖4.13 試製探頭穿透鋁塊的聲場訊號 FFT

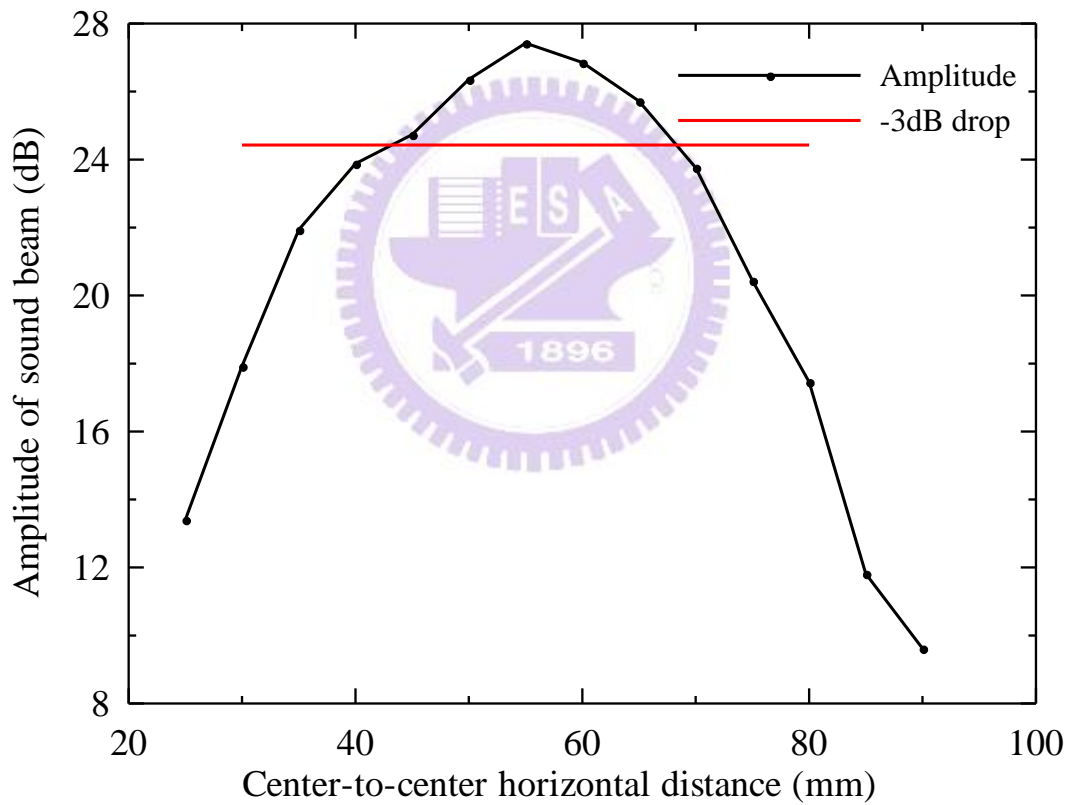


圖4.14 試製探頭穿透鋁塊的聲場訊號強度分佈圖

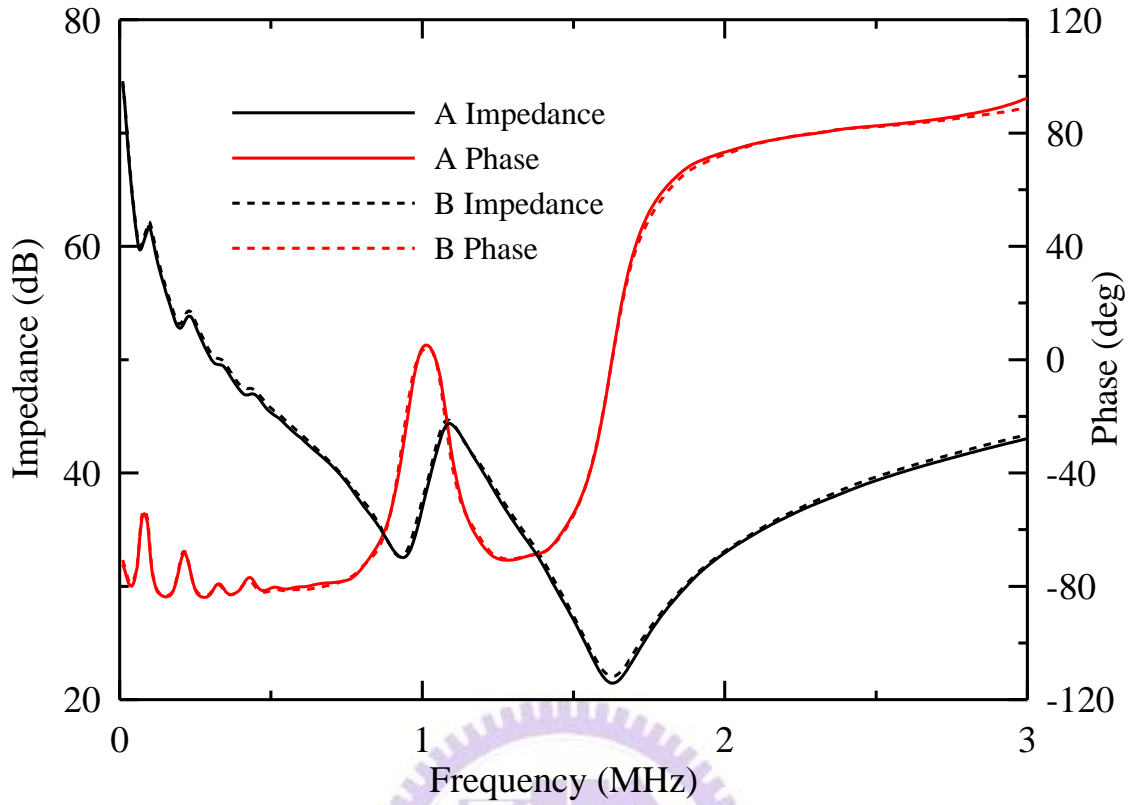


圖4.15 窄束剪力波探頭的阻抗曲線

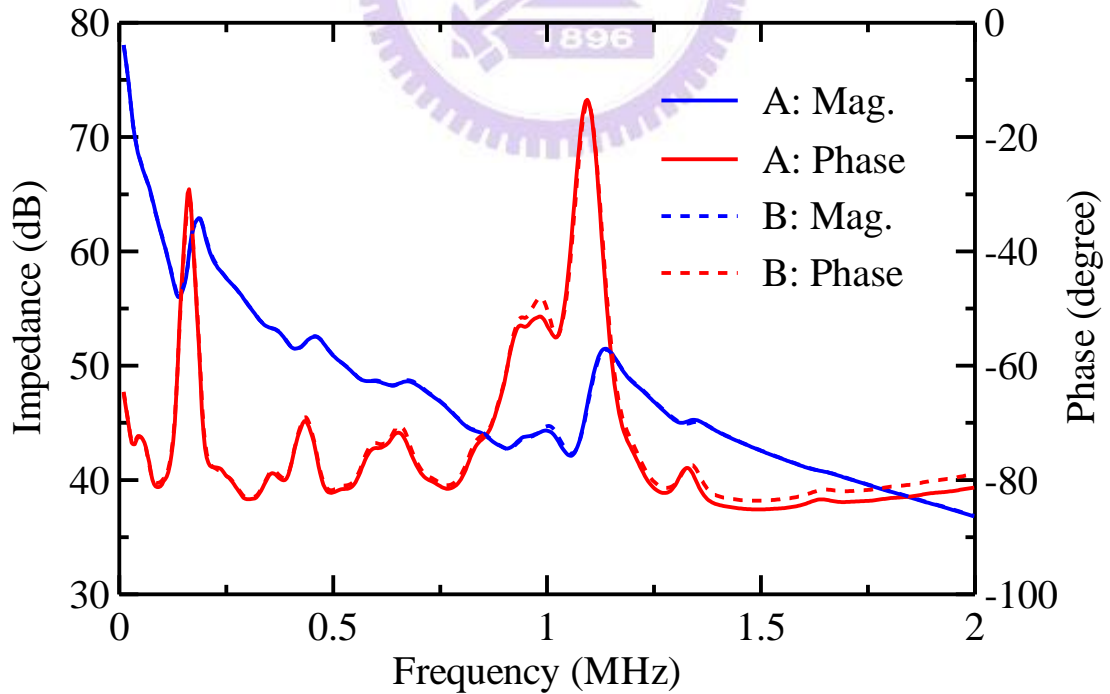


圖4.16 寬束藍姆波探頭的阻抗曲線

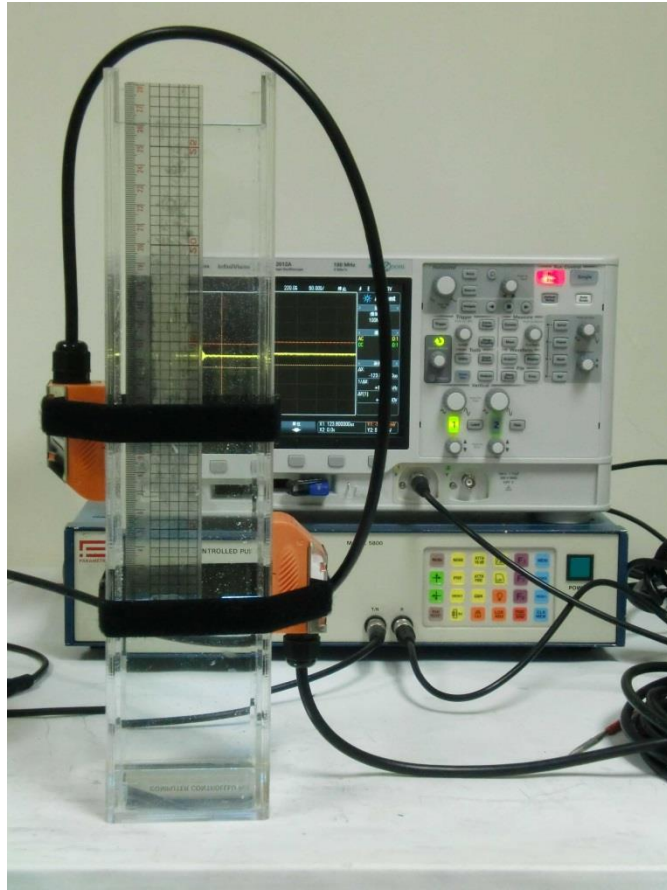


圖4.17 實驗架設圖



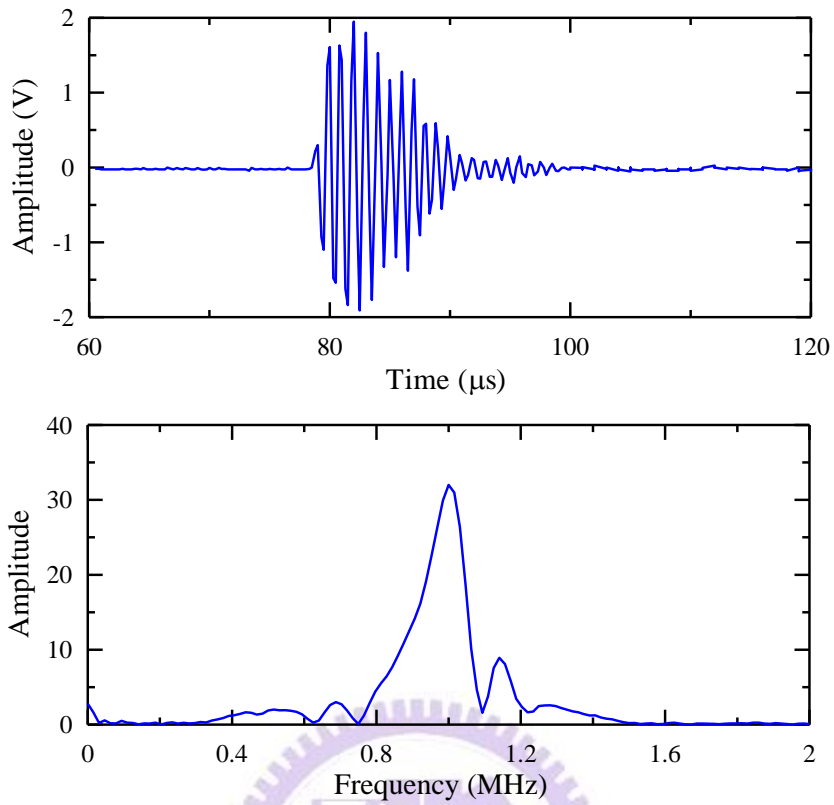


圖4.18 窄束剪力波探頭穿透內壁間距 80 mm 壓克力水槽的超音波訊號
(上)及頻譜(下)

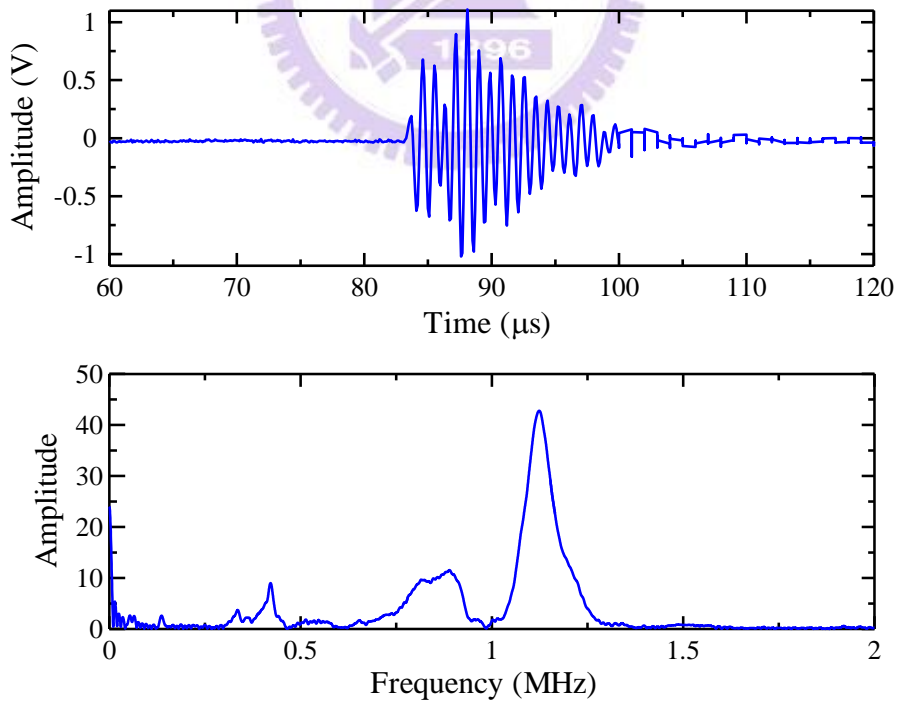


圖4.19 寬束藍姆波探頭穿透內壁間距 80 mm 壓克力水槽的超音波訊號
(上)及頻譜(下)

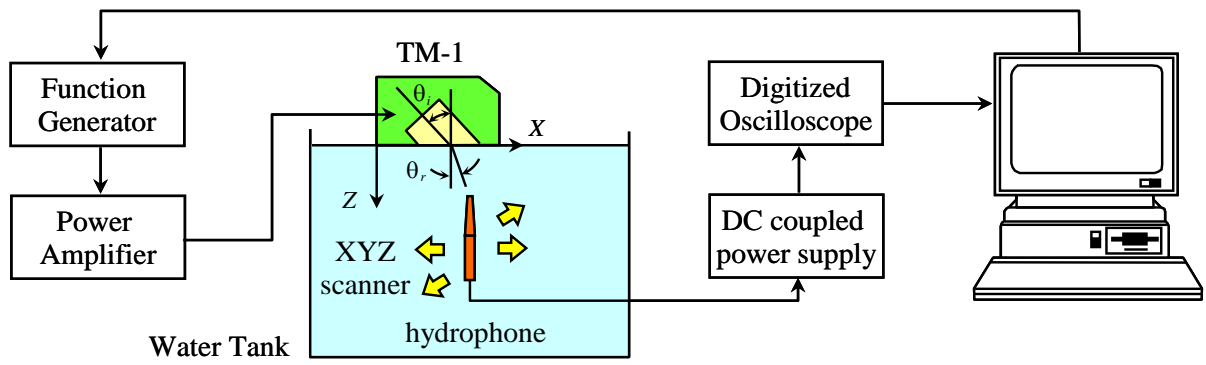


圖4.20 量測聲場實驗系統方塊圖

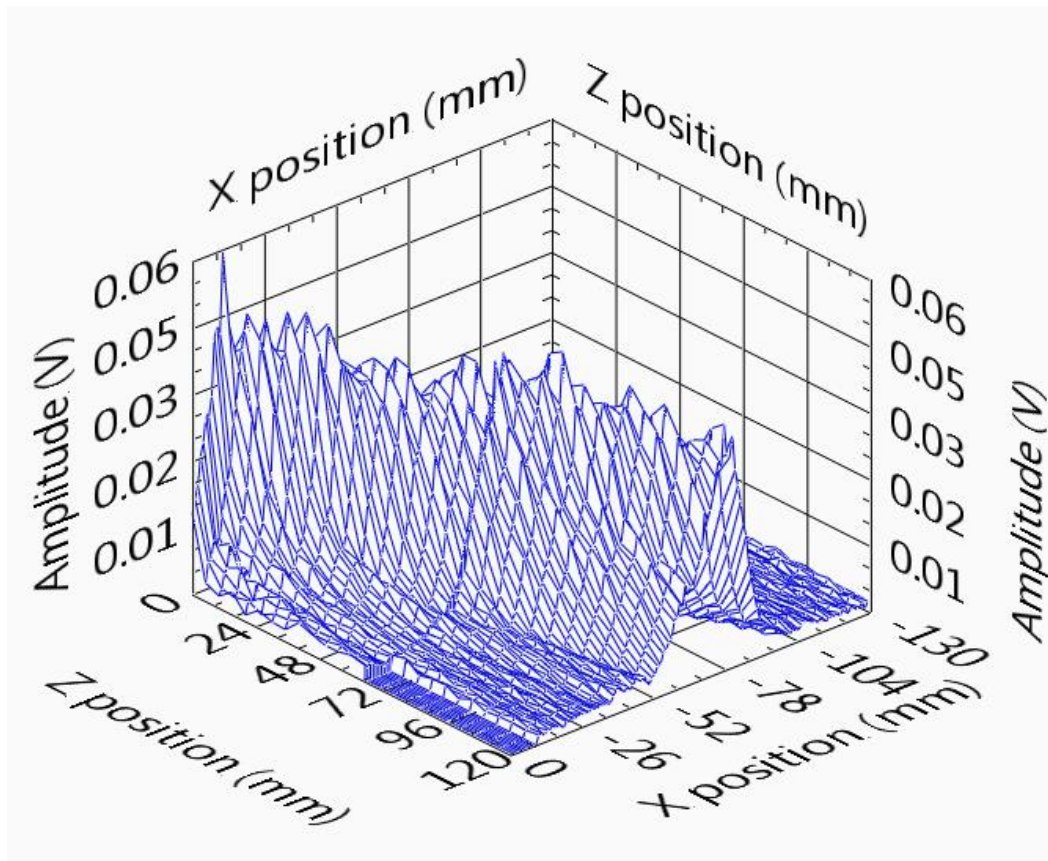


圖4.21 窄束參考探頭的水下聲場分佈

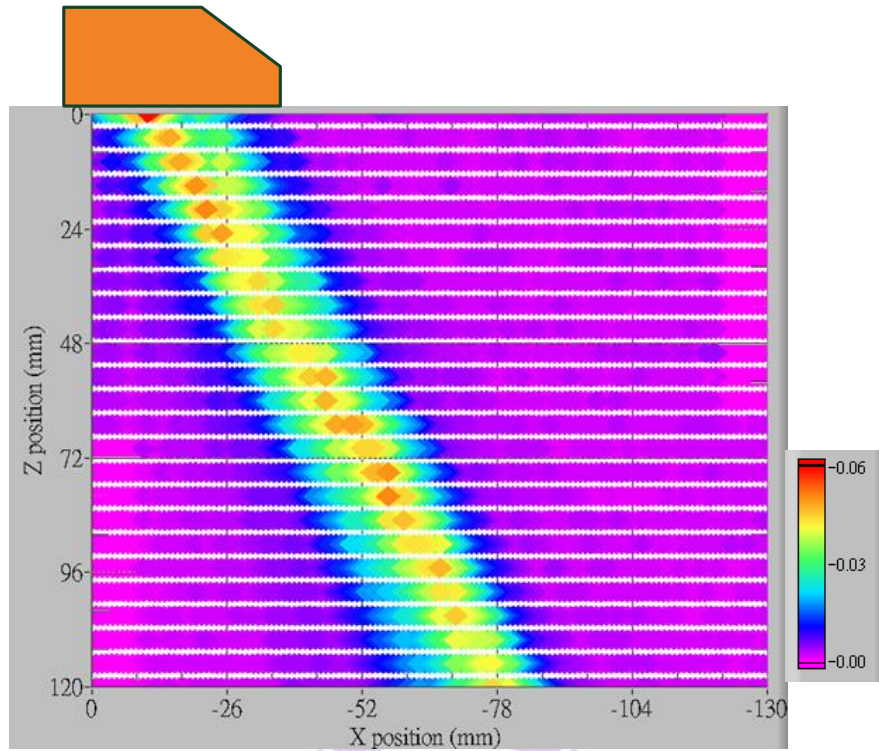


圖4.22 XZ 平面掃瞄的聲場分佈色階圖

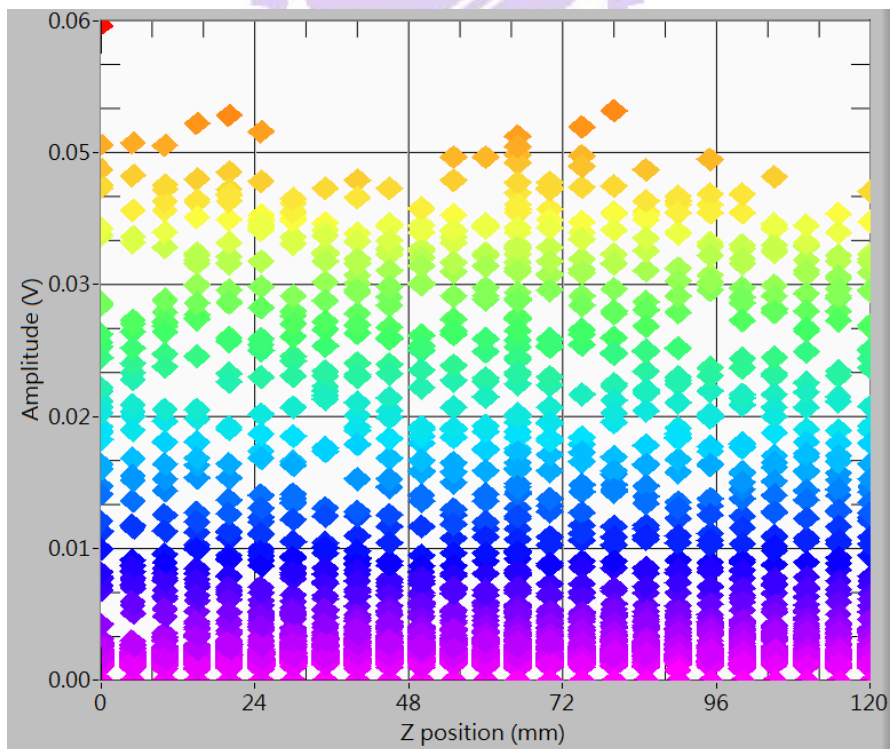


圖4.23 水下麥克風與探頭間距之振幅分布

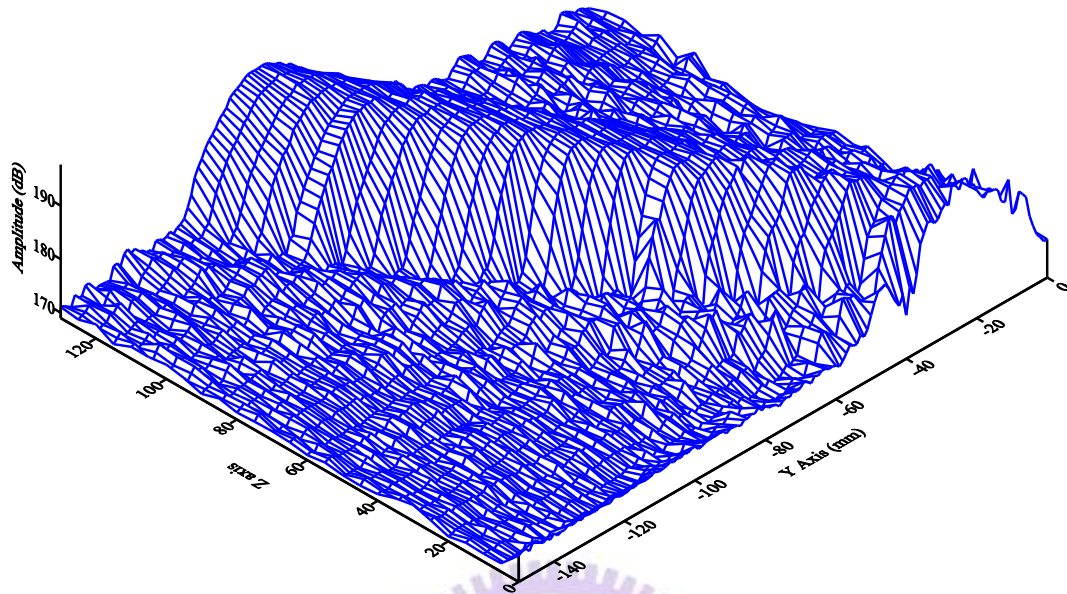


圖4.24 窄束剪力波參考探頭與水之間加上一層 5mm 板之聲場量測結果

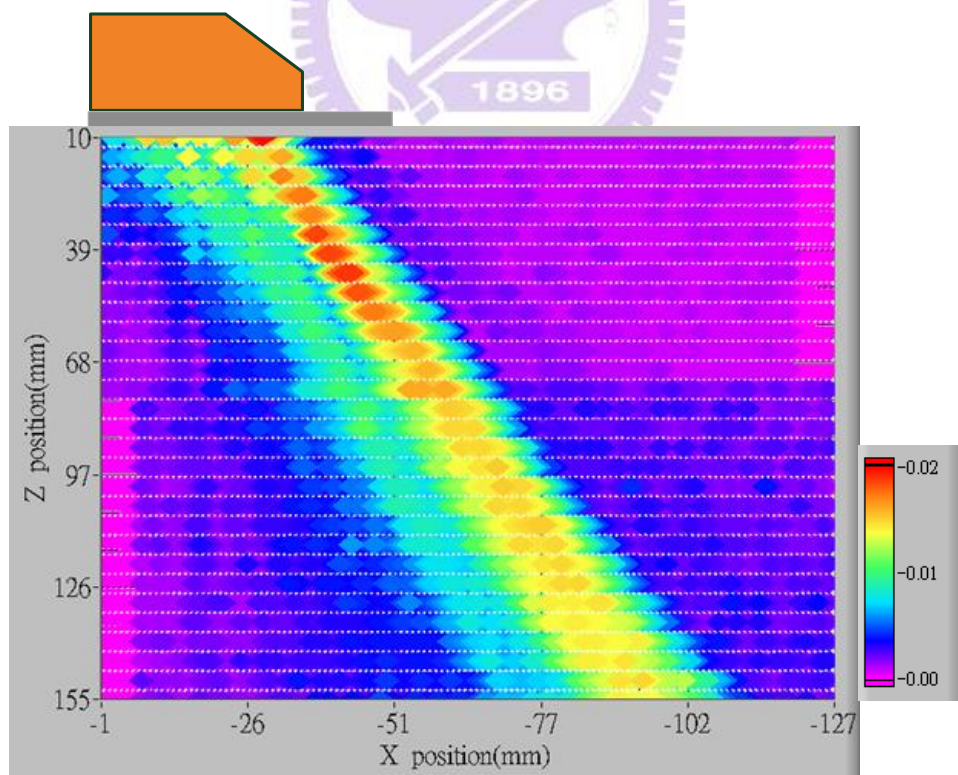


圖4.25 加一層 5mm 板之 XZ 平面掃瞄的聲場分佈色階圖

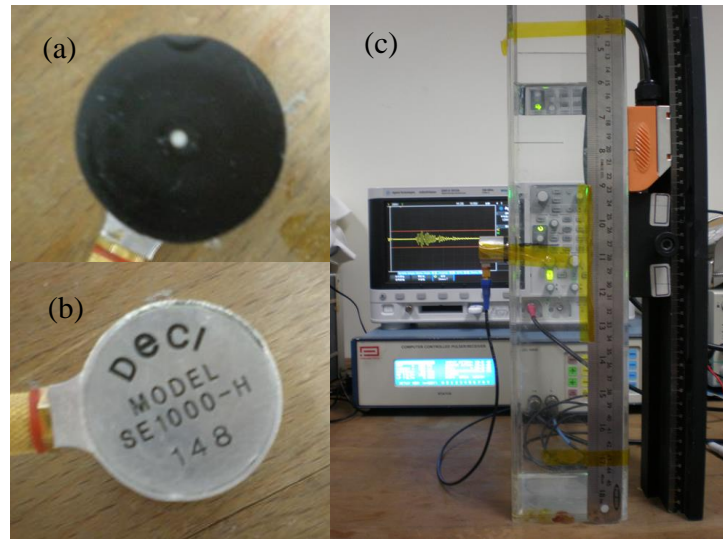


圖4.26 聲場量測實驗 (a) 1MHz 音洩探頭接收面 (b) 1MHz 音洩探頭背面 (c) 實驗架設示意圖

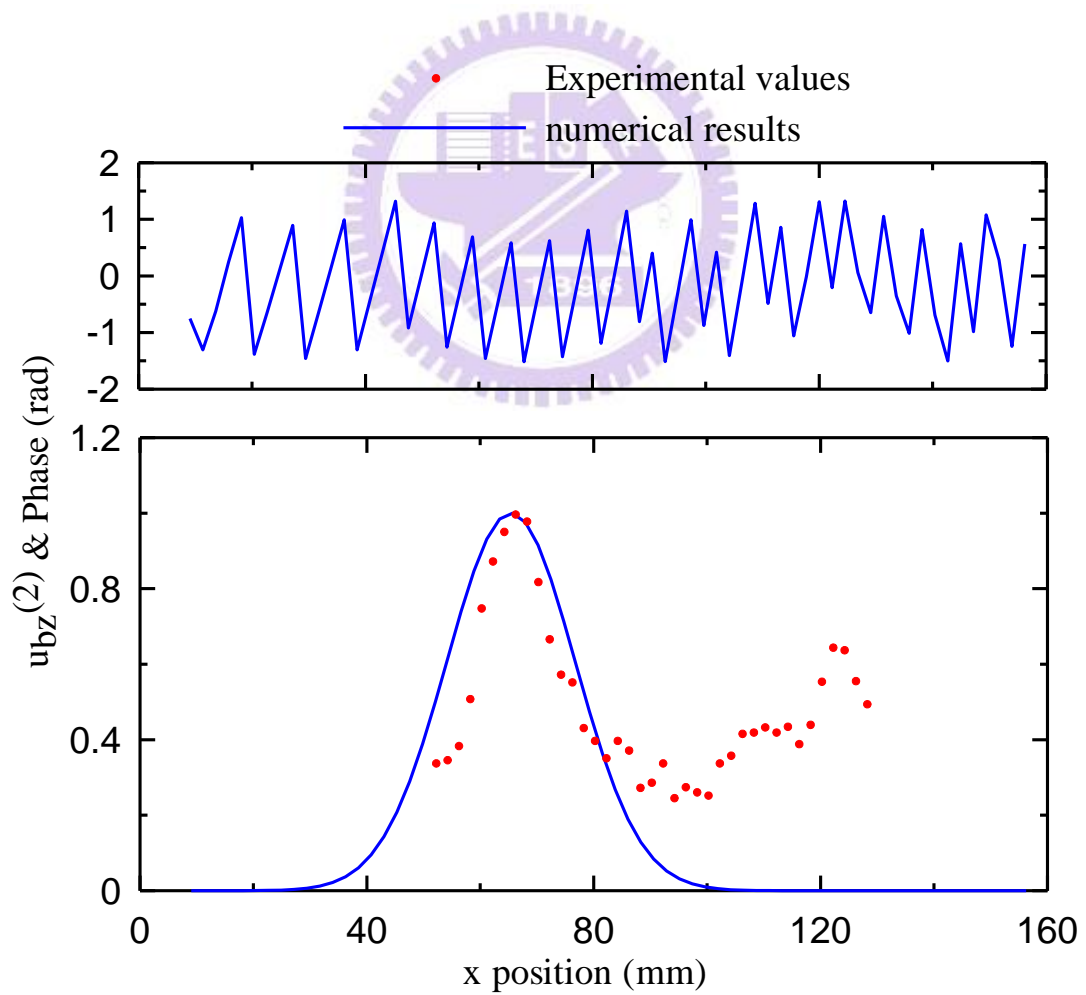


圖4.27 以窄束剪力波探頭量測不鏽鋼水槽之時域訊號的峰對峰值

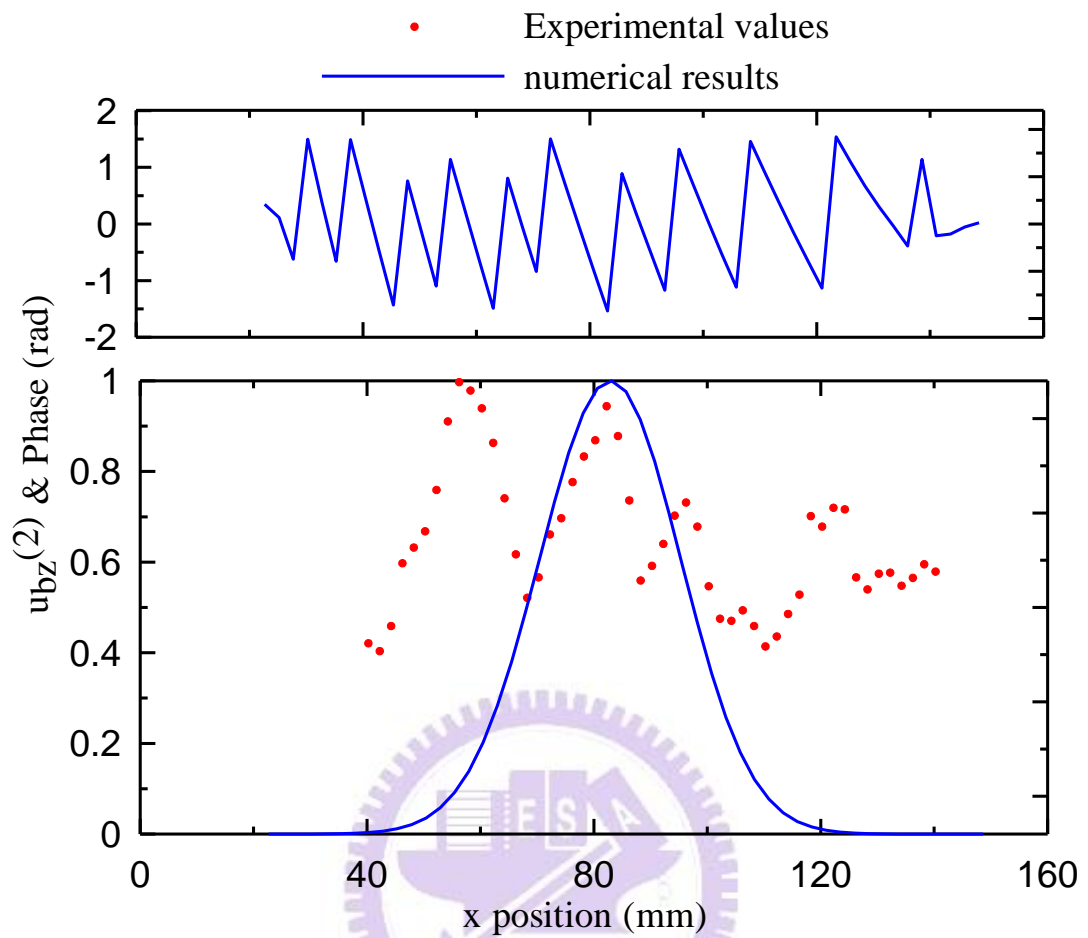


圖4.28 以寬束藍姆波探頭量測不鏽鋼水槽之時域訊號的峰對峰值

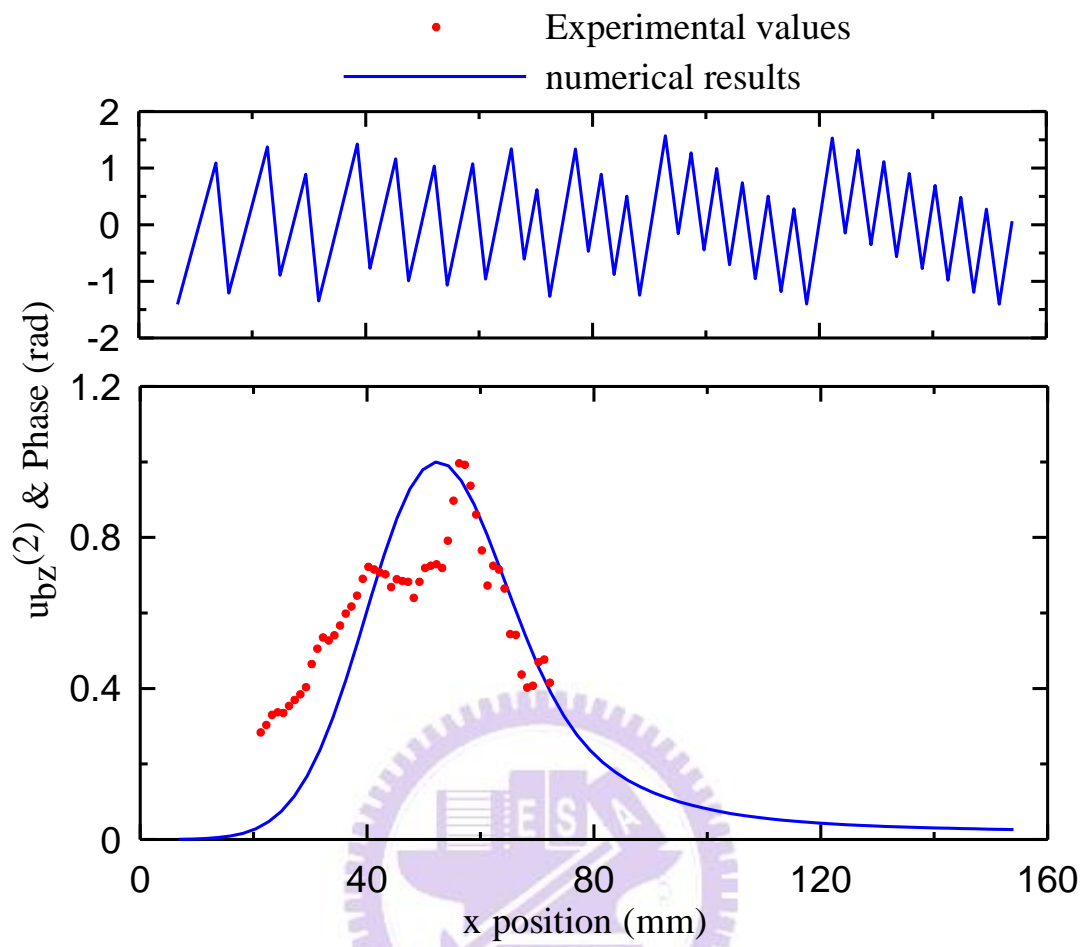


圖4.29 以窄束剪力波探頭量測壓克力水槽之時域訊號的峰對峰值

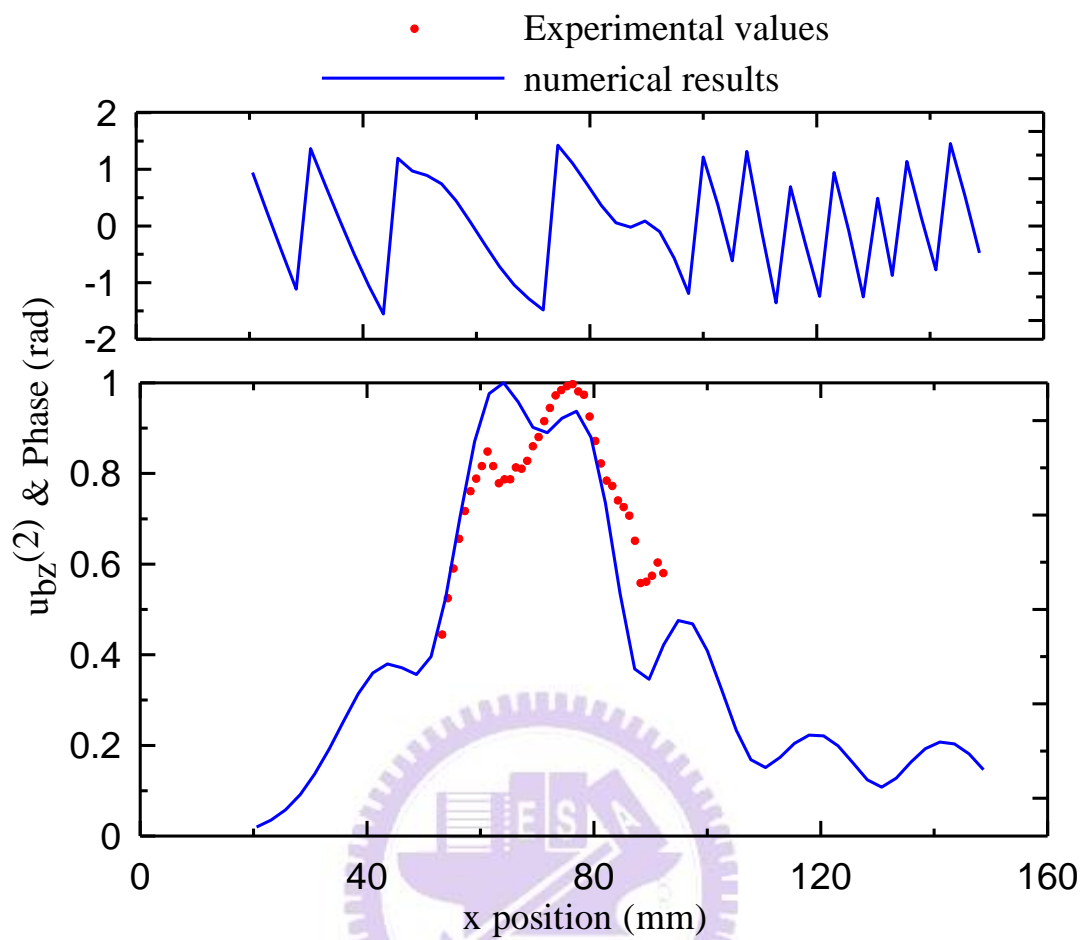


圖4.30 以窄束剪力波探頭量測壓克力水槽之時域訊號的峰對峰值

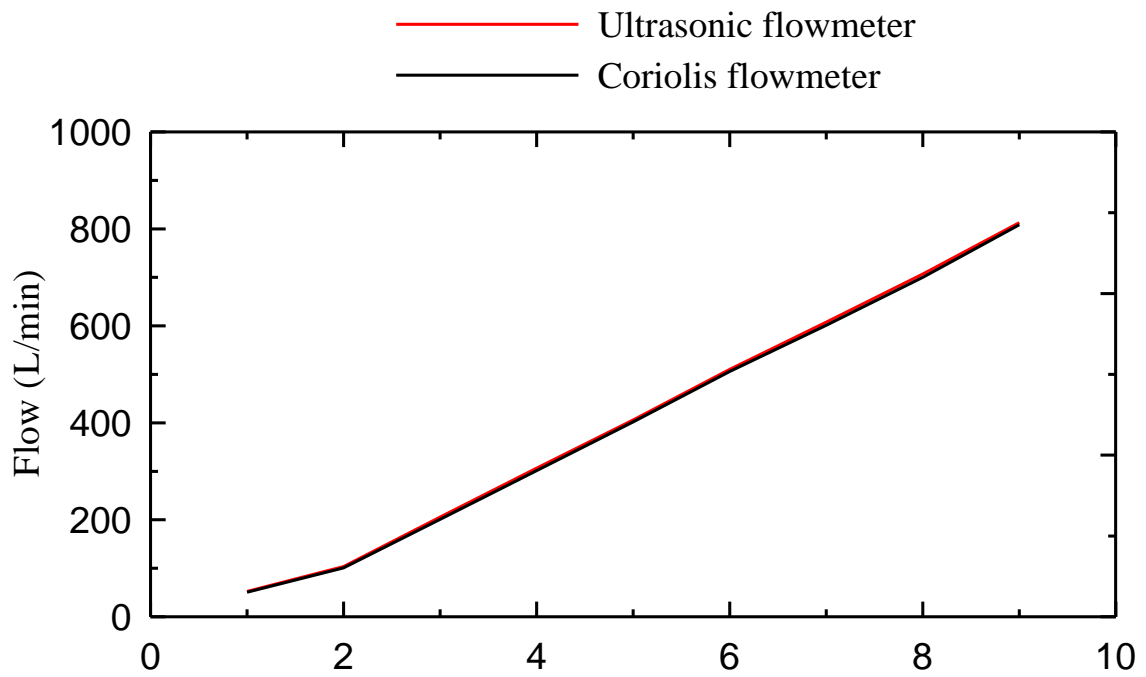


圖4.31 量測 50mm 不鏽鋼管流流量

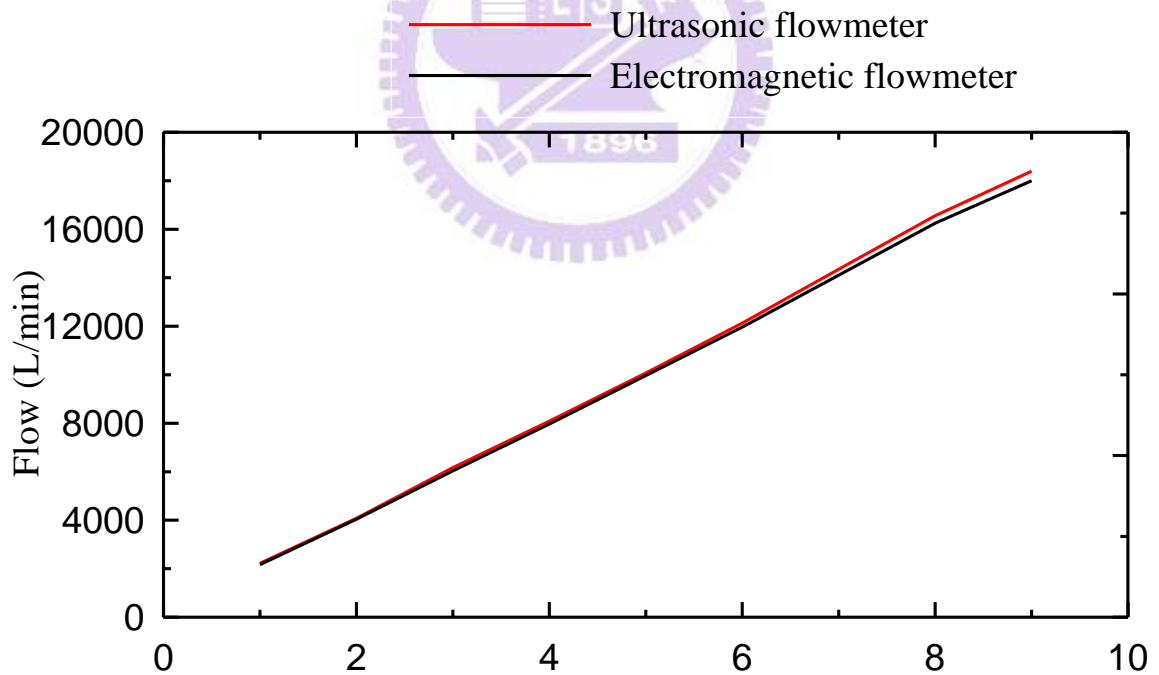


圖4.32 量測 300mm 不鏽鋼管流流量