

國立交通大學

機械工程學系

碩士論文

噴流氣動噪音之基礎研究

**The Fundamental Research of
Jet Acoustic Noise**

研究生：范仕坤

指導教授：傅武雄 博士

中華民國一百年六月

噴流氣動噪音之基礎研究

The Fundamental Research Of Jet Acoustic Noise

研究生： 范仕坤

Student: Shin-Kun Fan

指導教授： 傅武雄

Advisor: Wu-Shung Fu

國立交通大學

機械工程學系



A Thesis

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

June 2011

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

噴流氣動噪音之基礎研究

研究生：范仕坤

指導教授：傅武雄

國立交通大學機械工程學系

摘要

隨著生活品質的提昇及勞工安全的注重，噪音問題越益受到重視，其中又以流體所誘導的氣動噪音最為複雜。本研究將發展氣動噪音的模擬方法用以分析與改善噪音問題，藉此提升勞工作業環境的品質。本研究的前期將利用流場模擬軟體 Fluent 建構噴流流場與聲場的模擬方法，首先模擬二維的流場與聲場，之後模擬三種不同速度下穩態流場、聲場、壓力場的狀況。其次模擬三種不同速度下暫態的流場與頻譜分析，最後針對業界常用的 Dual-Stream Jet 噴嘴減噪方法，對於副噴嘴的管徑與速度做最佳化的分析與探討，模擬其渦流強度分析噪音較大的原因，以期改善勞工作業環境之噪音降低與防治。

The Fundamental Research of Jet Acoustic Noise

Student: Shin-Kun Fan

Advisor: Wu-Shung Fu

Department of Mechanical Engineering

National Chao Tung University

Abstract

With the improvement of the life quality and industry safety, the noise induced by aeroacoustic becomes one of the most important and complicated problems of the noise control. This study will develop simulation method to analyze and improve noise problems, thus promote the quality of laborer work environment. Firstly, this study will use CFD software to construct the simulation way of jet field and acoustic field, then simulate steady flow field, acoustic field and pressure field under three different velocities. Secondly, it will simulate transient flow field and spectrum. Finally, it will optimize and analyze the caliber and velocity of secondary jet of Dual-Stream Jet which is the most common way to reduce jet noise in industry. Besides, the reason of why the noise is bigger can be found by simulating the vorticity magnitude. Therefore, it is anticipated to improve the laborer work environment by reducing the jet noise.

致謝

感謝傅武雄教授兩年來的辛勤指導，讓我除了在課業方面學習到很多知識，在為人處事方面亦令我更加嚴謹，在老師身邊可以學習到老師值得效法的人格特質。另外感謝崇綱、玠超、威翔學長與黃耘學姐的照顧，以及他們在課業與生和活上的教導，感謝冠蘭、佑聰與上豪同學與我互相砥礪學習，兩年來一起學習與努力，最後大家一起完成目標。最後感謝我的家人，總是在我挫折的時候在我背後支持我，僅以本文獻給眾多曾經幫助我的人。



目錄

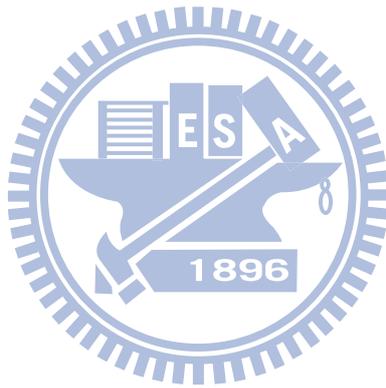
中文摘要.....	i
英文摘要.....	ii
致謝.....	iii
目錄.....	iv
表目錄.....	vi
圖目錄.....	vii
符號索引.....	xi
第一章 緒論.....	1
第二章 物理模式.....	6
2-1 物理模式.....	6
2-2 分析假設.....	6
2-3 $k-\varepsilon$ 紊流模式.....	7
2-4 Broadband Noise Source Model.....	9
2-5 LES 紊流模式.....	12
2-6 The Ffowcs Williams and Hawkings Model.....	14
2-8 網格設定.....	15
2-7 邊界條件.....	15
第三章 數值方法.....	18
3-1 數值方法.....	18
3-2 PISO 數值計算.....	20
第四章 結果與討論.....	22
4-1 噴嘴流場之聲源強度分析.....	22
4-2 噴嘴流場之聲強頻譜分析.....	25

4-3 噴嘴噪音之改善分析.....	29
第五章 結論.....	75
參考文獻.....	76



表目錄

表 1 $k-\varepsilon$ 紊流模式參數表.....	9
表 2 噴嘴修正模型減噪對照表.....	67
表 3 修正模型主噴嘴 10m/s 不同比例下的分貝值.....	68
表 4 修正模型主噴嘴 30m/s 不同比例下的分貝值.....	69
表 5 修正模型主噴嘴 50m/s 不同比例下的分貝值.....	70



圖目錄

圖 1 尺寸設定圖.....	16
圖 2 邊界條件設定圖.....	16
圖 3 二維網格示意圖.....	17
圖 4 三維網格示意圖.....	17
圖 5 10m/s 120mm 寬 速度場圖.....	33
圖 6 10m/s 180mm 寬 速度場圖.....	33
圖 7 10m/s 240mm 寬 速度場圖.....	33
圖 8 10m/s 120mm 寬 聲場圖.....	34
圖 9 10m/s 180mm 寬 聲場圖.....	34
圖 10 10m/s 240mm 寬 聲場圖.....	34
圖 11 30m/s 120mm 寬 速度場圖.....	35
圖 12 30m/s 180mm 寬 速度場圖.....	35
圖 13 30m/s 240mm 寬 速度場圖.....	35
圖 14 30m/s 120mm 寬 聲場圖.....	36
圖 15 30m/s 180mm 寬 聲場圖.....	36
圖 16 30m/s 240mm 寬 聲場圖.....	36
圖 17 30m/s 150mm 長 聲場圖.....	37
圖 18 30m/s 300mm 長 聲場圖.....	37
圖 19 30m/s 500mm 長 聲場圖.....	38
圖 20 30m/s 800mm 長 聲場圖.....	38
圖 21 10m/s 非對稱面 聲場圖.....	39
圖 22 10m/s 對稱面 聲場圖.....	39
圖 23 30m/s 非對稱面 聲場圖.....	40
圖 24 30m/s 對稱面 聲場圖.....	40
圖 25 50m/s 非對稱面 聲場圖.....	41

圖 26 50m/s 對稱面 聲場圖.....	41
圖 27 10m/s 壓力場圖.....	42
圖 28 30m/s 壓力場圖.....	42
圖 29 50m/s 壓力場圖.....	42
圖 30 50m/s 之局部速度場圖.....	43
圖 31 50m/s 之局部聲場圖.....	43
圖 32 50m/s 三維速度場圖.....	44
圖 33 50m/s 三維局部速度場圖.....	45
圖 34 50m/s 三維局部聲場圖.....	45
圖 35 $t=0.00125$ 秒之 10m/s 速度場圖.....	46
圖 36 $t=0.00125$ 秒之 30m/s 速度場圖.....	46
圖 37 $t=0.00125$ 秒之 50m/s 速度場圖.....	46
圖 38 $t=0.01$ 秒之 10m/s 速度場圖.....	47
圖 39 $t=0.01$ 秒之 30m/s 速度場圖.....	47
圖 40 $t=0.01$ 秒之 50m/s 速度場圖.....	47
圖 41 $t=0.04$ 秒之 10m/s 速度場圖.....	48
圖 42 $t=0.04$ 秒之 30m/s 速度場圖.....	48
圖 43 $t=0.04$ 秒之 50m/s 速度場圖.....	48
圖 44 10m/s 隨時間變化之速度場圖.....	49
圖 45 30m/s 隨時間變化之速度場圖.....	50
圖 46 50m/s 隨時間變化之速度場圖.....	51
圖 47 $t=0.00125$ 秒之 10m/s 壓力場圖.....	52
圖 48 $t=0.00125$ 秒之 30m/s 壓力場圖.....	52
圖 49 $t=0.00125$ 秒之 50m/s 壓力場圖.....	52
圖 50 $t=0.01$ 秒之 10m/s 壓力場圖.....	53
圖 51 $t=0.01$ 秒之 30m/s 壓力場圖.....	53
圖 52 $t=0.01$ 秒之 50m/s 壓力場圖.....	53
圖 53 $t=0.04$ 秒之 10m/s 壓力場圖.....	54

圖 54	$t=0.04$ 秒之 30m/s 壓力場圖.....	54
圖 55	$t=0.04$ 秒之 50m/s 壓力場圖.....	54
圖 56	10m/s 隨時間變化之壓力場圖.....	55
圖 57	30m/s 隨時間變化之壓力場圖.....	56
圖 58	50m/s 隨時間變化之壓力場圖.....	57
圖 59	10m/s 之聲場頻譜圖.....	58
圖 60	30m/s 之聲場頻譜圖.....	58
圖 61	50m/s 之聲場頻譜圖.....	58
圖 62	二維噴嘴修正模型圖.....	59
圖 63	二維修正模型主噴嘴 30m/s，副噴嘴 20m/s 局部速度場圖.....	60
圖 64	二維修正模型主噴嘴 30m/s，副噴嘴 20m/s 局部聲場圖.....	60
圖 65	二維原始模型主噴嘴 30m/s 局部速度場圖.....	61
圖 66	二維原始模型主噴嘴 30m/s 局部聲場圖.....	61
圖 67	二維修正模型主噴嘴 30m/s，副噴嘴 3m/s 局部速度場圖.....	62
圖 68	二維修正模型主噴嘴 30m/s，副噴嘴 3m/s 局部聲場圖.....	62
圖 69	三維噴嘴修正模型圖.....	63
圖 70	$t=0.038$ 秒之三維修正模型主噴嘴 30m/s，副噴嘴 3m/s 局部速度場圖.....	64
圖 71	$t=0.038$ 秒之三維修正模型主噴嘴 30m/s，副噴嘴 20m/s 局部速度場圖.....	64
圖 72	$t=0.038$ 秒之三維原始模型主噴嘴 30m/s 局部速度場圖.....	64
圖 73	$t=0.038$ 秒之三維修正模型主噴嘴 30m/s，副噴嘴 3m/s 局部壓力場圖.....	65
圖 74	$t=0.038$ 秒之三維修正模型主噴嘴 30m/s，副噴嘴 20m/s 局部壓力場圖.....	65
圖 75	$t=0.038$ 秒之三維原始模型主噴嘴 30m/s 局部壓力場圖.....	65
圖 76	三維修正模型主噴嘴 30m/s，副噴嘴 3m/s 聲場頻譜圖.....	66
圖 77	三維修正模型主噴嘴 30m/s，副噴嘴 20m/s 聲場頻譜圖.....	66
圖 78	三維修正模型主副噴嘴示意圖.....	71
圖 79	分貝頻譜圖(引用自[16]).....	72
圖 80-a	50m/s 不同管徑比例之頻譜圖.....	73
圖 80-b	50m/s 未加副噴嘴之頻譜圖.....	73

圖 81 50m/s 下管徑比 10:2 之渦流強度圖.....74
圖 82 50m/s 下管徑比 10:6 之渦流強度圖.....74



符號索引

$C_\mu, C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, C_{\varepsilon 3}, C_{\varepsilon 4}$	k- ε 紊流模式的經驗係數	
$F_{h,j}$	於 x_j 方向上的能量擴散通量	
\sqrt{g}	特定公制張量	
k	紊流動能	
p	壓力	[N m ⁻²]
s_i	動量源項	
s_{ij}	剪應變率張量	
s_ϕ	來源係數	
t	時間	[sec]
x_i	卡式座標 (i=1, 2, 3)	
u	流體切線速度	[m s ⁻¹]
u_i	流體在 x_i 方向的絕對速度	[m s ⁻¹]
\tilde{u}_i	流體與座標系統的相對速度	[m s ⁻¹]
u_w	壁面速度	
V	體積	
希臘符號		
Γ_ϕ	擴散係數	
μ	黏滯係數	
ρ	密度	[kg m ⁻³]
μ_t	紊流黏滯係數	
$\sigma_k, \sigma_\varepsilon$	k- ε 紊流模式的經驗係數	
τ_{ij}	黏滯應力張量	
ϕ	代表任一獨立物理量	
dB	分貝	

第一章 緒論

近年來，由於科技的進步帶動生活品質的提升，機械元件若僅有功能的增強與效率的改善已漸漸無法滿足消費者的需要。相對的，產品對環境所造成的汙染與其舒適度更是不可或缺的一環。其中又屬噪音的控制最為困難與重要。

噪音對人體的影響可分為身體與心理方面的傷害。對身體方面：不僅耳朵與聽力造成暫時性或永久性的聽覺損失，更會透過神經系統，引起身體其他器官或系統的失調與異常，產生「非聽覺性的影響」。除此之外，長期處於高噪音環境下，容易使身體胃腸蠕動增快、呼吸型態改變、血壓增高、心跳加快、需氧量增加、血清膽固醇增加、血小板凝集等現象，雖不能斷定噪音是導致這些疾病的禍首，但噪音為導致或形成這些疾病的複雜因素之一，卻是無庸置疑的。

對心理影響方面：噪音會影響睡眠、妨礙交談、工作效率低落、厭惡、生氣等心理作用，久而久之，因心理反應、失眠而導致生理功能失調等現象，如頭痛、頭暈、精神無法集中等均為噪音直接與間接的影響。兒童如長時期暴露在高噪音的環境下，會採用一種使自己聽不見噪音環境的調適方法來對抗噪音，這將造成兒童在吵雜的環境下變得忽略聲音訊號的不良作用，尤其是兒童不易區分聲音的重要性，將對兒童學習及認知的發展有相當的影響。

噪音造成的傷害，主要除了和噪音的大小有關外，和頻率也有關係，因為高頻率的聲音較低頻率的聲音較易造成傷害。雖然暫時性的聽力損失，在離開噪音一段時間之後，聽力可以復原，但若是噪音源是位在工作場所，往往當聽力快回復的時候，又是另一個工作天的開始，因此，聽力損失的問題是永久存在的。

也因為噪音對日常生活或工作上的影響甚鉅，因此像歐盟國家對於噪音的控管，從大至要求所有成員國規範工作環境噪音到小至輸入歐洲的玩具均需符合歐洲委員會授權統一標準組（CEN）訂立的玩具噪音標準都有嚴格的明文規定。由上面的敘述中，可以清楚了解到噪音控制在未來工程應用上所扮演的重要角色。

一般而言，噪音產生的原因可概略粗分為「結構產生（structure-borne）」的「結

構噪音(Structure-borne noise)」與「氣流產生 (air-borne)」的「氣動噪音 (Aeroacoustic)」，結構噪音是由於結構表面振動推擠鄰近介質所產生的聲波輻射，產生的機制較易預測，因此在污染控制上已獲得相當程度的改善。氣動噪音肇始於紊流流場的壓力變動，所以有著不可預測性，因此難以改善。但改善氣動噪音的重要性並不亞於結構噪音，例如：個人電腦由於計算速度的日漸增快，所需的散熱風扇越益增加，跟隨而來的是風扇葉片在高轉速之下造成氣動噪音提高的問題。因此如何改進扇葉外型以降低氣動噪音，讓使用者感到舒適，將會是該產業接下來所面臨到的最大難題；汽車除了在低耗油的設計下，如何降低高速行駛下所造成的氣動噪音以免影響乘客與駕駛者的舒適度更是現今市場中，決定該產品優劣的關鍵之處。

氣動噪音的學問由Lighthill於 [1]所提出的理論而有著開創性的貢獻，Lighthill將聲源部份利用實驗或計算流體力學 (CFD) 方法求得，再利用波動方程式計算其傳遞過程，此即為Lighthill's analogy。接著，Williams等人[2]根據Lighthill's analogy的方法，重新整理Lighthill方程式，由於推導過程是根據Navier-stokes方程式而來且未有任何簡化，所以Ffowcs Williams-Hawkings方程式(簡稱FW-H方程式)的適用範圍比原始的Lighthill方程式更加廣泛。但受限於電腦運算速度的限制，直到1992年，Zorumski在[3]中才將氣動噪音與計算流體力學(Computational Fluid Dynamic, CFD)的結合做出合理的預測與整理，其中包括有定義CAA(Computational AeroAcoustic)的適用範圍與方法、找出適合CFD應用的Governing equation、CAA中Boundary condition的定義。除此之外，Tam[4]提出計算氣動噪音時，需要高階精度的數值方法與特殊處理的邊界如非反射性邊界等，才可獲得準確度較高的聲場結果。此後，隨著運算速度的增快，便有越來越多的文獻是利用Lighthill's analogy的方法，結合CFD對氣動噪音做出合理的預測與改善。例如：Uzun等人[5]利用大渦流(LES)法與高階經度數值方法模擬jet流場，再近場部分使用模擬的結果當作聲源，然後遠場部分使用FWH方程式計算聲場，其結果與實驗相比一致。Ohnishi等人在[6]中，以實用為目的，將Lighthill's analogy的方法對三維圓柱體、旋轉的正方體與車輛作出與實驗值接近的氣動噪音預測； Ono等

人再[7]中，也利用同樣的方法先計算出車子於高速行駛下，照後鏡所產生的氣動噪音，再用其結果與風洞的實驗值做比較，發現兩者吻合。最後在重新設計照後鏡外型，成功降低了氣動噪音；Tam與Nikolai[8]利用 $K-\varepsilon$ 法模擬 jet，並且利用其模擬結果預測流場聲源之處，藉此改善不同的 jet 外型，並且利用 dual stream jet 大幅將低氣動噪音。而除了在實際應用方面之外，也有文獻是闡述 Lighthill 方程式下，不同的解所適用的不同範圍，Prieur 等人在 [9] 中，詳細的解釋了 FW-H 方程式與 Kirchhoff 方程式的適用範圍與相異之處，其指出：FW-H 方程式若在一控制表面的範圍內，適用性將不會受到限制；而 Kirchhoff 方程式只適用於相同介質中，線性傳遞的聲波，並且只能計算控制表面與控制表面外的聲場分布。然而氣動聲學的模擬中，除了用 Lighthill's analogy 的方法外，也可使用 Liner Euler Equation (LEE) 計算聲場，Addad 等人在 [10] 以 Star-CD 先計算暫態流場之後，在以 LEE 去對渦流 (vortex) 產生的機制與聲源 (acoustic source) 的關係做比較，發現流場中渦流所產生的位置與聲源所產生的位置幾乎相同。除此之外，國內則有梁勝明等人 [11] 以 Euler Equation 預測排氣管內震波所產生的噪音並且予以改善。但是 Bogey 等人在 [12] 中，非常明白的指出，在低馬赫數的情況下，選擇 Lighthill 方程式來分析聲場是比較快速且準確的。除此之外，還有一些關於紊流的研究，Crow 等人在 [13] 中，紊流結構的組成可分為兩部份，一種為大渦流結構 large turbulence structures、一種為 fine-scale turbulence，此二者決定了流場混流的過程。Arakeri 等人在 [14] 中，證明了調整初始流場的發展，可以在遠場獲得減噪的效益；國內研究陳金文等人 [15] 也利用實驗量測與理論推導，提出聲壓位準與噴流速度的八次方成正比。

在噪音控制改善的執行方法常見的有兩種，被動式與主動式。傳統上噪音控制方式不外乎採用阻隔或阻尼材質，降低聲場的噪音值。這些被動式的控制技術，包括密閉、屏障、消音器等方式減弱噪音，主要是希望聲音於傳遞過程中能量消散的概念來減少聲音，這些方法對於中高頻率 (1KHz) 較有效，若要用來處理低頻噪音，則需要相當厚的材料才會達到防制效果，越低頻的音波所需要的材料將越厚重，故在許多場所的使用上將有所限制。

相對於被動式技術的主動式噪音控制，則是用不一樣的原理來達到減噪的目的，主要是以改變音場或用抵消音場的方式達到減低噪音的效果，最簡單的方式是以控制系統驅動另一個聲場，該聲場的波形和噪音源的聲場波形完全相反，如此可使聲場的總和趨於零，達到抵消作用的效果。

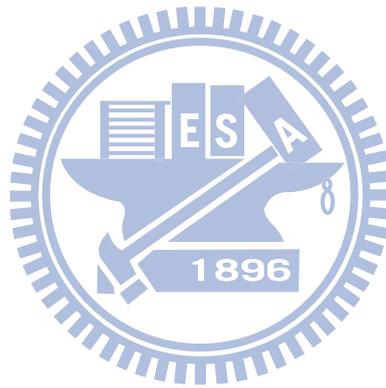
由於在工業上噴嘴的應用甚廣，其高速噴流所造成的噪音很大，且防治不易，傳統被動式與主動式的控制方法比較難應用上，往往人們只能選擇忍耐而接受它，長時間在高分貝的環境下工作，也容易使人聽力受損而無法醫治，因此設法減低噪音對健康來說是非常重要的。

在高流速噴嘴的噪音防治上，常使用的方法是在噴嘴的周圍外部再加上一個流速較低的流場，形成一種有分為內管與外管兩種出口的噴嘴，但是大眾普遍只知道這種方式可以減低噴嘴噪音，但是對於此現象的成因或是一些最佳化參數沒有深入的了解，所以論文目的在於探討內外管減噪噴嘴的現象與參數的模擬測試。

近年來電腦科技不斷的進步，使得電腦計算速度日益增進，更有利於計算流體力學（CFD）方法的運算，藉由CFD方法的計算，我們可以更快速地模擬複雜的流場與聲場，甚至於聲音的頻率分佈。而目前應用於紊流流場的計算中，常見的有DNS、RANS與LES三種方法。其中DNS，除了需耗費大量的計算時間外，更有著雷諾數不可過高的缺點，造成其應用層面上受到限制，但是DNS的準確度高，並且可模擬紊流流場中的小尺度渦流特性。RANS雖然有著計算過程簡便，運算時間較快等優點，但由於其計算為時均化的結果，無法非常有效表現紊流流場中流體性質隨時間變動等特性，因此有些暫態問題將無法解決。LES則介於DNS與RANS之間，有著計算時間較DNS迅速且暫態結果較RANS吻合實際物理情況等優點。LES的基本架構建立於只計算大尺度（large scale）物理量對於流場的影響，小尺度（small scale）部份的物理量由於對流場的影響甚小，於是予以模組化以大幅降低計算時間。

為了模擬噴嘴的流場，將利用流體力學商業軟體Fluent進行噴嘴流場與聲場的模擬並分析，因為Fluent可發揮現代電腦的效能，使用RANS與LES的方法模擬紊流流場。

Fluent可利用 $K-\varepsilon$ 法計算穩態紊流流場，利用Curl積分方程式計算聲源，可得到流場中之聲源大小。亦可利用LES方法計算出暫態之紊流流場，配合上FW-H方程式及快速傅立葉轉換（FFT）可得到各接收點之聲場大小與頻譜圖，進一步也可以找出噴嘴減噪結構的最佳化參數，以期對內外管型的減噪噴嘴有更深一層的了解。



第二章 物理模式

2-1 物理模式

第一部份為模擬二維穩態下三種不同速度的速度場與聲場，分別是 10m/s、30m/s、50m/s，採用 $k-\varepsilon$ 紊流模式計算流場，屬於紊流模式 RANS (Reynolds average Navier stokes equation) 中的一種，其計算的方程式為時均化的 Navier stokes 方程式。再透過 Broadband noise source model 可以計算出聲場，Broadband noise source model 利用先前所計算出的平均速度、壓力、紊流動能、紊流耗散等數值，可直接計算流場中之聲場強度與噪音源的位置。

第二部份為模擬三維暫態下三種不同速度的速度場與聲場，速度亦為 10m/s、30m/s、50m/s，採用 LES (Large Eddy Simulation) 紊流模式計算流場，其概念為用瞬時的 Navier-Stokes 方程式直接模擬紊流中的大尺度渦流，不模擬小尺度渦流，而小尺度渦流的影響由近似模型來計算。之後使用 Ffowcs Williams-Hawkins Acoustic Analogy 來計算出聲場與頻率的分佈。

2-2 分析假設

本研究使用 $k-\varepsilon$ 和 LES 紊流模式來模擬流場。為了簡化分析，對流場做了以下的假設：

- (1) 空間為三維直角座標。
- (2) 工作流體為空氣，流體性質為牛頓流體(Newtonian Fluid)，黏滯係(Viscosity)為等向性，為不可壓縮紊流流場。
- (3) 流體與物體之界面滿足無滑移條件(Non-slip Condition)。
- (4) 不考慮重力之影響。
- (5) 不做溫度的計算。

2-3 $k-\varepsilon$ 紊流模式

流場的統御方程式有連續方程式、動量方程式、紊流動能方程式、紊流動量消耗方程式，分別如下：

連續方程式：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \tilde{u}_j) = 0 \quad (2-1)$$

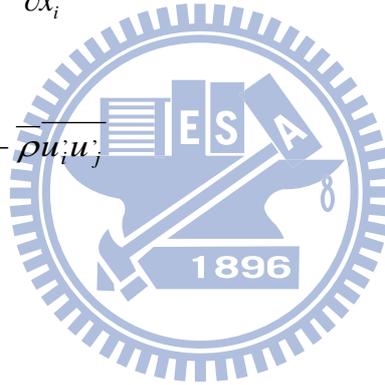
動量方程式：

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \tilde{u}_j u_i - \tau_{ij}) = -\frac{\partial p_s}{\partial x_i} + s_i \quad (2-2)$$

其中：

$$\tau_{ij} = 2\mu s_{ij} - \frac{2}{3}\mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} - \overline{\rho u_i u_j} \quad (2-3)$$

$$s_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2-4)$$



t : Time

x_i : Cartesian coordinate (i=1,2,3)

u_i : Absolute fluid velocity component direction x_i

\tilde{u}_j : $\tilde{u}_j - u_{cj}$, relative velocity between fluid and local(moving) coordinate frame that

moves with velocity u_{cj}

p : piezometric pressure = $p_s - \rho_0 g_m x_m$ where p_s is the static pressure , ρ_0 is reference density , the g_m are gravitational field components and the x_m are coordinates from a datum , where ρ_0 is defined

ρ : density

τ_{ij} : stress tensor components

s_m : mass source

s_i : momentum source components

紊流動能方程式：

$$\frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial t} (\sqrt{g} \rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho \tilde{u}_j k - \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] = \mu_t (p + p_B) - \rho \varepsilon - \frac{2}{3} \left(\mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \rho k \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \quad (2-5)$$

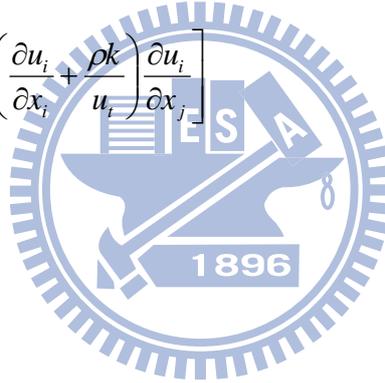
其中：

$$p \equiv 2s_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$$

$$p_B \equiv -\frac{g_i}{\sigma_{h,t}} \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x_i}$$

$$P_{NL} = -\frac{\rho}{\mu} \overline{u_i u_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \left[P - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \frac{\rho k}{\mu_t} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right] \quad (2-6)$$

σ_k 為經驗值。



紊流動量消耗方程式：

$$\frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial t} (\sqrt{g} \rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho \tilde{u}_j \varepsilon - \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \left[\mu_t (p + p') - \frac{2}{3} \left(\mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \rho k \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right] + C_{\varepsilon 3} \frac{\varepsilon}{k} \mu_t p_B - C_{\varepsilon 2} (1 - 0.3e^{-R_t^2}) \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + C_{\varepsilon 4} \rho \varepsilon \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \quad (2-7)$$

其中：

$$\mu_t = f_\mu \frac{C_\mu \rho k^2}{\varepsilon} \quad (2-8)$$

σ_ε , $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$, $C_{\varepsilon 3}$, $C_{\varepsilon 4}$ 為經驗值各係數值如下表所示。

C_μ	σ_k	σ_ε	σ_h	σ_m	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	$C_{\varepsilon 4}$
0.09	1.0	1.22	0.9	0.9	1.44	1.92	-0.33

* $C_{\varepsilon 3}=1.44$ for $p_B > 0$ and is zero otherwise

表 1 $k-\varepsilon$ 紊流模式參數表

2-4 Broadband Noise Source Model

流動造成的噪音上，其頻率通常沒有一特定的峰值，而是散佈成一全頻率的頻譜圖。因此，Broadband Noise Source Model 即對此類問題做模式化的探討，因其寬頻 (Broadband) 的特性，計算上無須以暫態計算壓力變化以得到各頻率之聲壓位準，只要在穩態流場部分計算出壓力差即可求得流場中各部分的聲場強度，接著進一步分析聲源部分並對流場做改善。

由於有別於 FW-H 模型的計算方法，Broadband Noise Model 只須以穩態的 RANS 紊流模型計算出的各種物理量，如平均速度、壓力、紊流強度 (k)、紊流耗散率 (ε) 等，因此計算量比之暫態紊流模式可大幅減少，更增加了其實用性。

Broadband Noise Source Model 一般來說有許多不同的模型，但其理論根據皆是由 SNGR (Stochastic Noise Generation and Radiation) 法為出發點。Proudman 及 Lilley 利用 Lighthill's acoustic analogy 推導出了 Proudman's Formula，可計算單位體積之等向性紊流之聲場強度如下

$$P_A = \alpha \rho_0 \left(\frac{u^3}{l} \right) \frac{u^5}{a_0^5} \quad (2-9)$$

u 和 l 分別代表紊流速度與特徵長度， a_0 則為聲速之大小，而 α 為一常數，以 k 與 ε 的型式改寫後則為

$$P_A = \alpha_\varepsilon \rho_0 \varepsilon M_t^5 \quad (2-10)$$

其中

$$M_t = \frac{\sqrt{2k}}{a_0} \quad (2-11)$$

在噴流的部分，以軸對稱之模型加以修改，則可改寫為

$$P_A(\vec{y}) = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi I(r, \theta; \vec{y}) r^2 \sin \theta d\theta d\varphi = 2\pi r^2 \int_0^\pi I(r, \theta; \vec{y}) \sin \theta d\theta \quad (2-12)$$

因此定義噴流之單位體積之聲壓位準為

$$I(r, \theta; \vec{y}) = \frac{12\rho_0\omega_f^4 L_1 L_2^2 \overline{u_{t1}^2}}{5\pi a_0^5 r^2} \frac{D_{self}}{C^5} + \frac{24\rho_0\omega_f^4 L_1 L_2^4 \overline{u_{t1}^2}}{\pi a_0^5 r^2} \left(\frac{\partial U}{\partial r} \right)^2 \frac{D_{shear}}{C^5} \quad (2-13)$$

其中

$$C = 1 - M_c \cos \theta$$

$$D_{self} = 1 + 2\left(\frac{M}{9} - N\right) \cos^2 \theta \sin^2 \theta + \frac{1}{3} \left[\frac{M^2}{7} + M - 1.5N(3 - 3N + \frac{1.5}{\Delta^2} - \frac{\Delta^2}{2}) \right] \sin^4 \theta$$

$$D_{shear} = \cos^2 \theta \left[\cos^2 \theta + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\Delta^2} - 2N \right) \sin^2 \theta \right]$$

(2-14)

而

$$\Delta = \frac{L_2}{L_1}$$

$$M = \left[\frac{3}{2} \left(\Delta - \frac{1}{\Delta} \right) \right]^2$$

$$N = 1 - \frac{\overline{u_{t2}^2}}{\overline{u_{t1}^2}}$$

$$L_1 = \frac{\left(\overline{u_{t1}^2} \right)^{3/2}}{\varepsilon}$$

$$L_2 = \frac{\left(\overline{u_{t2}^2} \right)^{3/2}}{\varepsilon}$$

$$\omega_f = 2\pi \frac{\varepsilon}{k}$$

在此， $\overline{u_{t1}^2}$ 和 $\overline{u_{t2}^2}$ 由計算中所選擇的紊流模式來決定。

在邊界層的聲場計算上，低馬赫數之紊流邊界層造成之聲源項可由 Curle's integral

求出如下：

$$p'(\vec{x}, t) = \frac{1}{4\pi a_0} \int_S \frac{(x_i - y_i) n_i}{r^2} \frac{\partial p}{\partial t}(\vec{y}, \tau) dS(\vec{y}) \quad (2-16)$$

因此，遠聲聲強可推導得

$$\overline{p'^2} \approx \frac{1}{16\pi^2 a_0^2} \int_S \frac{\cos^2 \theta}{r^2} \left[\overline{\frac{\partial p}{\partial t}(\vec{y}, \tau)} \right]^2 A_C(\vec{y}) dS(\vec{y}) \quad (2-17)$$

A_C 為控制表面之面積， $r \equiv |\vec{x} - \vec{y}|$ ，而 $\cos \theta$ 則是 $|\vec{x} - \vec{y}|$ 與垂直於壁面方向 \vec{n} 之夾角。因此，由物體表面傳遞出之總聲場強度為

$$P_A = \frac{1}{\rho_0 a_0} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \overline{p'^2} r^2 \sin \theta d\theta d\varphi = \int_S I(\vec{y}) dS(\vec{y}) \quad (2-18)$$

其中

$$I(\vec{y}) \equiv \frac{A_C(\vec{y})}{12\rho_0\pi a_0^3} \left[\overline{\frac{\partial p}{\partial t}} \right]^2 \quad (2-19)$$

為了分析流場中之聲源項，線性化之尤拉方程式(LEE)可從 Navier-Stokes 方程式推導出，由分離流場中之各物理量成平均項、紊流項及聲學項等三個部分，並假設聲學項甚小於其他兩項，最後可得以下方程式：

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_{ai}}{\partial t} + U_j \frac{\partial u_{aj}}{\partial x_j} + u_{aj} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_a}{\partial x_i} - \frac{\rho_a}{\rho^2} \frac{\partial P}{\partial x_i} = \\ - \underbrace{U_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} - u'_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j}}_{L_{sh}} - \underbrace{u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}}_{L_{se}} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x_i} - \frac{\partial u'_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u'_j u'_i} \end{aligned} \quad (2-20)$$

其中，下標 a 代表聲學項，而原本的下標則為紊流項。在此方程式中，等號右邊可視為有效之聲源項，由前三項包含了紊流部份為主。前兩項標示為 L_{sh} 者稱為 "shear-noise" 源項，因其包含了平均剪應力的影響，而最後一項標示為 L_{se} 者稱作 "self-noise" 源項，僅有紊流速度的影響。

為了計算出 LEE 之紊流聲源項，紊流流場可由 N 個傅立葉模式總合而成如下

$$\vec{u}(\vec{x}, t) = 2 \sum_{n=1}^N \tilde{u}_n \cos(\vec{k}_n \cdot \vec{x} + \varphi_n) \vec{\sigma}_n \quad (2-21)$$

其中 \tilde{u}_n 、 φ_n 及 $\vec{\sigma}_n$ 分別為波數向量為 \vec{k}_n 之傅立葉模式之振幅、相及單位相量大小。

另外一計算出聲源項之方法為 Lilley's equation。此為一結合了質量與動量守恆之三階可壓縮流波動方程式。當黏滯性項被省略時，方程式可簡化成以下型式：

$$\frac{D}{Dt} \left[\frac{D^2 \Pi}{Dt^2} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(a^2 \frac{\partial \Pi}{\partial x_j} \right) \right] + 2 \frac{\partial u_k}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial x_k} \left(a^2 \frac{\partial \Pi}{\partial x_j} \right) = -2 \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (2-22)$$

其中

$$\Pi = (1/\gamma) \ln \frac{p}{p_0} \quad (2-23)$$

Lilley's equation 可線性化成以下型式：

$$u_i(\vec{x}, t) = U_i(\vec{x}) + u'_i(\vec{x}, t) \quad (2-24)$$

其中 $u'_i(\vec{x}, t)$ 為紊流速度之分量。代入式中可得

$$\begin{aligned} S &\equiv -2 \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \\ &= -2 \frac{\partial U_k}{\partial x_i} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - 2 \underbrace{\frac{\partial u'_k}{\partial x_i} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}}_{\text{Self-Noise}} - 6 \underbrace{\frac{\partial U_k}{\partial x_i} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}}_{\text{Shear-Noise}} - 6 \frac{\partial u'_k}{\partial x_i} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (2-25)$$

2-5 LES 紊流模式

LES 法是將流體物理量區分為大尺度(large-scale)與次格點尺度(subgrid scale (SGS))兩部分。對於大尺度的物理量在 LES 中直接由 Navier-Stokes 方程式求解，而在次格點尺度內的物理量則需要模式化。區分大尺度(large-scale)與次格點尺度(subgrid scale (SGS))的物理量是用過濾(Filter)的方式，過濾後的變數定義為：

$$\bar{\phi}(x) = \int_D \phi(x') G(x, x') dx' \quad (2-26)$$

D:fluid domain

G:filter function

在 Fluent 軟體中，有限體積法所使用的過濾函數為：

$$\bar{\phi}(x) = \frac{1}{V} \int_V \phi(x') dx', x' \in V \quad (2-27)$$

V: 計算網格的體積

G 函數定義為：

$$G(x, x') \begin{cases} 1/V, x' \in V \\ 0, x' \in \text{otherwise} \end{cases} \quad (2-28)$$

經過過濾函數(Filter Function)過濾過的 Navier-Stoke 方程式為：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \bar{u}_i) = 0 \quad (2-29)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \overline{u_i u_j}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2-30)$$

其中 σ_{ij} 定義為：

$$\sigma_{ij} \equiv \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial \bar{u}_l}{\partial x_l} \delta_{ij} \quad (2-31)$$

τ_{ij} 為次格點尺度應力(subgrid-scale stress)定義為：

$$\tau_{ij} \equiv \overline{\rho u_i u_j} - \overline{\rho} \overline{u_i u_j} \quad (2-32)$$

目前大部分的次格點尺度流體剪應力模式(subgrid-scale stress models)是以流體剪應力假設為基礎，其中最常被引用的模式為 Smagorinsky 次格點尺度流體剪應力模式。

在 Smagorinsky model 中，eddy-viscosity 經過以下公式模式化：

$$\mu_t = \rho L_s^2 |\bar{S}| \quad (2-33)$$

L_s : 特徵長度

$$|\bar{S}| \equiv \sqrt{2 \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}} \quad (2-34)$$

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -2 \mu_t \bar{S}_{ij} \quad (2-35)$$

在 Fluent 中， L_s 由以下公式計算得：

$$L_s = \min(kd, C_s V^{1/3}) \quad (2-36)$$

κ : Karman contant

d: 至牆面的最近距離

C_s : Smagorinsky constant

V: 計算網格的體積

2-6 The Ffowcs Williams and Hawkings Model

在 Fluent 中，由 LES 方法算得的結果，經由 FW-H model 計算，再經快速傅利葉轉換，最終可求得聲音的頻譜圖，FW-H 方程式可寫成以下的型式：

$$\frac{1}{a_0^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \nabla^2 p' = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \{T_{ij} H(f)\} - \frac{\partial}{\partial x_i} \{[P_{ij} n_j + \rho u_i (u_n - v_n)] \delta(f)\} + \frac{\partial}{\partial t} \{[\rho_0 v_n + \rho (u_n - v_n)] \delta(f)\} \quad (2-37)$$

u_i = fluid velocity component in the x direction

u_n = fluid velocity component normal to the surface

v_i = surface velocity components in the x direction

v_n = surface velocity component normal to the surface

$\delta(f)$ = Dirac delta funtion

$H(f)$ = Heaviside function

T_{ij} 為 Lighthill stress tensor 定義為：

$$T_{ij} = \rho u_i u_j + P_{ij} - a_0^2 (\rho - \rho_0) \delta_{ij} \quad (2-38)$$

P_{ij} 為 compressive stress tensor

$$P_{ij} = p \delta_{ij} - \mu \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right] \quad (2-39)$$

FW-H 方程式由 free-space Green function ($\delta(g)/4\pi r$) 的面積分推導而來：

$$4\pi p'r(\bar{x},t) = \int_{f=0} \left[\frac{\rho_0(\dot{U}_n + U_{\dot{n}})}{r(1-M_r)^2} \right] dS + \int_{f=0} \left[\frac{\rho_0 U_n \{r\dot{M}_r + a_0(M_r - M^2)\}}{r^2(1-M_r)^3} \right] dS \quad (2-40)$$

$$4\pi p'_L(\bar{x},t) = \frac{1}{a_0} \int_{f=0} \left[\frac{\dot{L}_r}{r(1-M_r)^2} \right] dS + \int_{f=0} \left[\frac{L_r - L_M}{r^2(1-M_r)^2} \right] dS \\ + \frac{1}{a_0} \int_{f=0} \left[\frac{L_r \{r\dot{M}_r + a_0(M_r - M^2)\}}{r^2(1-M_r)^3} \right] dS \quad (2-41)$$

$$U_i = v_i + \frac{\rho}{\rho_0}(u_i - v_i) \quad (2-42)$$

$$L_i = P_{ij}\hat{n}_j + \rho u_i(u_n - v_n) \quad (2-43)$$

2-7 邊界條件

1. 速度進口條件(velocity inlet) :

$$V = V_{in}$$

2. 壓力出口條件(pressure outlet) :

出口壓力設定為一大氣壓。

$$p = p_{atm}, \quad \frac{\partial k}{\partial n} = 0, \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial n} = 0$$

3. 固體邊界(wall) :

壁面設為無滑移條件(no-slip condition)。

$$V = 0$$

2-8 網格設定

計算邊界條件和尺寸如下圖所示，二維模擬網格數約 5 萬，三維模擬網格數約 85 萬。

	$u_0=50\text{m/s}$	$u_0=30\text{m/s}$	$u_0=10\text{m/s}$
d1	500	400	300
d2	200	200	150

單位：mm

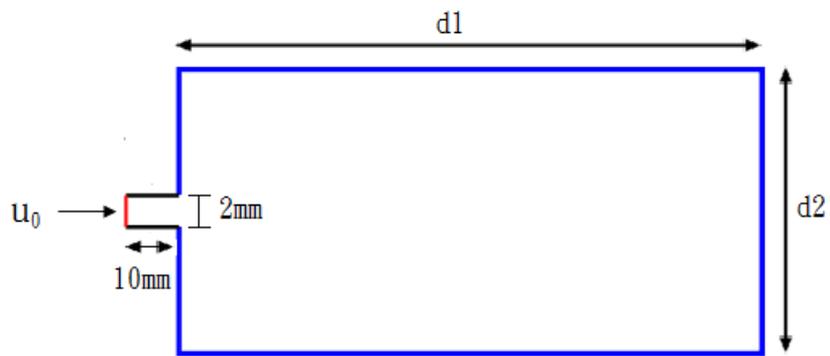


圖 1 尺寸設定圖

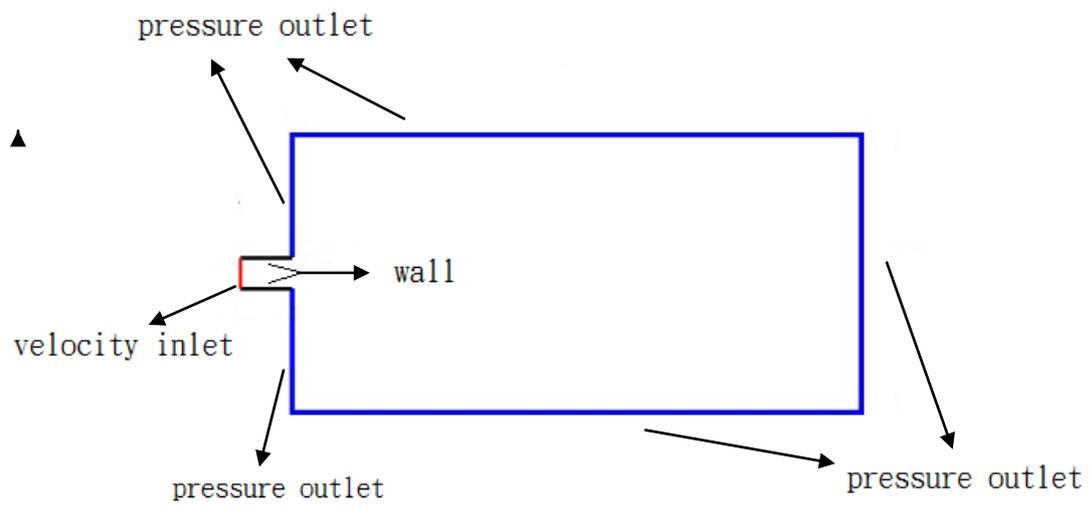


圖 2 邊界條件設定圖

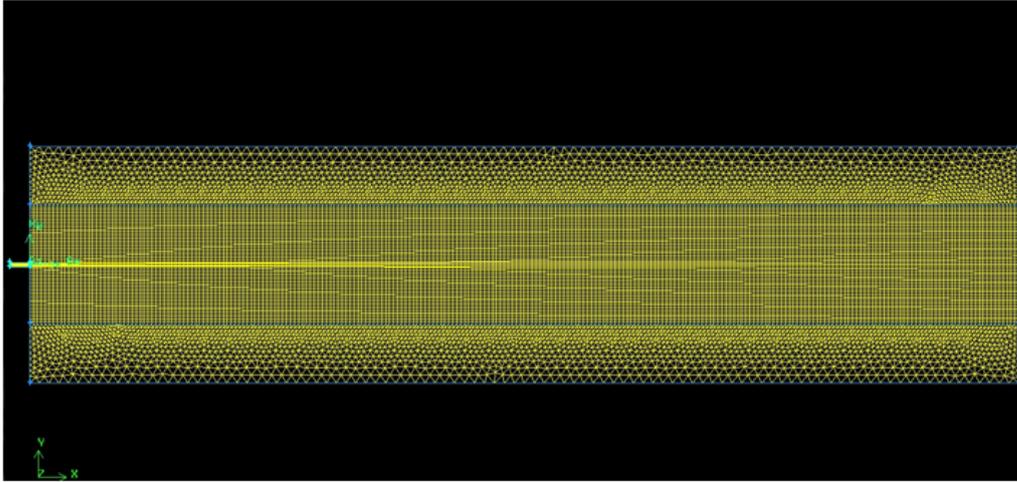


圖 3 二維網格示意圖

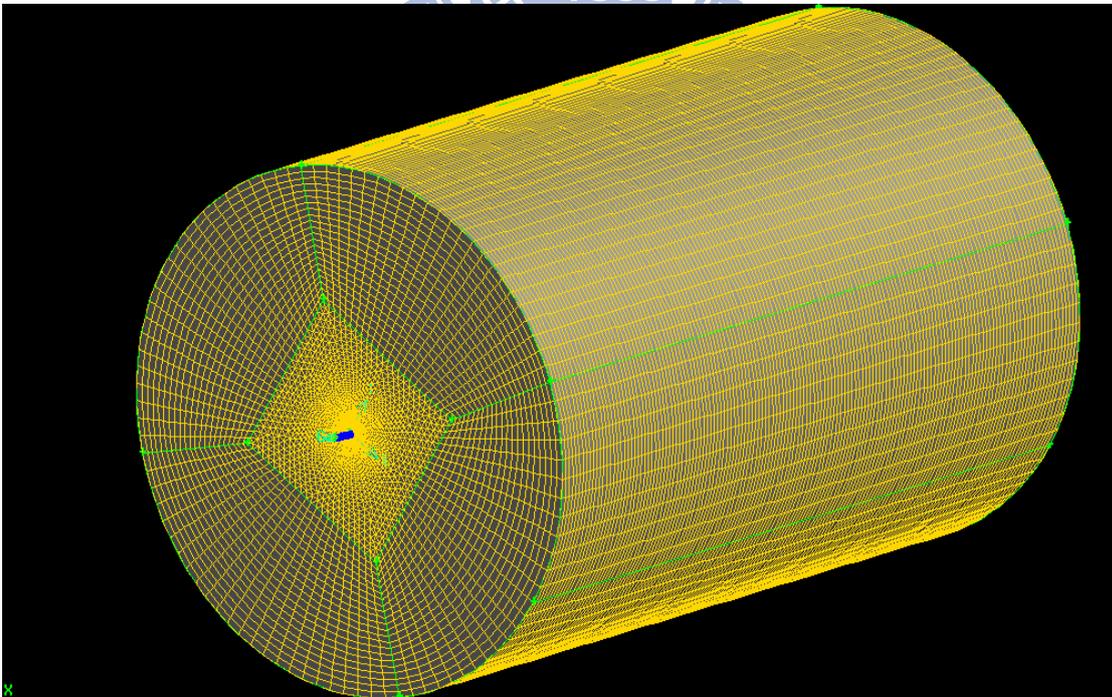


圖 4 三維網格示意圖

第三章 數值方法

3-1 數值方法

本文利用數值方法，求解流場中壓力和速度的變化，此數值方法乃是應用流體力學輔助軟體 Fluent 作為計算平台，運用紊流 $k-\varepsilon$ 模式及 LES 紊流模式，解三維穩態 Navier-Stokes equations，並利用有限容積法(finite-volume)以及分別用 SIMPLE 演算法計算穩態流場與 PISO 演算法來計算暫態流場，物理變數定義於每個控制容積中心做積分而求得。

有限體積法的守恆方程式(conservation equations)可表示如下：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \text{div}(\rho\vec{u}_r\phi - \Gamma_\phi \text{grad}\phi) = s_\phi \quad (3-1)$$

其中 $\vec{u}_r = \vec{u} - \vec{u}_c$ 為流體速度 \vec{u} 與局部速度 \vec{u}_c 之相對速度， ϕ 為任意相關變數， Γ_ϕ 和 s_ϕ 分別為擴散係數(diffusion)和來源係數(source)。

將(3-1)式積分後可得：

$$\frac{d}{dt} \int_{V_p} \rho\phi dV + \sum_j \int_{S_j} (\rho\vec{u}_r\phi - \Gamma_\phi \text{grad}\phi) \cdot d\vec{S} = \int_V s_\phi dV \quad (3-2)$$

T_1
 T_2
 T_3

根據 (3-2)式，對各項作離散：

1. 擴散項(diffusion terms)

$$T_2 \approx \sum_j (\rho\vec{u}_r\phi \cdot \vec{S})_j - \sum_j (\Gamma_\phi \overline{\text{grad}\phi} \cdot \vec{S})_j \equiv \sum_j C_j - \sum_j D_j \quad (3-3)$$

擴散項用中點近似法可用下列來表示：

$$D_j \approx \Gamma_{\phi,j} \left[f_j^l (\phi_N - \phi_P) + \left\{ \overline{\text{grad}\phi} \cdot \vec{S} - f_j^l \overline{\text{grad}\phi} \cdot \vec{d}_{PN} \right\}_j \right] \quad (3-4)$$

其中 f_j 為幾何因子， \vec{d}_{PN} 為 P 到 N 之向量， $\Gamma_{\phi,j}$ 為面擴散係數。

2. 來源項(source term)

$$T_3 \approx s_1 - s_2 \phi_p \quad (3-5)$$

3. 對流項(convection term)

對流項以 Upwind Differencing Scheme 處理，根據(3-3)式的推導，對流項可由下列表示：

$$C_j^{UD} \equiv F_j \begin{cases} \phi_p & , F_j \geq 0 \\ \phi_{N+} & , F_j < 0 \end{cases} \quad (3-6)$$

其中

$$F_j \equiv (\rho \vec{u}_r \cdot \vec{S})_j \quad (3-7)$$

F_j 為通過面 j 和 ϕ_j 的質通量如圖 3-3 所示，輔助值 ρ 和 Γ 由線性內插得到。

綜合上述，(3-2)式可表示為：

$$\frac{(\rho V)^n - (\rho V)^0}{\delta t} + \sum F_j = 0 \quad (3-8)$$

或

$$A_p \phi_p^n = \sum_m A_m \phi_m^n + s_1 + B_p \phi_p^o \quad (3-9)$$

和

$$A_p \equiv \sum_m A_m + s_2 + B_p \quad (3-10)$$

其中

1. A_m 為對流或擴散的影響。
2. 計算通量為所有相鄰點的總和。
3. $B_p \equiv (\rho V)^o / \delta t$

3-2 PISO 數值計算

1. 基本方程式：

(1)有限容積動量方程式：

$$A_p u_{i,p}^n = H(u_{i,m}^n) + B_p^0 u_{i,p}^0 + s_1 + D_p (P_{N+}^n - P_{N-}^n) \quad (3-11)$$

其中

$$H(u_{i,m}) \equiv \sum_m A_m u_{i,m} \quad (3-12)$$

而 $D_p (P_{N+}^n - P_{N-}^n)$ 近似於有限容積法的壓力梯度 $\partial p / \partial x_i$ ， D_p 為幾何係數，如圖

3-4。

(2)有限容積連續方程式：

$$B_p^n - B_p^0 + \sum_j (\rho^n u_j^n S_j) = 0 \quad (3-13)$$

u_j 為格點單位面積 S_j 的正向速度

為了計算質通量(mass flux)以及推導壓力方程式，方程式改用點表示法，

由(3-11)式可推導出：

$$\bar{A}_p u_j^n = \bar{H}(u_{i,m}^n) + \bar{B}_p^0 u_{i,p}^0 + \bar{s}_1 + \bar{D}_p (P_p^n - P_{N+}^n) \quad (3-14)$$

將(3-14)式代入(3-13)式可推導出壓力方程式：

$$A_p P_p^n = \sum_m A_m P_m^n + s_1 \quad (3-15)$$

其中 s_1 為來源項(source term)，為點速度 u_i^n 和 u_i^0 的函數。

2. 解析過程：

(1)預測計算階段(predictor term)：

$$A_p u_{i,p}^{(1)} = H(u_{i,m}^{(1)}) + B_p^0 u_{i,p}^0 + s_1 + D_p (P_{N+}^{(0)} - P_{N-}^{(0)}) \quad (3-16)$$

其中 $P^{(0)}$ 為剛開始計算時的壓力值，初步暫時解 $u_j^{(1)}$ 可由方程式(3-14)得到。

(2) 第一次修正計算階段(first corrector stage)：

動量方程式的運算可用以下表示：

$$A_p u_{i,p}^{(2)} = H(u_{i,m}^{(1)}) + B_p^0 u_{i,p}^0 + s_1 + D_p (P_{N+}^{(1)} - P_{N-}^{(1)}) \quad (3-17)$$

壓力方程式可表示為：

$$A_p P_p^{(1)} = \sum_m A_m P_m^{(1)} + s_1 \quad (3-18)$$

可解得壓力場 $P^{(1)}$ ，其中 s_1 為已知點速度 $u_i^{(1)}$ 和 $u_i^{(0)}$ 的函數，下次運算速度 $u_i^{(2)}$ 和 $u_j^{(2)}$ 可以(3-17)計算得到。

(3) 外加修正計算階段(additional corrector stage)

$$A_p u_{i,p}^{(q+1)} = H(u_{i,m}^{(q)}) + B_p^0 u_{i,p}^0 + s_1 + D_p (P_{N+}^{(q)} - P_{N-}^{(q)}) \quad (3-19)$$

$$A_p P_p^{(q)} = \sum_m A_m P_m^{(q)} + s_1 \quad (3-20)$$

$q=1, 2, 3, \dots$ 為修正計算等級，其中 A_p 為常數，只要增加 q 值即可完成數值解析得到的近似值。

第四章 結果與討論

第一節 噴嘴流場之聲源強度分析

首先以二維及三維穩態 $k-\varepsilon$ 紊流模式來做 Broadband Noise source Model 分析，比較不同噴口速度之噴嘴流場及壓力場變化對聲場之影響。

以 10m/s 和 30m/s 的噴口速度，分別模擬上下寬度 120mm、180mm 以及 240mm 的情況並比較。由圖 5、6 及圖 7 看出，在噴口速度為 10m/s 時，模擬範圍大小的不同，會些微的影響速度場的發展。圖 5 顯示模擬範圍寬度不足時，速度場圖形前端兩翼會偏前，圖 6 中寬度加寬後，速度場圖形前端兩翼呈現垂直，圖 7 中的寬度已可使速度場完全發展，速度場圖形前端兩翼呈現向後擺的情況，由此可知，模擬範圍寬度的不同，會不同程度的影響速度場發展的情況。

再看圖 8、圖 9 及圖 10，發現三者的聲場分佈情況相似，最大的分貝數皆發生在噴口出口處的周圍，由於噴流噴出後，與原先靜止的空氣有極大的速度差，故於出口處噴流的周圍形成嚴重的亂流區，因此會有最大音量的存在。另一方面也可知道，模擬範圍一旦足夠讓聲場完全發展，再加大空間並不會影響聲場，故圖 8、圖 9、圖 10 中，三者最大分貝數差異小於 1%。

由速度為 30m/s 的情況下(圖 11、圖 12、圖 13)可發現，模擬空間的寬度一旦達到一定程度時，對於速度場的發展影響較小。由圖 11 發現寬度為 120mm 時，遠流場的發展相較於 180mm 和 240mm 較為集中，圖 12、圖 13 的速度場後半部呈現正常的漸擴型，且速度場的分佈幾乎是完全相同。由速度分別為 10m/s 和 30m/s 的測試中，可發現模擬範圍寬度對於速度場的影響相較於聲場來說是較小的。

比較圖 14、圖 15 及圖 16 發現，120mm 寬度的聲場最高分貝值較其他寬度的高出了約 2.5dB 為最大的 86.7dB，其次為 180mm 寬度的聲場 84.4dB，240mm 寬度的聲場音量最小為 84.4dB，聲場強度和模擬範圍寬度有呈反比的趨勢，但在 120mm 至 240mm 的

範圍內，還不至於造成極大的誤差。另一方面，於圖 14 中可觀察到於噴流出口附近的聲場發展較為不同，多了一層魚尾鰭型狀的聲場同位線，圖 15 與圖 16 的聲場圖中並沒有這一層，因此有可能是因寬度的不同造成在噴嘴出口附近不同的聲場發展，寬度較小會造成噴嘴出口附近有較強的聲場強度。

其次比較不同模擬範圍的長度，固定寬度為 240mm 速度為 30m/s，更變長度為 150mm、300mm、500mm 以及 800mm，結果由圖 17、圖 18、圖 19 及圖 20 顯示。圖 17 中，150mm 長的聲場發展較不完全且最大分貝值也最低，圖 18、圖 19 的聲場強度為其次，圖 20 中有最大的聲場發展空間，也有最大的分貝值。由此發現，在模擬的過程中，模擬範圍的長度必須足夠，否則長度不足的影響會比寬度不足的影響還要大，造成精準度較低的情況，但是過長的空間也將面臨浪費電腦資源的問題。

接著於確認對稱面的正確性方面，使用了 10m/s、30m/s 和 50m/s 的速度分別做驗證，圖 21 與圖 22 顯示在噴口速度為 10m/s 的情況下，使用對稱面後最大 dB 值僅有 1dB 的差異；圖 23 與圖 24 顯示速度為 30m/s 的情況下，使用對稱面後最大 dB 值有近 3dB 的差異；圖 25 與圖 26 顯示速度在 50m/s 的情況下，使用對稱面後 dB 值差異小於 1dB，都僅存在微小的差異，故於將來需要大量網格的複雜模擬中，可以考慮使用對稱面來達到節省網格的目的。

綜合以上可知，模擬範圍寬度過窄，模擬出的聲場大小會有偏高的情況；模擬範圍長度方面，聲場的強度有隨長度增大而增強的趨勢，故於未來計算時，模擬範圍最好還是能將聲場盡可能的包含住，以達最佳的精確度。

觀察各不同雷諾數之噴嘴可發現，在噴嘴速度為 10m/s 時，由圖 10 可知，最大聲場強度為 48.7dB，而速度為 30m/s 時，圖 16 顯示聲場強度增加為 84dB，到了速度為 50m/s 時，圖 25 可看出聲場強度則為 106dB。隨著速度增加，噴嘴造成的噪音也隨之增加。而在聲場強度圖的分佈方面，以入口速度為 30m/s 為例，圖 16 中一開始的入口管道處聲場強度極小，這是因為此段噴流速度沒有被外界影響而減弱造成速度與壓力梯度。另外由於壁面摩擦力的影響，從圖 13 可看出，在入口管道的上下兩側會產生一速

度邊界層，造成此處的聲場強度有些微上升。

另一方面由速度場及壓力場圖可知，由於噴流由噴嘴衝出後進入一大氣壓力之空間，在噴流上下兩測之速度場會急遽減小到零，而壓力場也隨之由高壓降至低壓，在此造成非常大之壓力梯度面，而壓力差正是造成氣動噪音之主要因素。由圖 27、圖 28 及圖 29 可看出，在壓力梯度極大之處，正好是聲場強度最強之位置。相對之下，觀察噴流出口正面衝出之位置，雖然此處為噴流與外界直接撞擊之處，但因為在此方向之速度與壓力皆以平緩的梯度漸趨為零，因此在聲場強度部分反而沒有上下兩側來的大。觀察局部之流場與聲場圖，如圖 30 及圖 31，當噴嘴速度為 50m/s，可明顯看出在噴嘴出口處速度由 50m/s 降為 5m/s 之處，聲場強度達到最大的 100dB 左右。

接著觀察三維穩態流場與聲場之結果，圖 32 為 50m/s 之三維噴嘴速度場圖，可看出與二維結果呈現一樣的分佈情形。而圖 33 及圖 34 為 50m/s 之三維局部速度場與聲場圖，與二維相同在速度梯度最大的位置同時也是聲場強度最大的位置，另外從聲場整體的等高線圖可看出，聲場之強弱分佈與速度及壓力分佈是呈現相同的模式，因此可確定速度差與壓力差就是造成氣動噪音之主因。

第二節 噴嘴流場之聲強頻譜分析

在此以三維暫態 LES 紊流模式紊流強度 10% 來觀察三種不同雷諾數下，速度場與壓力場隨著時間之變化，並比較不同噴嘴速度時，壓力波之改變。最後由不同雷諾數下，對於噴嘴出口處做聲強頻譜之分析，以決定噴嘴氣動噪音之主因。

在速度場之部分，當時間 $t=0.00125$ 秒時，流體剛流出噴嘴出口之外界，圖 35、圖 36 及圖 37 分別為噴嘴速度為 10m/s、30m/s 及 50m/s 之速度場圖。當速度為 10m/s 時，流場很穩定的流出噴嘴，但由圖可看出當速度提升到 30m/s，流體已開始呈現不穩定的現象，產生了速度的不連續現象，速度由出口處先減少又再增加，這是由於紊流的渦流而造成。另外當速度為 50m/s 時，可更明顯看出流體開始出現不對稱的情形，由此可知噴流速度越高時，紊流強度會越大。

接下來隨著時間的變化，當時間 $t=0.01$ 秒時，觀察圖 38、圖 39 及圖 40，分別為噴嘴速度為 10m/s、30m/s 及 50m/s 之速度場圖。當速度為 10m/s 時，也開始呈現了上下不對稱的現象，代表紊流以漸漸形成，另外速度為 30m/s 及 50m/s 的噴嘴流場，速度等高線圖也很明顯開始向外不對稱的擴散，但是主流的部分還是維持穩定向前流動的趨勢。

最後觀察當時間 $t=0.04$ 秒時，圖 41、圖 42 及圖 43，分別為噴嘴速度為 10m/s、30m/s 及 50m/s 之速度場圖。當速度為 10m/s 時，流場的狀況與 $t=0.01$ 秒時之噴嘴速度 50m/s 極為相似，代表到了時間 $t=0.04$ 秒，噴嘴速度 10m/s 之流場也明顯轉變為紊流的狀態並向外不對稱擴散。而從噴嘴速度為 30m/s 及 50m/s 的速度場來看，兩者的流場狀況極為相似，皆已達到穩定的紊流狀態，主流速度等壓線為 30m/s 及 50m/s 的部分不再向前延伸，而是向外不對稱擴散。由此可知當噴嘴速度為 10m/s 之紊流強度甚小於速度為 30m/s 及 50m/s 之噴嘴速度，也代表了氣動噪音也會較低，符合二維穩態紊流之結果。

圖 44、圖 45 及圖 46 分別為噴嘴速度為 10m/s、30m/s 及 50m/s 隨時間變化之速度場圖。由此可明顯看出當噴嘴流場之主流速度在到達一定時候後即不再變化，而紊流造成的速度梯度會持續變化，此即為氣動噪音的生成原因。而比較速度 10m/s 與 50m/s 的

噴嘴，在紊流強度部分 50m/s 甚大於 10m/s 之噴嘴，因此 50m/s 之噪音也會甚大於 10m/s 之噪音。

接下來比較各噴嘴速度之壓力場變化，當時間 $t=0.00125$ 秒時，流體剛流出噴嘴出口之外界，圖 47、圖 48 及圖 49 分別為噴嘴速度為 10m/s、30m/s 及 50m/s 之壓力場圖。當速度為 10m/s 時，壓力波由噴嘴噴出，由一紅色正壓往前進，後續跟隨著一藍色負壓，此為噴流之紊流特性所造成。當速度提升到 30m/s 時，壓力波的範圍隨之變大，並且壓力波的數量也增加。最後當速度為 50m/s 時，壓力波範圍比之 30m/s 更大，數量也更多，並且可稍微看出壓力波開始有上下分佈的情形，與速度場一樣出現上下不對稱的情形，由此可知噴流速度越高時，紊流強度會越大。

接下來隨著時間的變化，當時間 $t=0.01$ 秒時，觀察圖 50、圖 51 及圖 52，分別為噴嘴速度為 10m/s、30m/s 及 50m/s 之壓力場圖。當速度為 10m/s 時，壓力波的範圍減小，這是由於由噴嘴處噴出之高壓流體的能源已漸漸減弱，同時也開始呈現了上下不對稱的現象，代表紊流的現象也漸漸形成。另外速度為 30m/s 的噴嘴流場，壓力波的範圍比起 $t=0.00125$ 秒時也相對減少，並且轉變成許多的小壓力波正負上下交錯出現。而在噴流的最前端，壓力波開始有潰散的情形，代表了紊流造成的影響逐漸出現。而速度為 50m/s 的噴嘴流場也有一樣的情形，但是壓力波範圍稍大於 30m/s 之噴嘴，這是因為 50m/s 噴嘴之高壓流體的能源比 30m/s 還高，因此壓力波消散的速度也較慢。

觀察當時間 $t=0.04$ 秒時，圖 53、圖 54 及圖 55，分別為噴嘴速度為 10m/s、30m/s 及 50m/s 之壓力場圖。當速度為 10m/s 時，幾乎已看不到明顯的壓力波，僅在等高線圖上可分別出正負壓的分佈。而從噴嘴速度為 30m/s 的壓力場來看，最前端的壓力波比起 $t=0.01$ 秒時的位置相去不遠，而壓力波潰散的情況也更加明顯，已達到一穩定的紊流狀態。而噴嘴速度為 50m/s 之壓力場圖，最前端的壓力波比起 $t=0.01$ 秒時更為的向前推進，這是因為 50m/s 之噴流之能源較高，使壓力波可推進至更遠處，但是相比之下，壓力波潰散的情況也一樣明顯，也是達到了一穩定的紊流狀態。

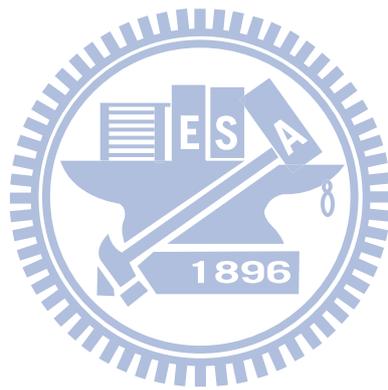
圖 56、圖 57 及圖 58 分別為噴嘴速度為 10m/s、30m/s 及 50m/s 隨時間變化之壓力

場圖。由此可明顯看出當噴嘴流場之壓力波在一開始會最大，隨之時間的變化，壓力波逐漸變小，並且由於紊流的影響，呈現上下交錯的壓力波，而壓力波的潰散代表了高壓流體的能量逐漸耗散。比較不同速度大小的噴嘴，可明顯看出速度越大之噴流，壓力波的範圍也越大且數量也越多，而氣動噪音生成的為壓力變化所造成，由此可知當壓力變化越明顯的流場，噪音值也會越大。另一方面來說，在噴流的壓力場中可觀察到許多大小不一的壓力波交互作用，代表了紊流造成的聲場是一種寬頻聲源，即從最低頻到最高頻區段皆有聲音的產生，因為不斷變化的大小不同的壓力波就是造成聲場中不同頻率噪音的主因。

比較不同噴嘴速度之聲場頻譜圖，在此接收點選擇為噴嘴出口之中心位置，以得到最高之噴嘴噪音。圖 59、圖 60 及圖 61 分別代表噴嘴速度為 10m/s、30m/s 及 50m/s 之聲場頻譜圖。其中橫軸為頻率，縱軸為聲壓位準，其代表意義為各頻率之聲壓位準大小。一般來說在結構噪音方面，由於結構噪音為一窄頻噪音，藉由觀察聲場頻譜圖中各峰值的頻率位置，即可針對各頻率的噪音源做控制來達到減噪的效果。但是以氣動噪音來說，由於氣動噪音是流體內應力及流體與固體邊界之剪應力造成，在紊流流場中之各大小渦流皆為噪音產生的位置，因此氣動噪音為一寬頻噪音，並無一特殊的峰值頻率，較難對噪音源做減噪的動作。因此由圖中可看出隨著噴嘴速度的增加，各頻率的聲壓位準也隨之提高。但是由於紊流流場的不穩定性，當噴嘴速度不同時所造成的流場與壓力場變化極大，因此整體的聲壓位準峰值並不是線性提高，而是不規則的整體上升。

為了決定一寬頻噪音源之實際聲壓位準，可由式(2-34)所求得，此計算方法為把各頻率之聲壓位準轉換為線性尺度後再相加，最後在以自然對數的方式取得實際人耳可聽到的噪音。由圖 59、圖 60 及圖 61 我們可得到當噴嘴速度為 10m/s、30m/s 及 50m/s 時，相對應的總聲壓位準為 74.4dB、90.8dB 及 100.9dB。由於聲壓位準為對數尺度，因此可比較出噴嘴速度為 50m/s 之噪音大於 30m/s 之噪音，而噴嘴速度為 30m/s 之噪音甚大於 10m/s 之噪音。與前述之各噴嘴速度之壓力波的大小做比較，當噴嘴速度為 50m/s 之壓力波範圍大於 30m/s 之壓力波範圍，而噴嘴速度為 30m/s 之壓力波範圍甚大於 10m/s 之

壓力波範圍，因此可發現壓力波即為聲場中之聲音的來源。



第三節 噴嘴噪音之改善分析

由於噴嘴之噪音產生原因主要是在噴嘴出口之邊緣處，流體由噴嘴噴出至外界時，噴流之最外側與外界交互作用產生之速度與壓力邊界層之厚度影響。因此當邊界層之厚度越小，噴流之速度與壓力快速降低為零，產生極大之壓力擾動就會造成極大之噪音源。如要改善噴流噪音，最佳方法即為減小噴流出口處與外界之壓力梯度，可在噴嘴外圍多加一低速噴流層，使噴流速度場與壓力場與外界大氣之變化程度減少，以降低聲源項之壓力擾動來抑制聲場強度。

為了在噴嘴外加裝一低速噴流層，將先以二維穩態 $k-\varepsilon$ 紊流模式做 Broadband Noise source 之分析，比較低速噴流層對流場與聲場的影響。最後再以三維暫態 LES 紊流模式分析低速噴流層所造成的速度變化與壓力變化，並以 F W-H 模式計算聲場頻譜圖，觀察加裝低速噴流層後對於各峰值頻率的影響。

在二維模型方面，如圖 62 所示，在主噴嘴的上下兩測各加上一副噴嘴，直徑為 0.5mm。為了比較原始噴嘴模型與修正後之減噪模型之聲強，首先在主噴嘴以 30m/s 之噴流而副噴嘴以 20m/s 之噴流進行模擬。圖 63 與圖 64 為修正模型之局部速度場圖與局部聲場圖，在此可看到在速度場方面在噴嘴出口處由於副噴嘴為 20m/s 之噴流，主噴嘴之流體流出後不會直接接觸到外界靜止流體，而是多了一層緩衝的副噴流，因此速度梯度較為平緩。與原始噴嘴模型比較，如圖 65 與圖 66 分別為原始模型之局部速度場圖與局部聲場圖，可發現速度場方面在出口處原始模型梯度變化較為明顯，也造成聲場部分最大聲源產生的位置向後延伸，且聲場強度明顯下降。

為了驗證修正模型的效果，另外以一極小的副噴嘴速度 3m/s 與原始模型比較，如圖 67 與圖 68 分別為修正模型之局部速度場圖與局部聲場圖。觀察圖 65 與圖 66 之原始模型可發現，當副噴嘴速度為 3m/s 時，噴嘴出口處之速度梯度沒有減緩，反而些許增加。這是因為在原始模型中，主噴嘴之出口處噴流帶動周圍流體自然產生一速度邊界層，即為速度梯度變化層，當副噴嘴速度過小時，反而強迫主噴嘴之高速流體與副噴嘴之極低速流體交互作用而減小了速度邊界層的範圍，造成速度急遽下降。從局部聲場圖

中也可看出，在副噴嘴速度為 3m/s 時，最大聲源位置稍微向後延伸，但是由於速度梯度上升，最大聲強也些微增加，沒有達到減噪的結果。

在此測試了各種不同速度之副噴嘴速度大小，並與原始模型做比較，如表 2 所示。可看出當副噴嘴為 3m/s 時，聲強上升了 5.5%，隨著副噴嘴速度增加，當速度達到 10m/s 時，聲強下降了 3.8%，已達到初步減噪的效果。當副噴嘴之速度為 20m/s 時，減噪效果為最高的 10.2%。最後當副噴嘴速度提高到 28m/s 時，減噪效果只剩 2.43%。這是由於副噴嘴速度過大時，反而會開始增強主噴嘴之能量造成減噪效果下降。由此可知，加裝一副噴嘴來做減噪的修正模型，需考慮主副噴嘴之速度大小與及噴嘴直徑之比例，這些都會影響速度邊界層的厚度。

以三維 LES 紊流模式模擬加裝副噴嘴之修正模型，在主噴嘴外測增加一同心圓外環，厚度為 0.5mm，如圖 75 所示。噴嘴部分的邊界條件一樣是以主噴嘴 30m/s、副噴嘴 3m/s 及 20m/s 做比較。

圖 70 及圖 71 分別代表副噴嘴速度為 3m/s 及 20m/s 時，時間 $t=0.038$ 秒之速度場圖。由圖 70 可發現在主噴嘴出口處，由於副噴嘴只有 3m/s，因此形成極大的速度梯度層，而在圖 71 的副噴嘴有 20m/s，速度梯度就顯的較為平緩。具有副噴嘴速度 20m/s 的狀況(圖 71)與原始模型(圖 72)相較之下，速度梯度較小，因此副噴嘴速度 20m/s 之噴嘴模型將會有效達到減噪的效果。另外比較圖 70 與圖 72，兩者速度梯度相似，但是副噴嘴速度 3m/s 之速度梯度在流動方向衰減較快，代表此處的速度梯度也會造成噪音的產生。

圖 73 與圖 74 分別代表副噴嘴速度為 3m/s 及 20m/s 時，時間 $t=0.038$ 秒之壓力場圖。比較圖 75 為原始模型在 $t=0.038$ 秒之壓力場圖，可發現當增加副噴嘴時，壓力波由原本原始模型的上下交錯出現轉變為互相纏繞的壓力波。另外觀察壓力波開始潰散的位置可發現，修正模型的壓力波比原始模型的壓力波提早許多就開始潰散，代表高壓噴流的能量由於副噴嘴的影響迅速耗散，如此的確可達到減噪的目的。比較圖 73 與圖 74，副噴嘴速度為 3m/s 之壓力波範圍小於 20m/s 之壓力波範圍，這是由於副噴嘴的低速流限制了主噴嘴向外擴散的速度，因此速度梯度升高而壓抑了壓力波的範圍，使能量被局限在

噴流中央不易耗散，造成副噴嘴速度為 3m/s 之聲壓位準會略高於 20m/s 之聲壓位準。

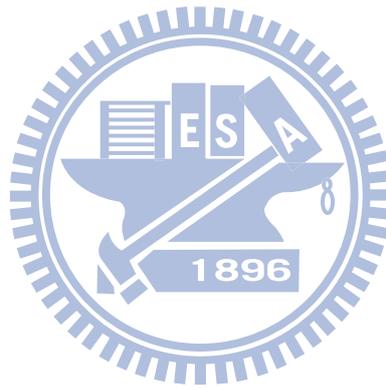
比較不同副噴嘴速度之聲場頻譜圖，在此接收點選擇為噴嘴出口之中心位置，以得到最高之噴嘴噪音。圖 76 及圖 77 分別代表副噴嘴速度為 3m/s 及 20m/s 之聲場頻譜圖，而相對應的總聲壓位準為 91.1dB 及 85.9dB。與原始模型之總聲壓位準為 90.8 相比，修正模型在副噴嘴速度為 2m/s 時略高於原始模型，而副噴嘴速度為 20m/s 則低於原始模型，符合前述在速度與壓力場之變化，由此可知在噴嘴外圍加裝一副噴嘴對於減噪確實有實質的效果。

之後欲找出三種速度下，尺寸比例與副管速度的最佳化參數，主管與副管尺寸的比列示圖如圖 68 所表示。於表 3 中的數據可看出，主管速度為 10m/s，在 D:d 為 10:4 且副噴嘴速度為 5m/s 時，有最佳的減噪效果，降幅有 26%；於表 4 中的數據可以看出，主管速度為 30m/s，在 D:d 為 10:6 且副噴嘴速度為 15m/s 時，有最佳的減噪效果，降幅有 9.3%；於表 5 中的數據可以看出，主管速度為 50m/s，在 D:d 為 10:6 且副噴嘴速度為 25m/s 時，有最佳的減噪效果，降幅有 14%，此外有個共通點，即副管速度為主管速度一半時，會有最佳的減噪效果，主要因為作為靜止與主管流體的最佳緩衝速度，即是其平均速度。

Dimitri 和 Marco 在[16]中，以實驗的方式量測噴嘴的噪音值，頻譜圖結果為圖 85，管徑規格若以圖 78 表示則圖 79-a 中 COAX1 之 D:d 為 6:1、COAX2 之 D:d 為 3:1，其結果顯示 COAX1 的各頻率噪音值相較於未加副噴嘴的模型(SINGLE)下降約 3.5%至 7%；COAX2 的各頻率噪音值相較於未加副噴嘴的模型(SINGLE)下降約 5%至 11%。將本文中之模擬結果對照之(表 5)，取 D:d 比例較接近的 10:2 與 10:4 相比，噪音值降幅 7.8%與 10.8%與文[16]的結果接近，因此也更確定主副噴嘴的管徑比例會影響減噪的效果。圖 79-b 的黑線為截取圖 79-a 的 SINGLE 和 COAX2 頻率從 0 至 25kHz 的部份，藍線為 50m/s 下原始模型之模擬頻譜結果，紅線為修正模型(10:6)之模擬頻譜結果，相比較之下可知，無論是引用論文中實驗的結果還是模擬結果，Dual-Stream Jet 的修正模型除了造成接收點之噪音值下降外，頻譜的高低頻之分貝值也是較低，而高低頻的分貝值均較原本低也是

造成減噪結果的原因。

進一步探討副噴嘴管徑較大時減噪效果為何會比副噴嘴管徑較小好，故加大比例差距模擬比較管徑比 10:6 與 10:2 的情況，圖 80 為主噴嘴速度 50m/s 副噴嘴 25m/s 狀況下，管徑比 10:6 與 10:2 之頻譜圖，可得知管徑比 10:2 的噪音分佈，相較於管徑比 10:6 除了具有週期性的尖峰分貝值外，高頻部份分貝值平均亦較管徑比 10:6 高。此外比較圖 81 和圖 82，管徑比 10:2 的渦流強度明顯比管徑比 10:6 要強，而此亦是造成噪音值較大的主因。



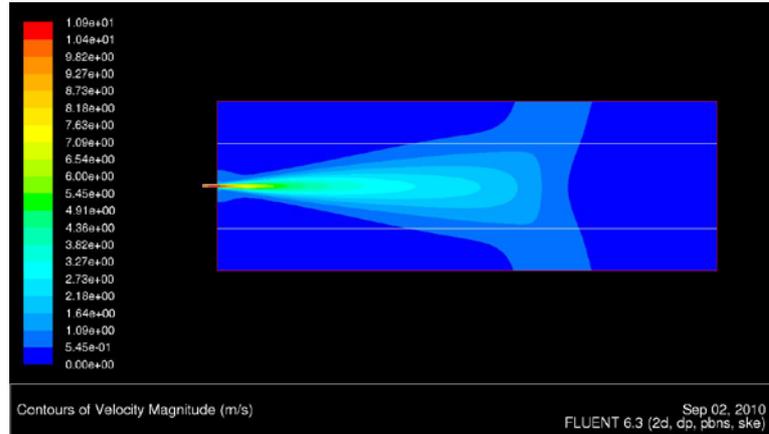


圖 5 10m/s 120mm 寬 速度場圖

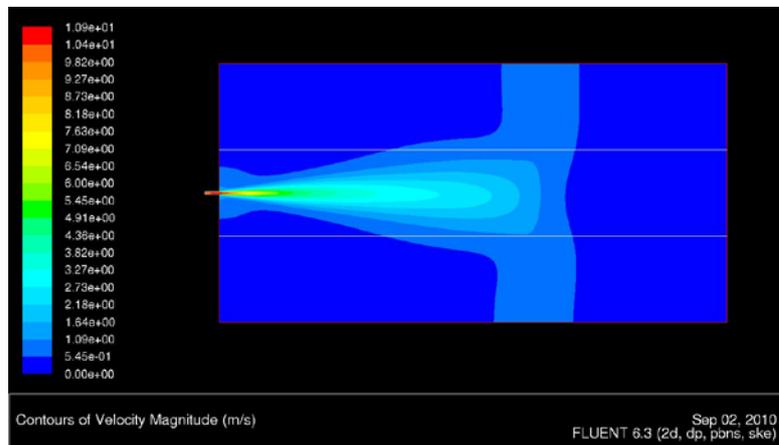


圖 6 10m/s 180mm 寬 速度場圖

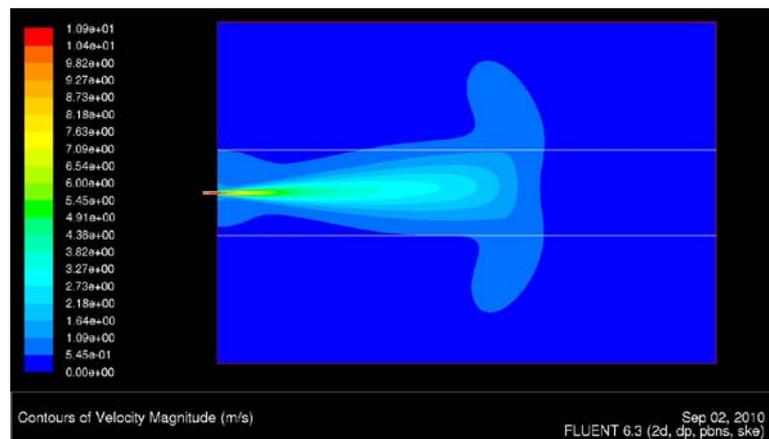


圖 7 10m/s 240mm 寬 速度場圖

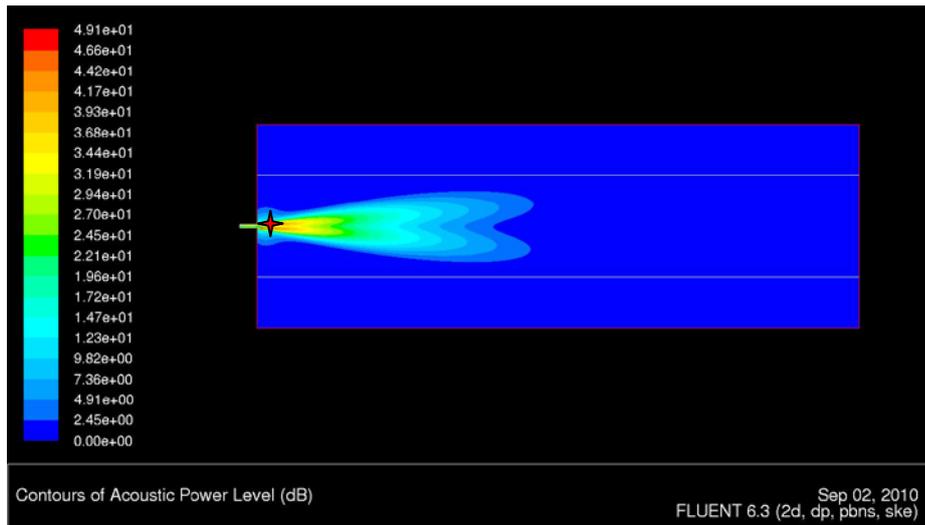


圖 8 10m/s 120mm 寬 聲場圖

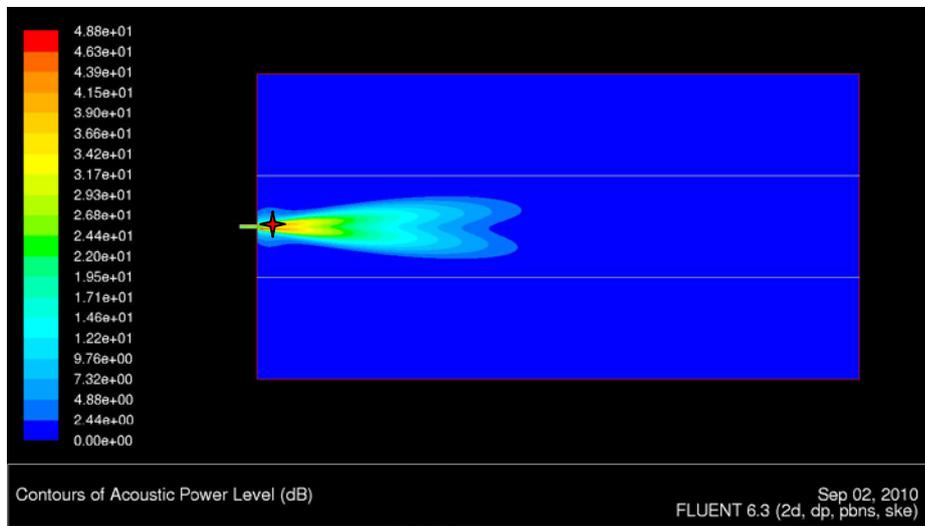


圖 9 10m/s 180mm 寬 聲場圖

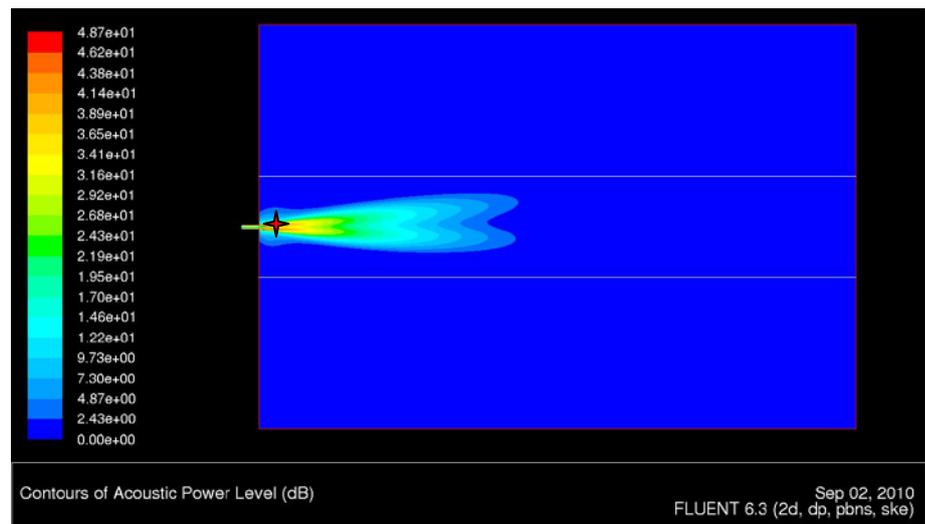


圖 10 10m/s 240mm 寬 聲場圖

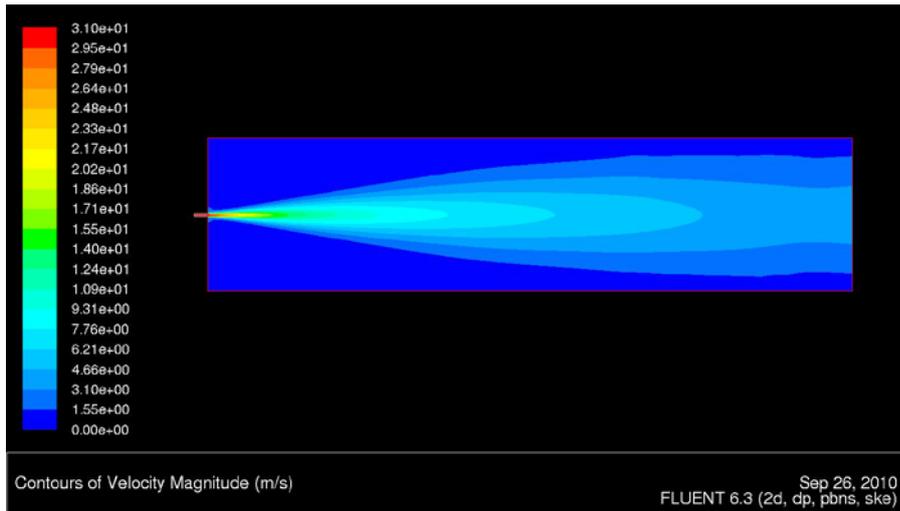


圖 11 30m/s 120mm 寬 速度場圖

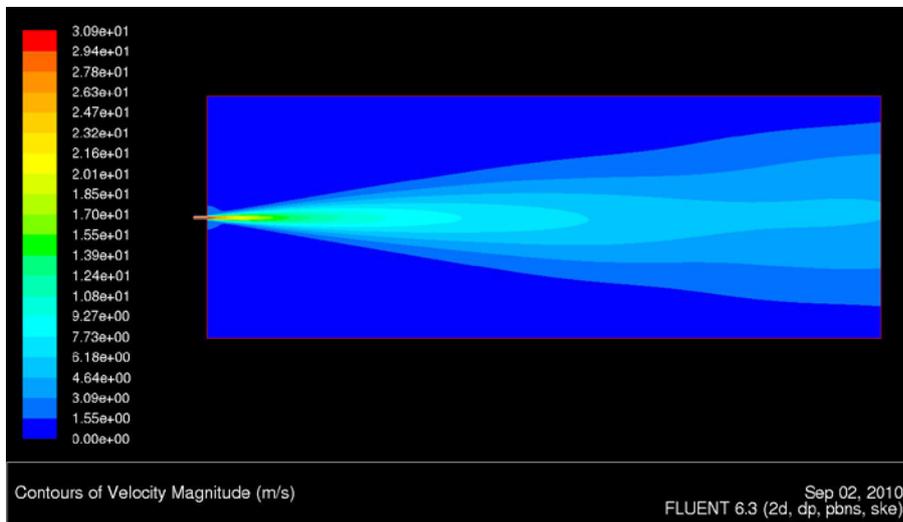


圖 12 30m/s 180mm 寬 速度場圖

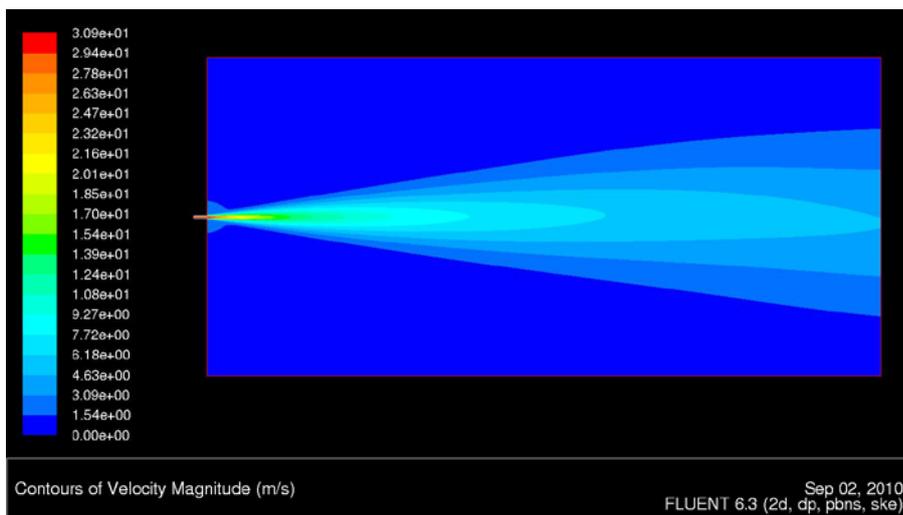


圖 13 30m/s 240mm 寬 速度場圖

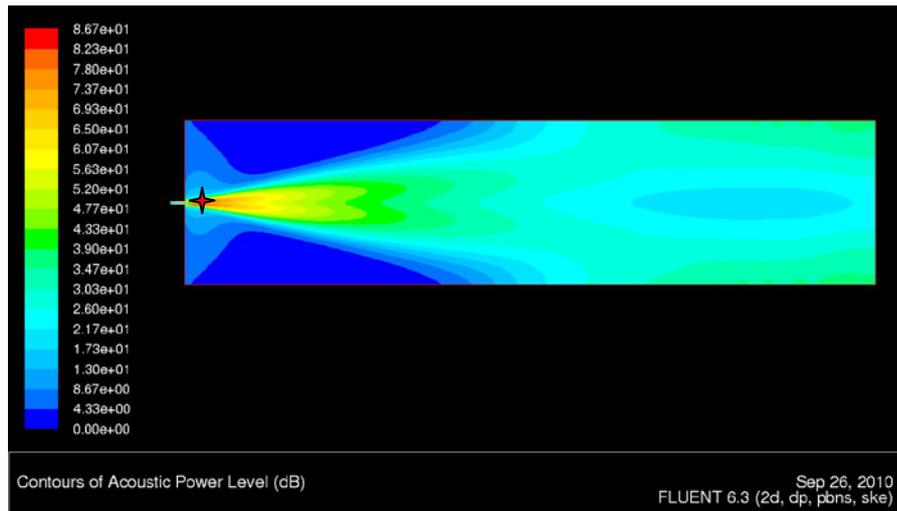


圖 14 30m/s 120mm 寬 聲場圖

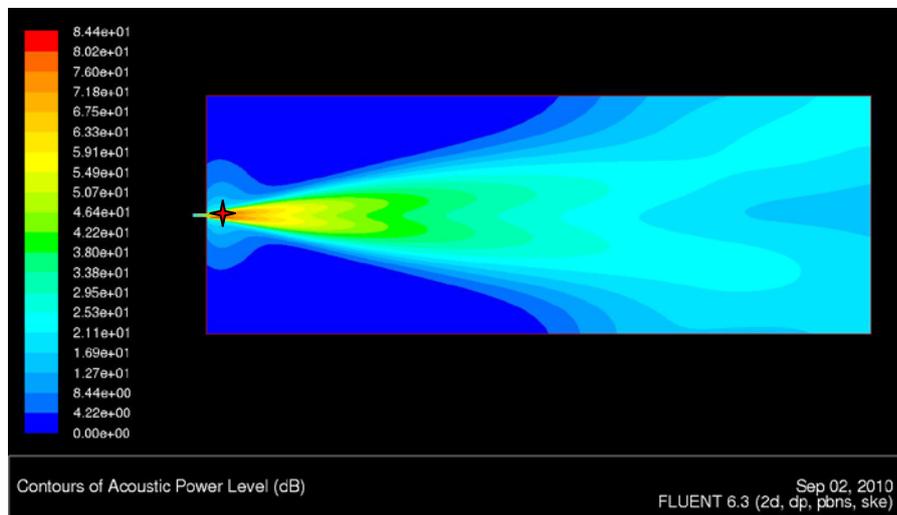


圖 15 30m/s 180mm 寬 聲場圖

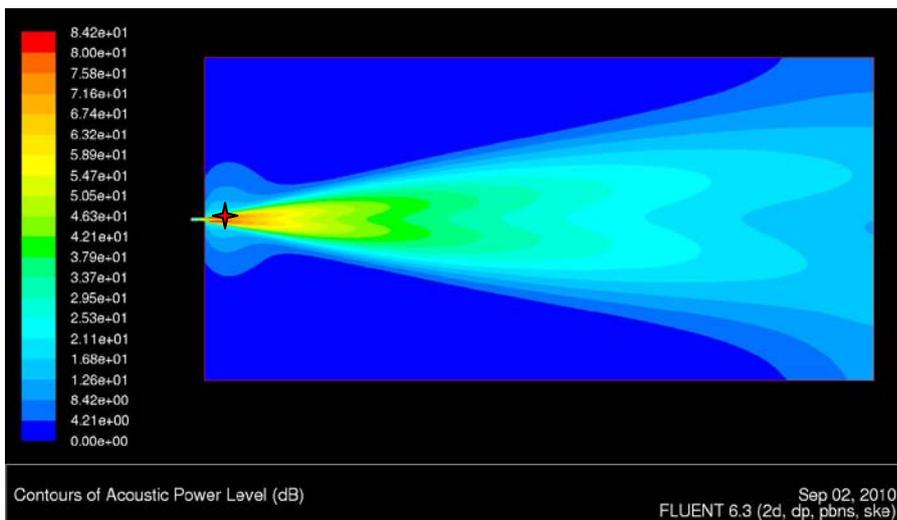


圖 16 30m/s 240mm 寬 聲場圖

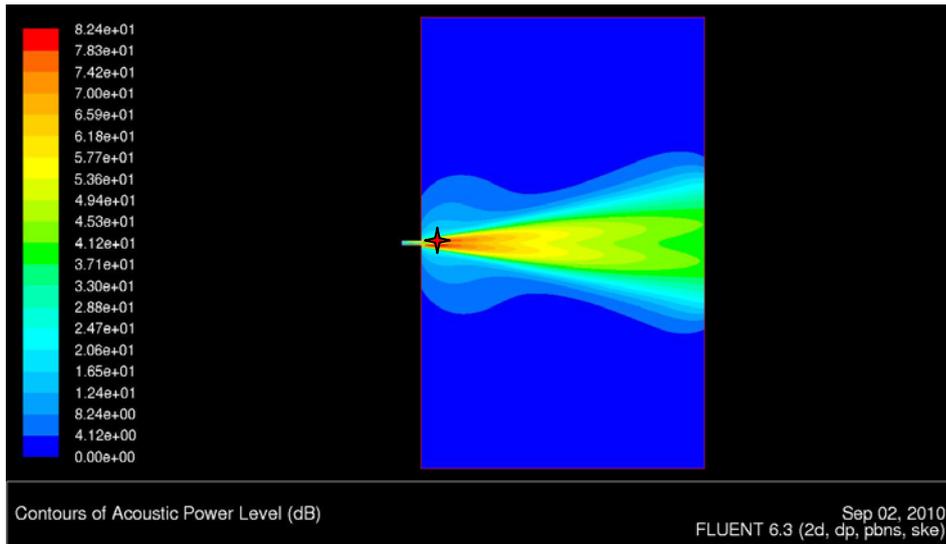


圖 17 30m/s 150mm 長 聲場圖

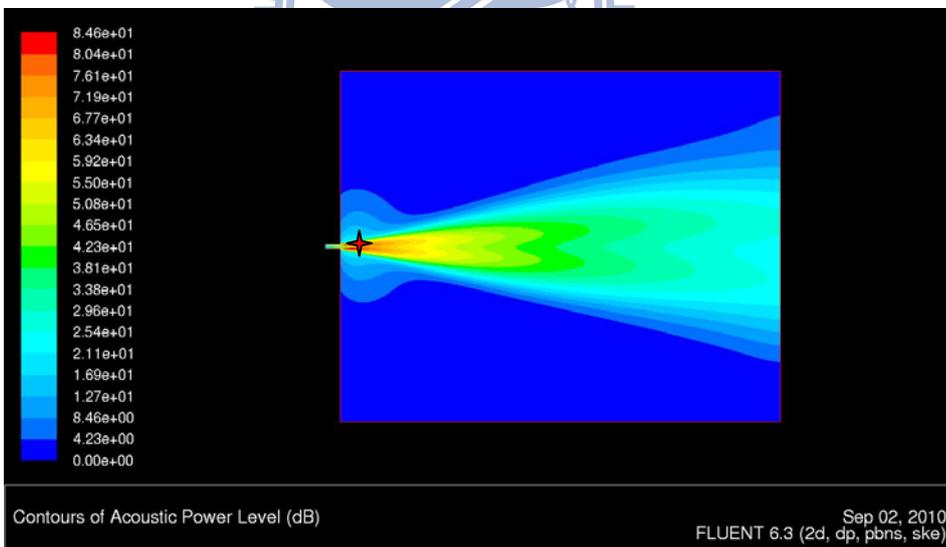


圖 18 30m/s 300mm 長 聲場圖

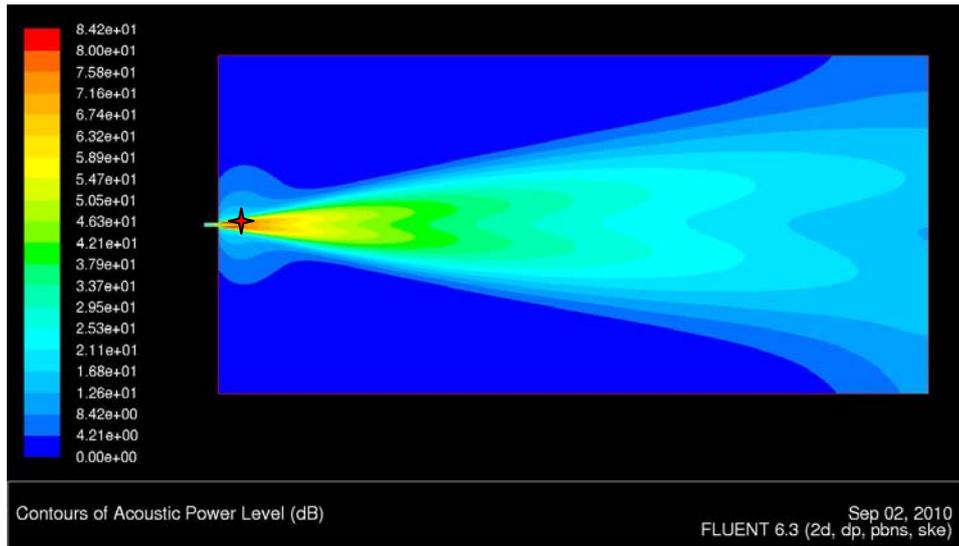


圖 19 30m/s 500mm 長 聲場圖

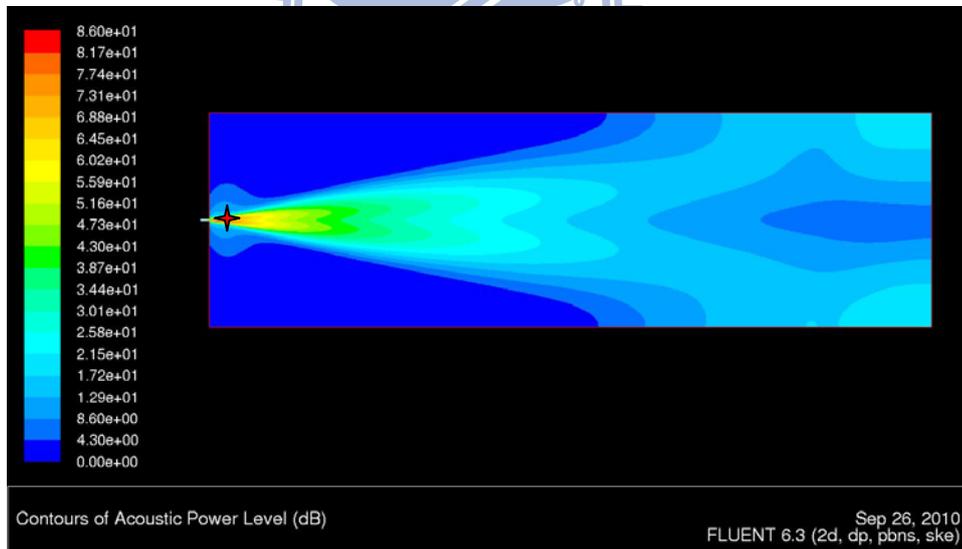


圖 20 30m/s 800mm 長 聲場圖

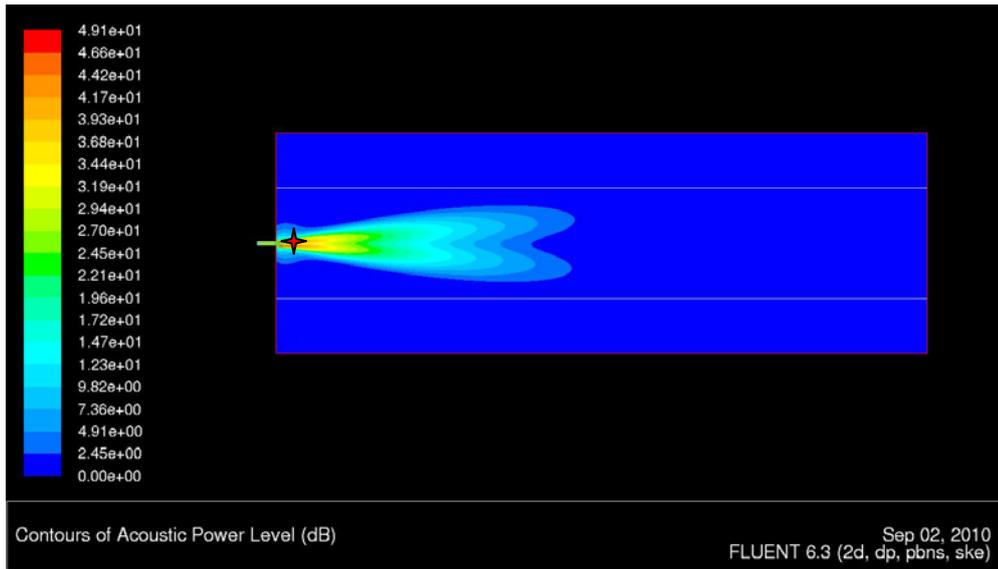


圖 21 10m/s 非對稱面 聲場圖

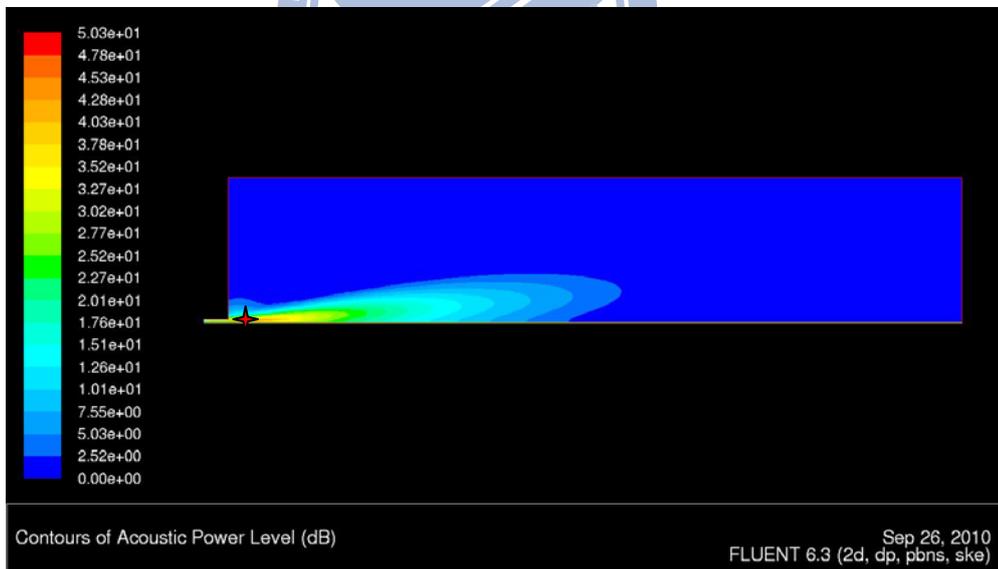


圖 22 10m/s 對稱面 聲場圖

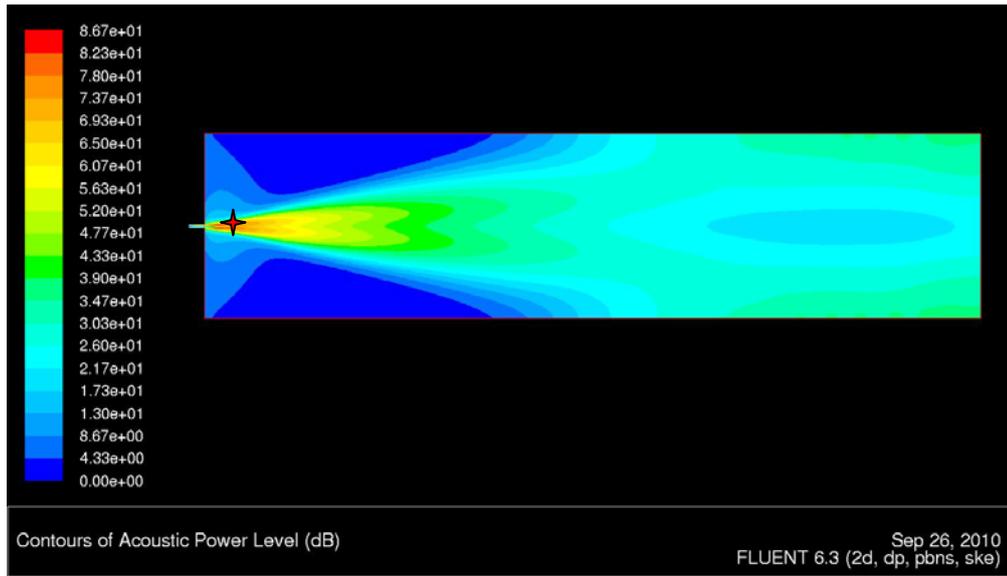


圖 23 30m/s 非對稱面 聲場圖

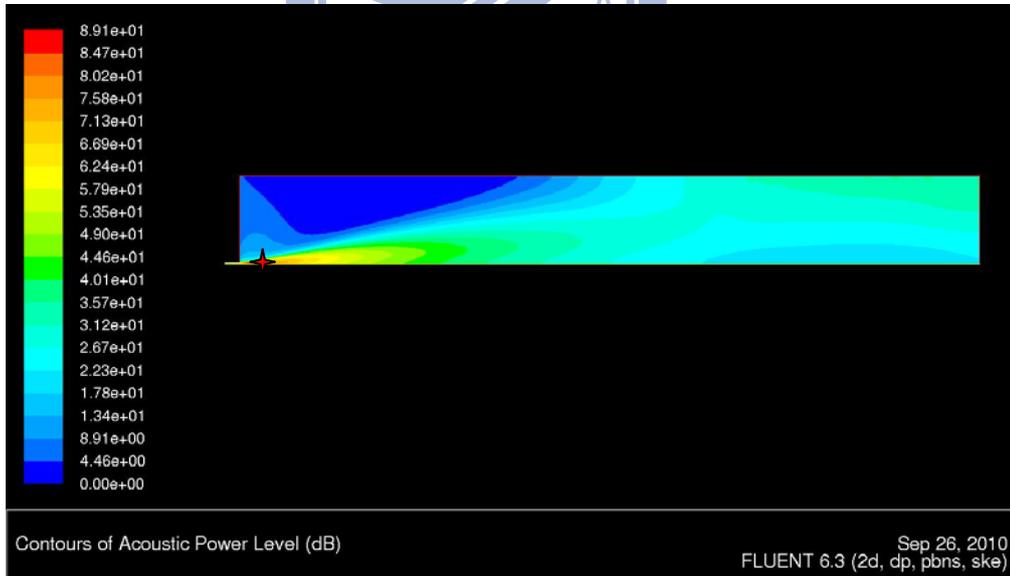


圖 24 30m/s 對稱面 聲場圖

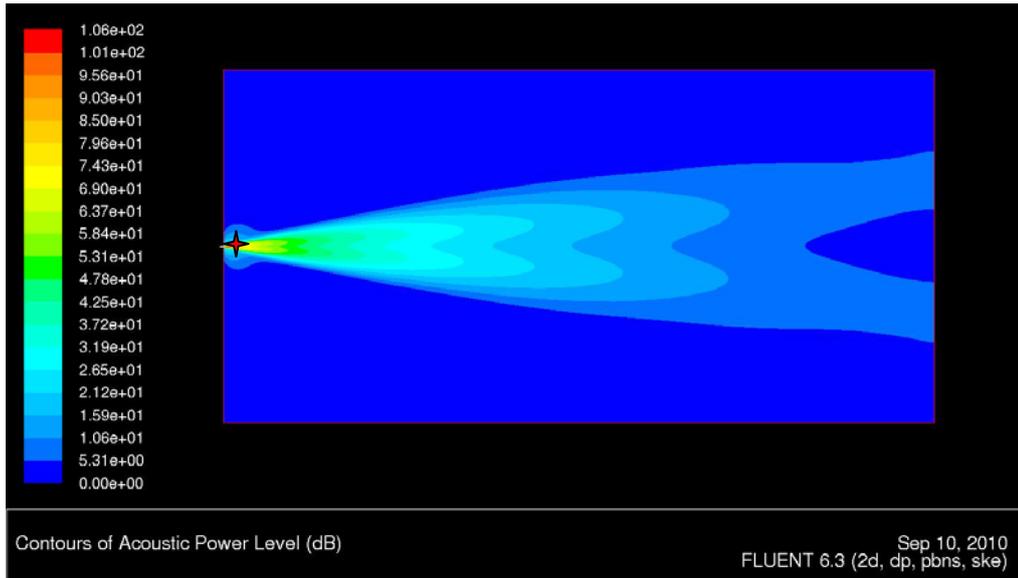


圖 25 50m/s 非對稱面 聲場圖

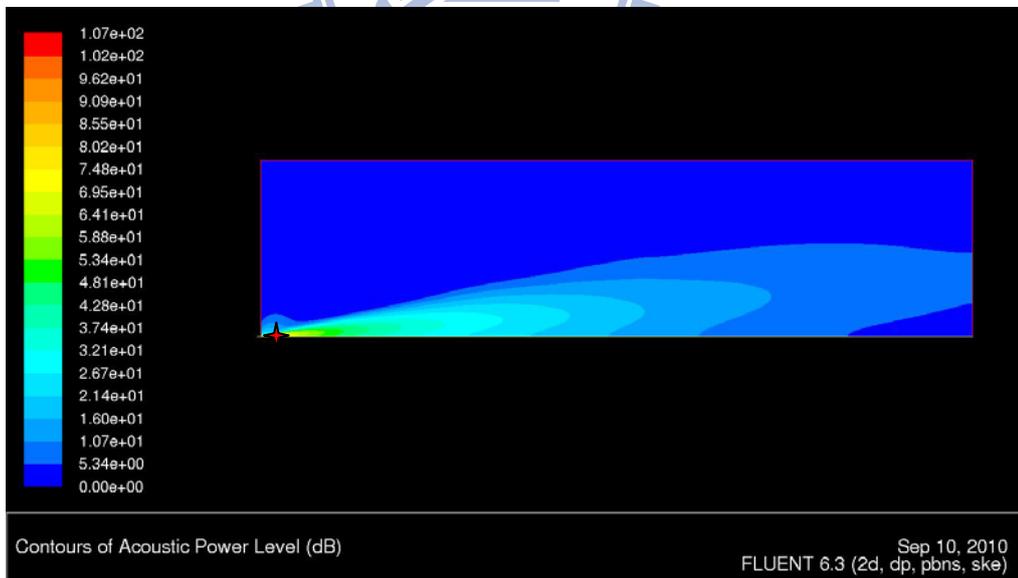


圖 26 50m/s 對稱面 聲場

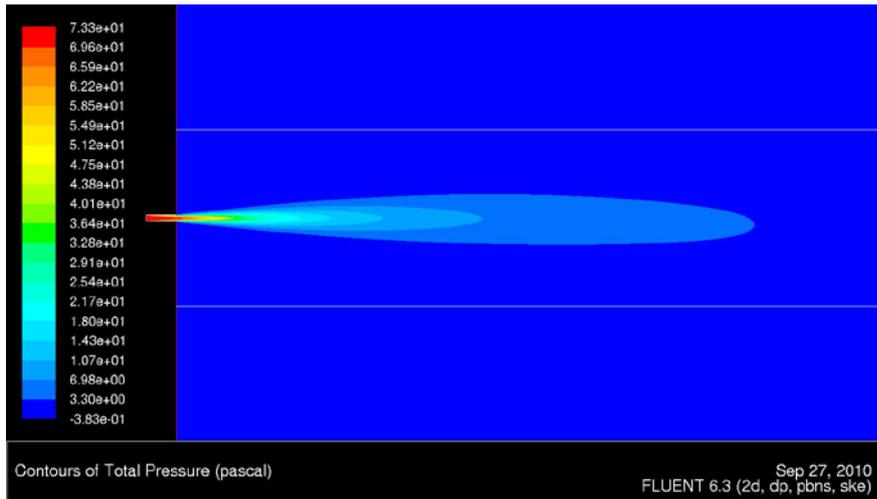


圖 27 10m/s 壓力場圖

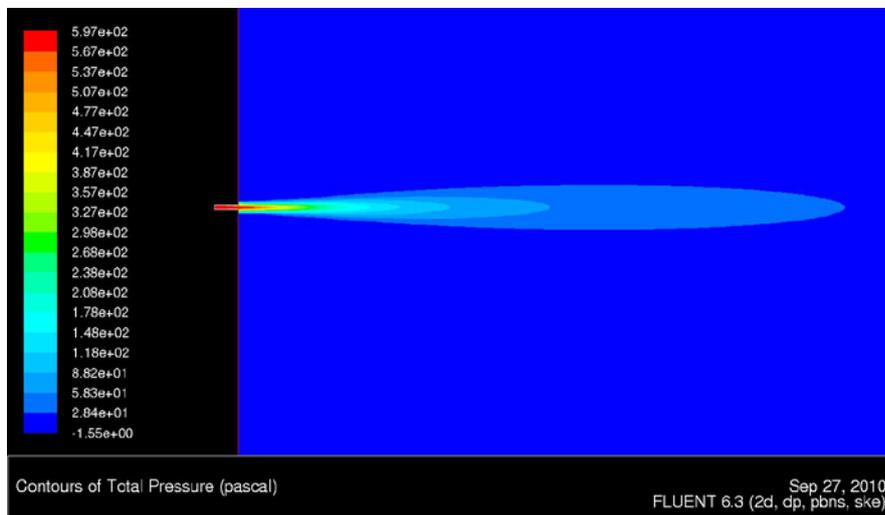


圖 28 30m/s 壓力場圖

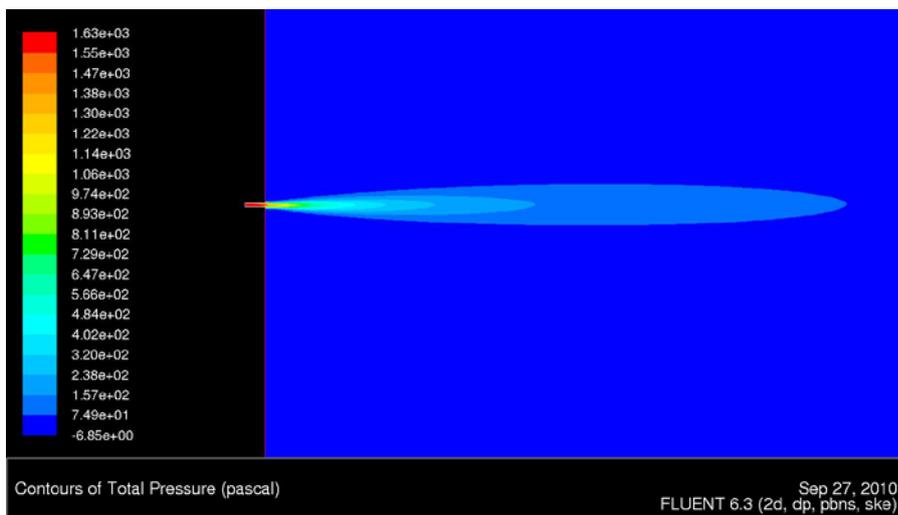


圖 29 50m/s 壓力場圖

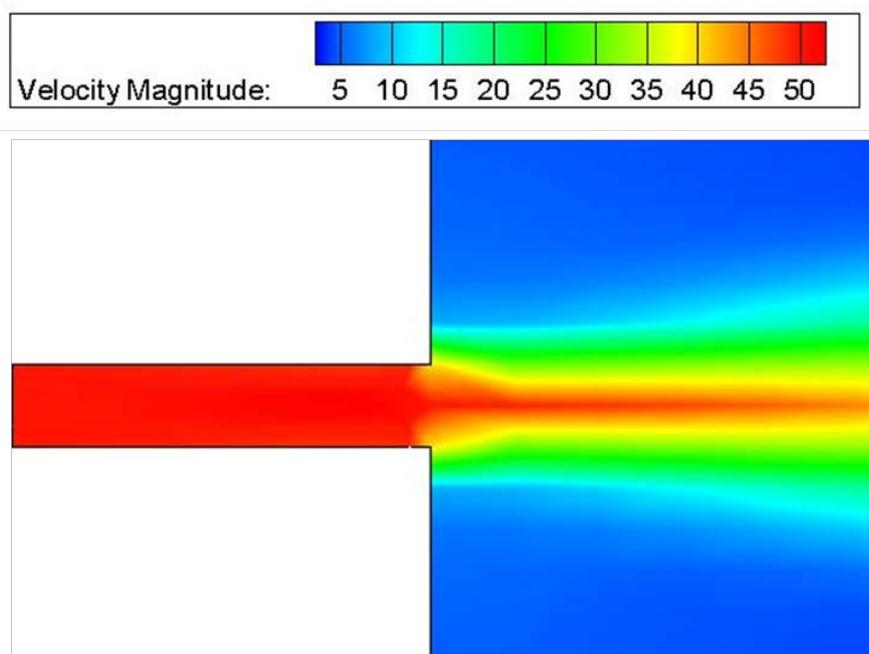


圖 30 50m/s 之局部速度場圖

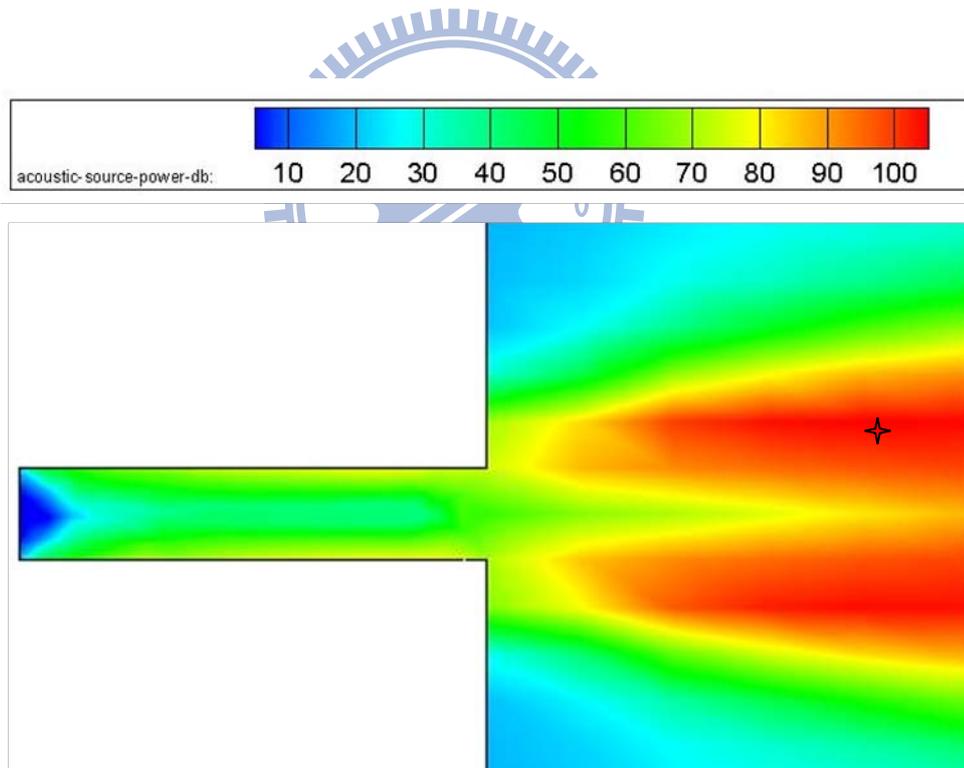


圖 31 50m/s 之局部聲場圖

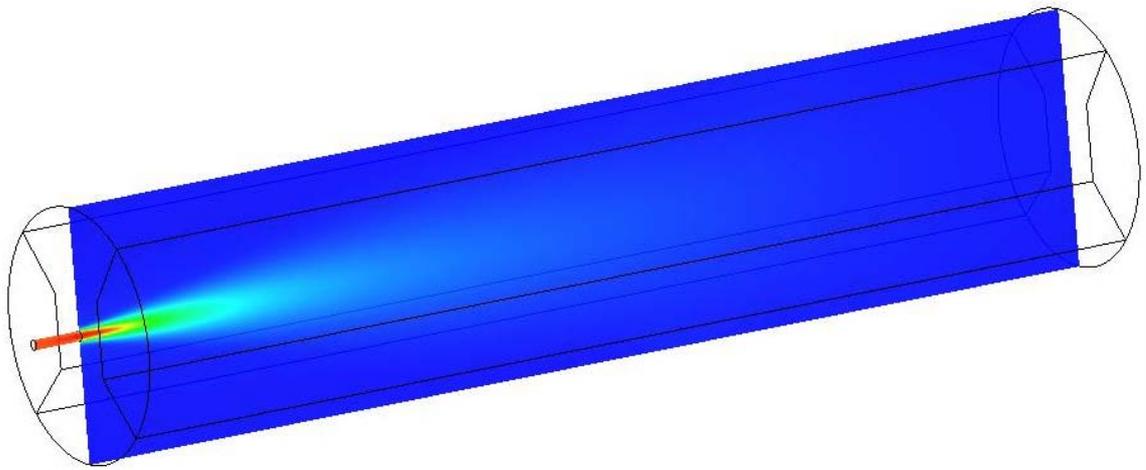


圖 32.50m/s 三維速度場圖

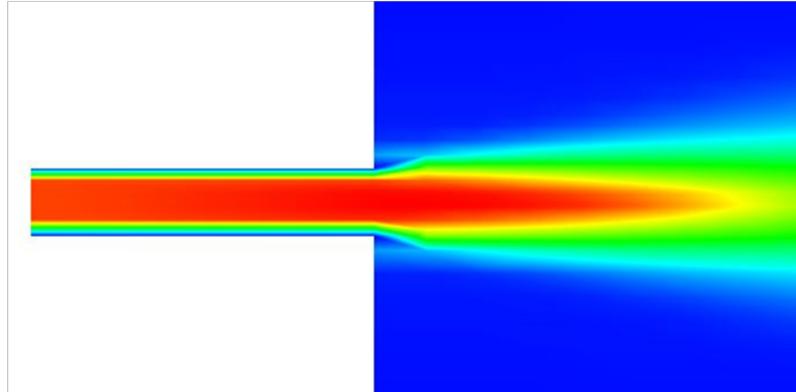
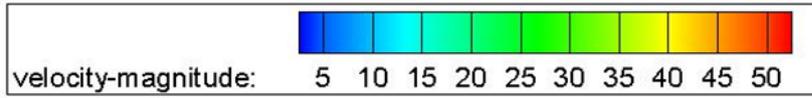


圖 33 50m/s 三維局部速度場圖

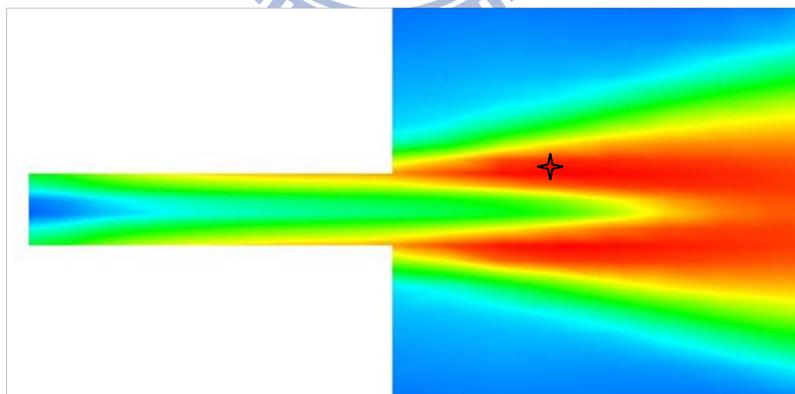
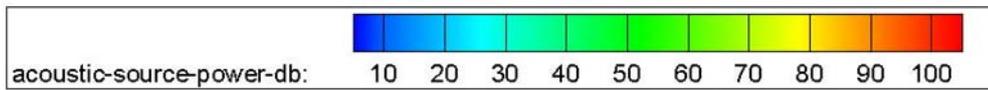


圖 34 50m/s 三維局部聲場圖

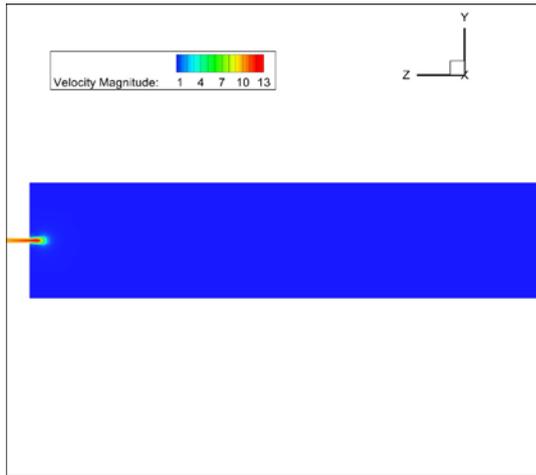


圖 35 $t=0.00125$ 秒之 10m/s 速度場圖

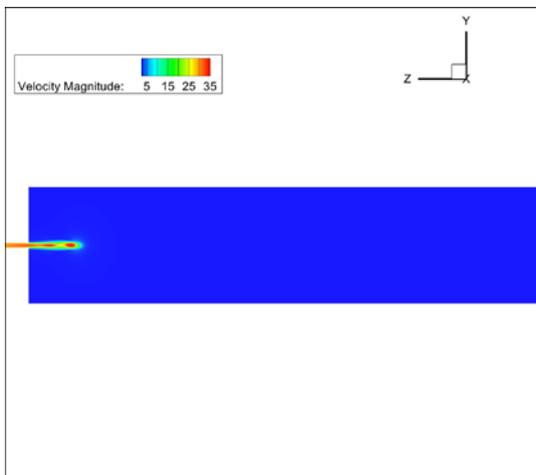


圖 36 $t=0.00125$ 秒之 30m/s 速度場圖

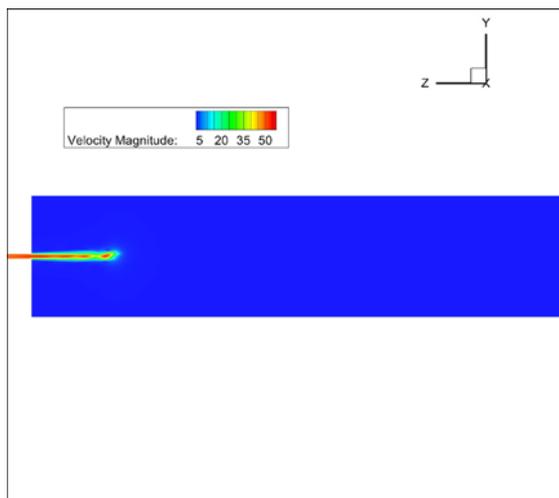


圖 37 $t=0.00125$ 秒之 50m/s 速度場圖

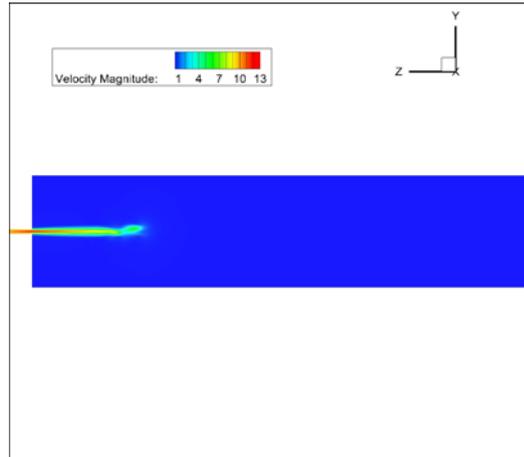


圖 38 $t=0.01$ 秒之 10m/s 速度場圖

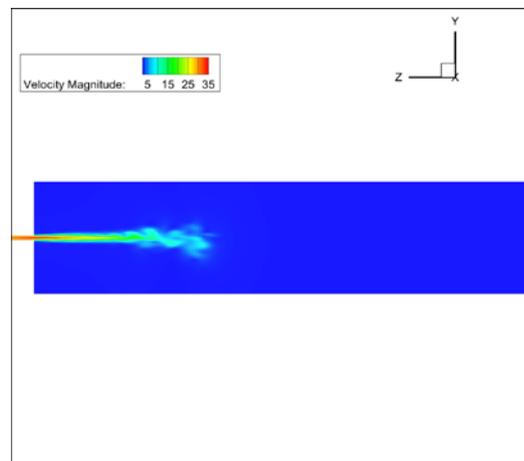


圖 39 $t=0.01$ 秒之 30m/s 速度場圖

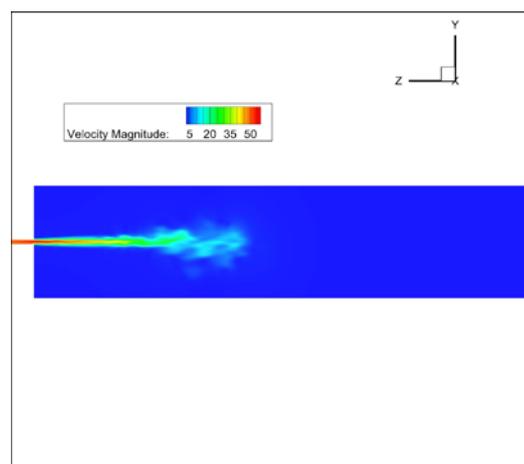


圖 40 $t=0.01$ 秒之 50m/s 速度場圖

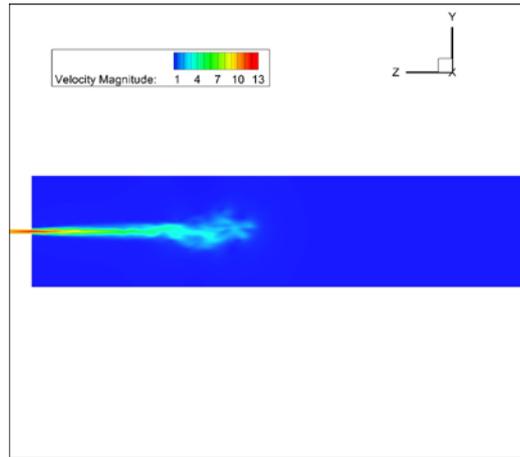


圖 41 $t=0.04$ 秒之 10m/s 速度場圖

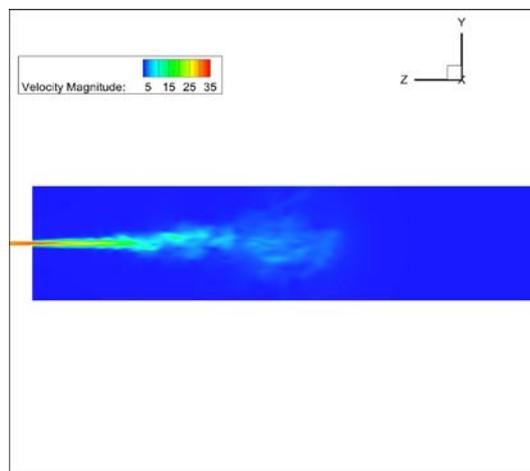


圖 42 $t=0.04$ 秒之 30m/s 速度場圖

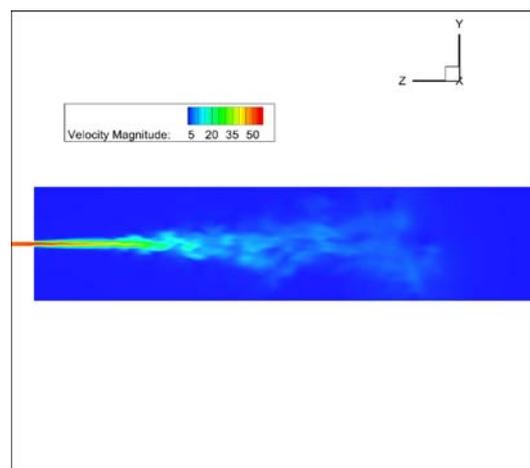


圖 43 $t=0.04$ 秒之 50m/s 速度場圖

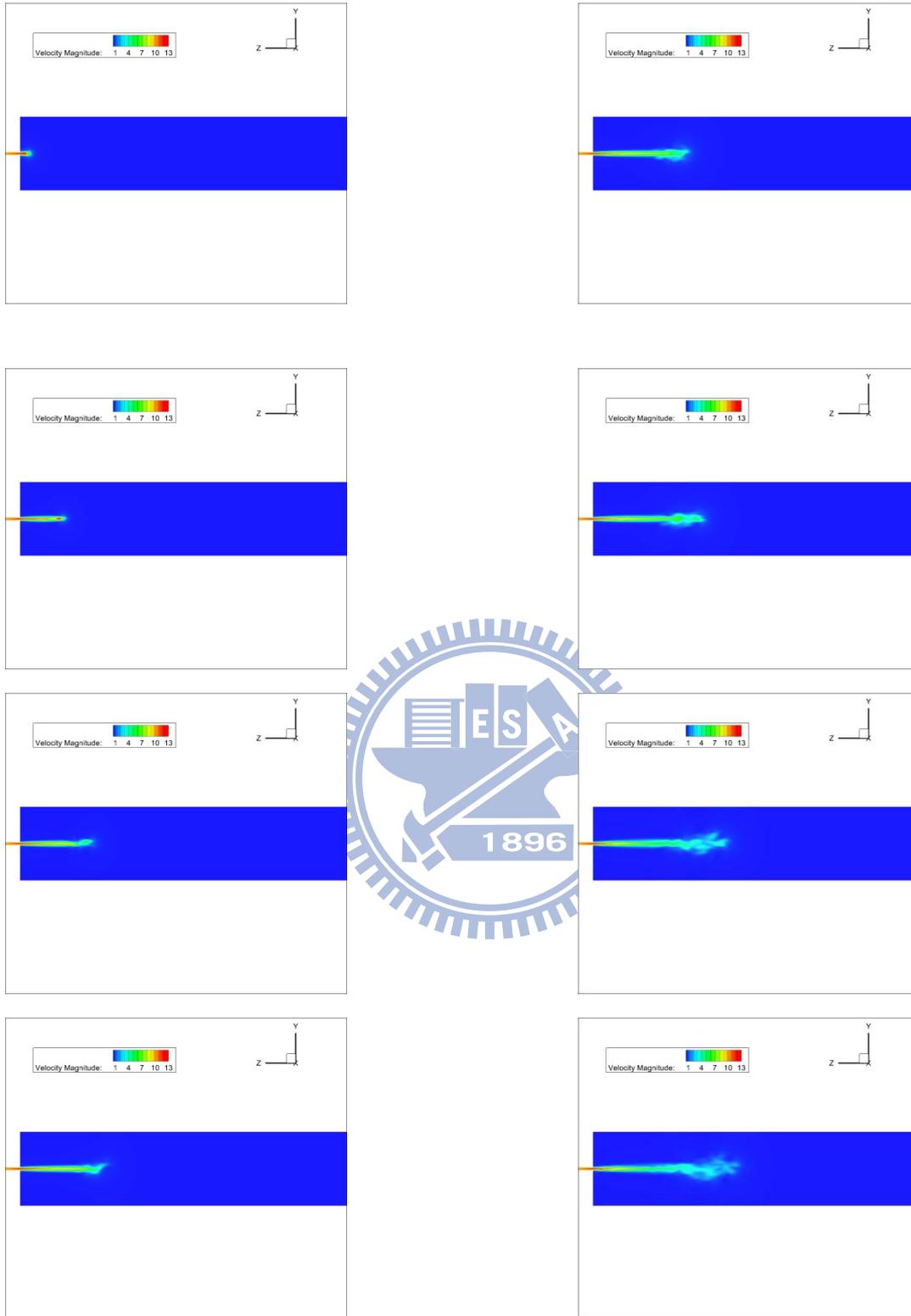


圖 44 10m/s 隨時間變化之速度場圖



圖 45 30m/s 隨時間變化之速度場圖

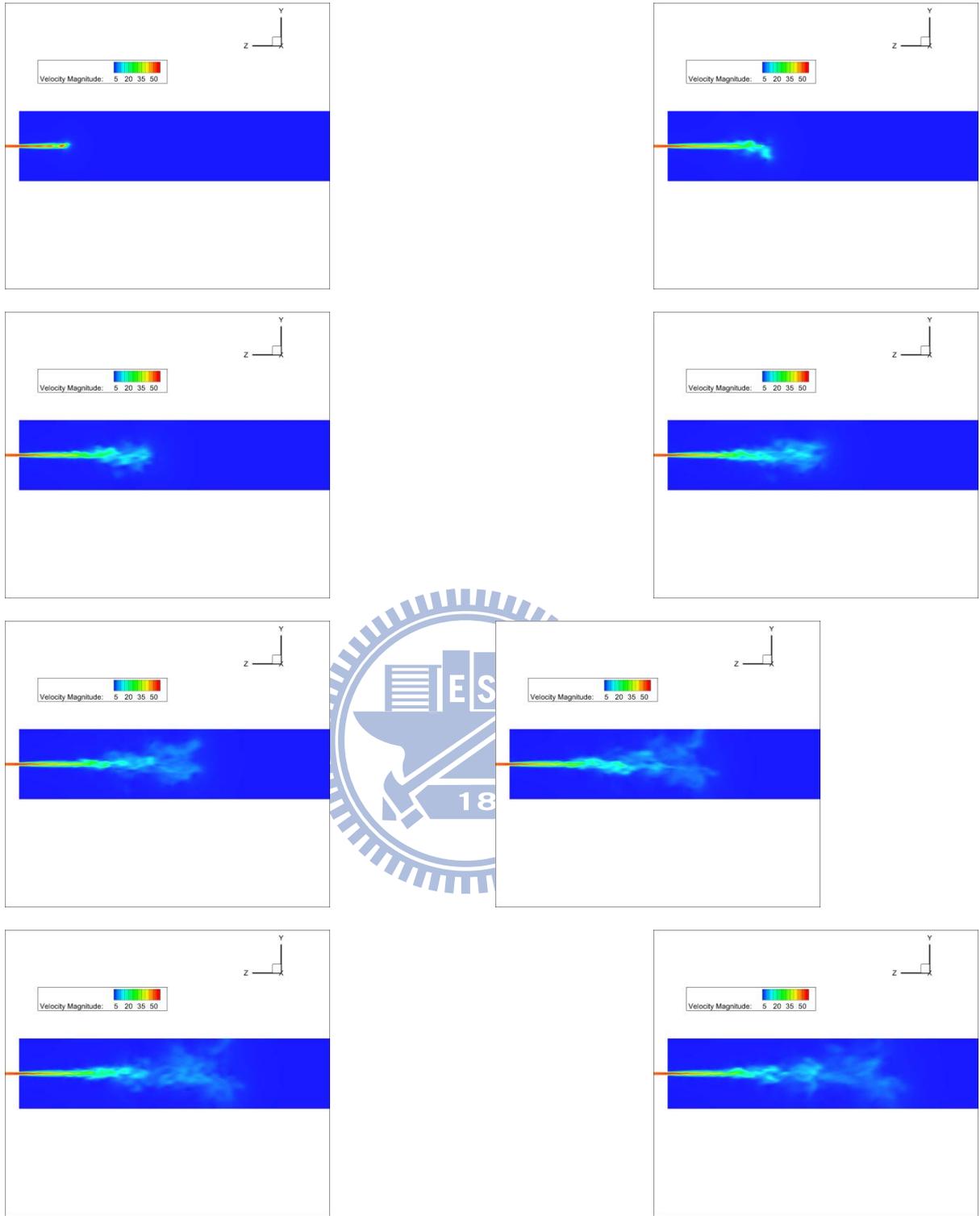


圖 46 50m/s 隨時間變化之速度場圖

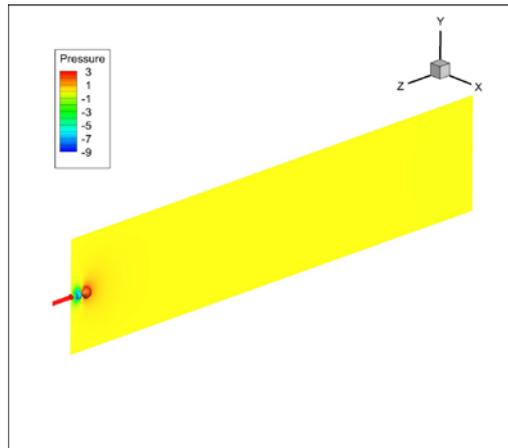


圖 47 $t=0.00125$ 秒之 10m/s 壓力場圖

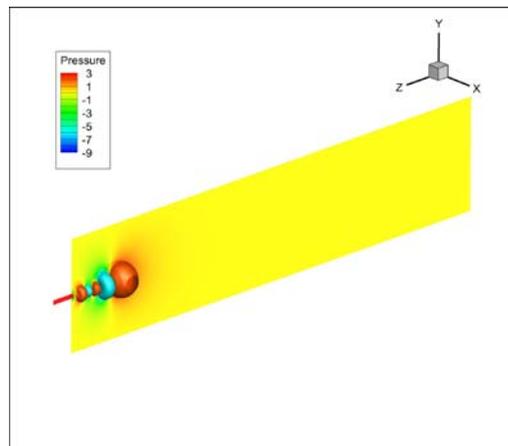


圖 48 $t=0.00125$ 秒之 30m/s 壓力場圖

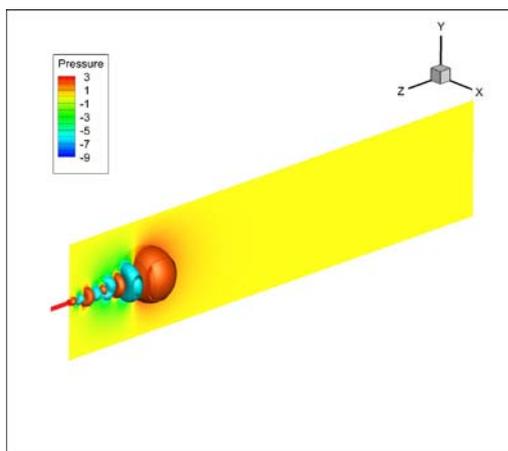


圖 49 $t=0.00125$ 秒之 50m/s 壓力場圖

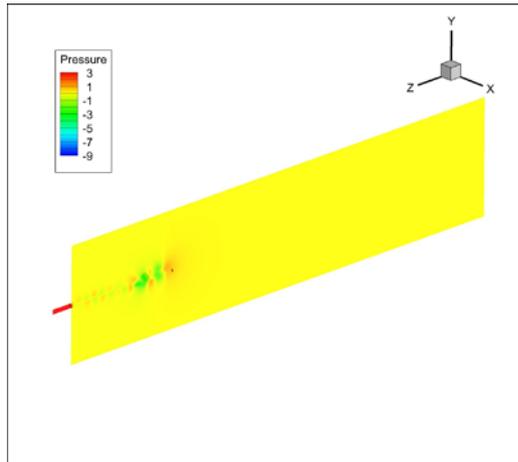


圖 50 $t=0.01$ 秒之 10m/s 壓力場圖

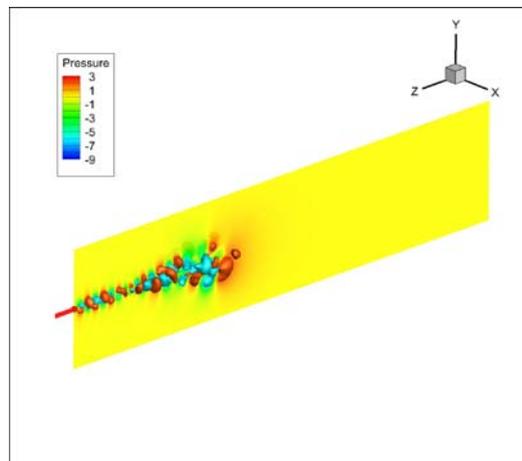


圖 51 $t=0.01$ 秒之 30m/s 壓力場圖

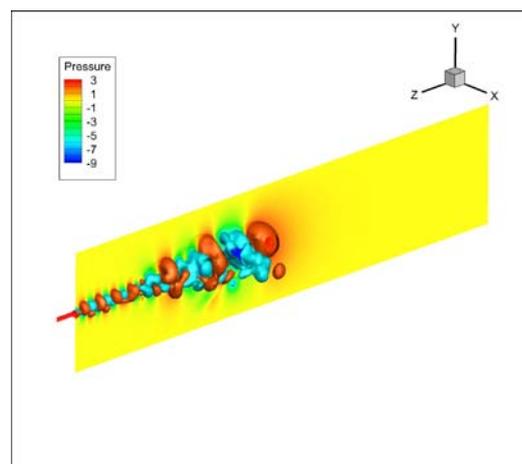


圖 52 $t=0.01$ 秒之 50m/s 壓力場圖

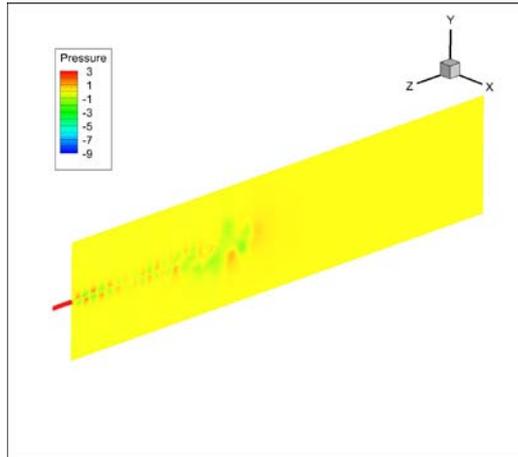


圖 53 $t=0.04$ 秒之 10m/s 壓力場圖

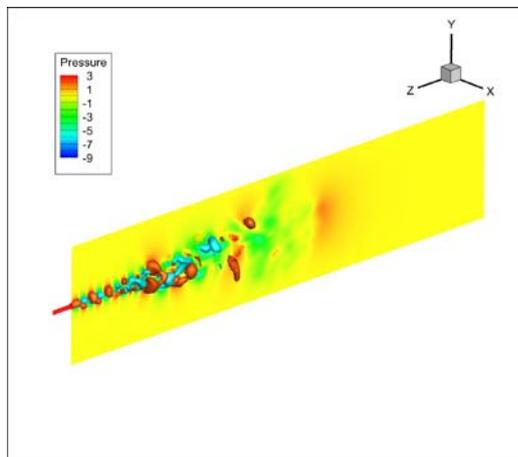


圖 54 $t=0.04$ 秒之 30m/s 壓力場圖

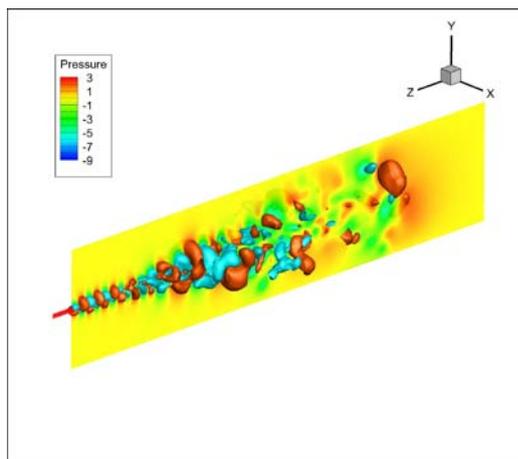


圖 55 $t=0.04$ 秒之 50m/s 壓力場圖

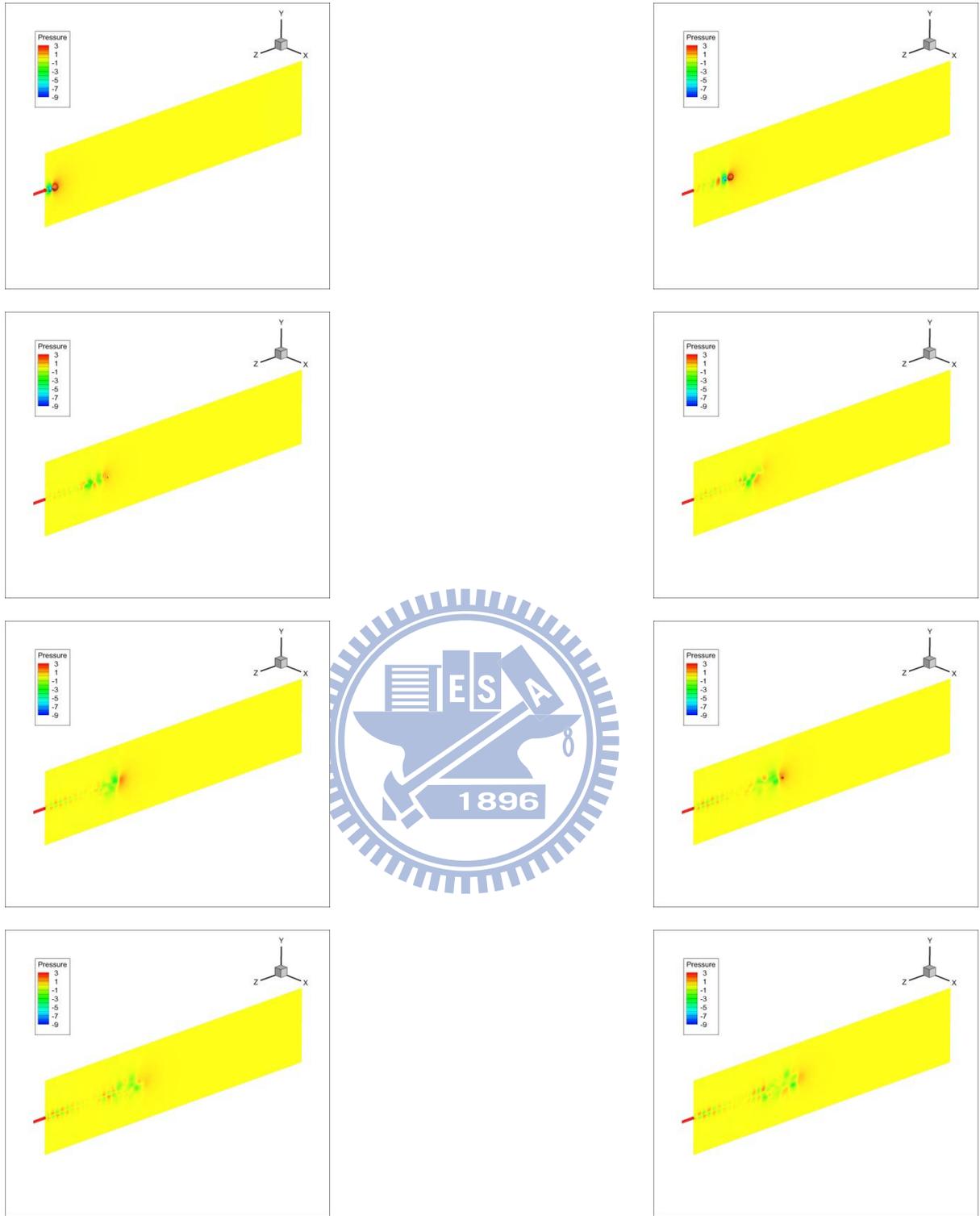


圖 56 10m/s 隨時間變化之壓力場圖

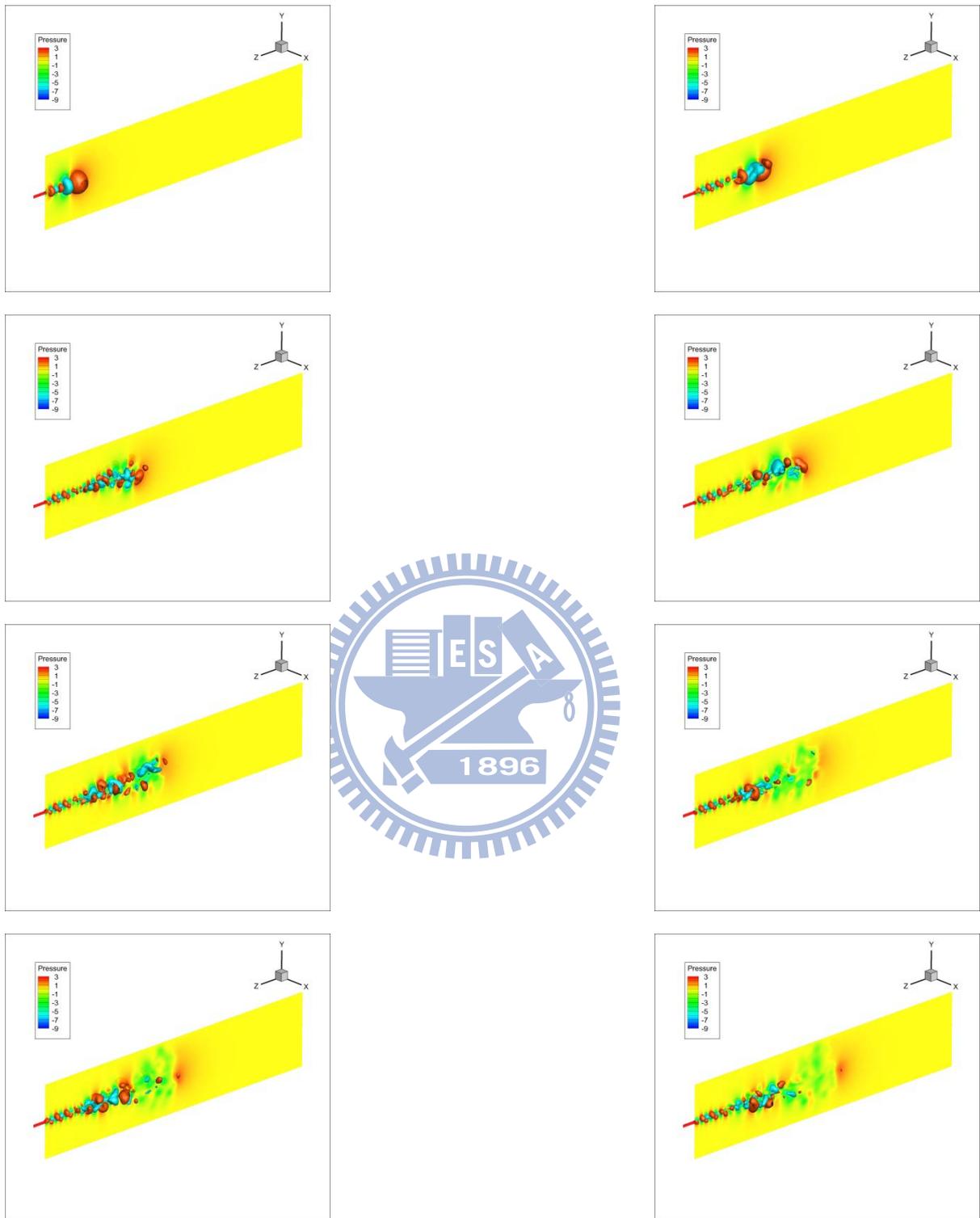


圖 57 30m/s 隨時間變化之壓力場圖

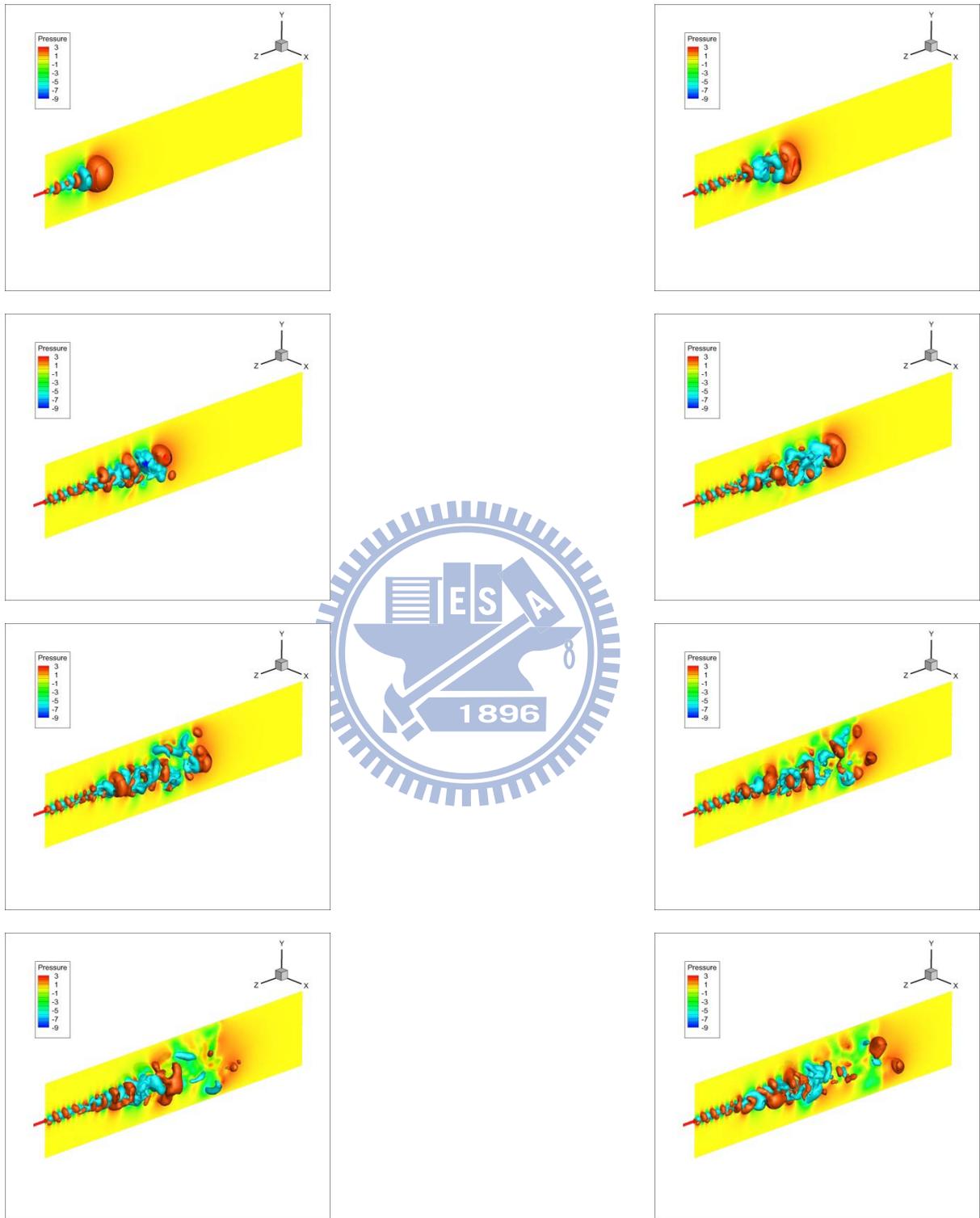


圖 58 50m/s 隨時間變化之壓力場圖

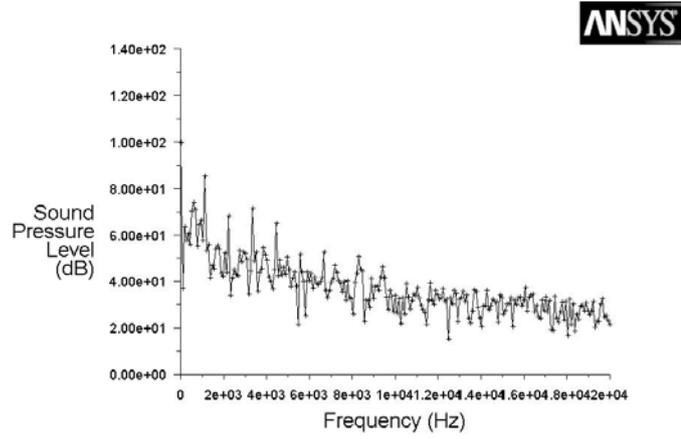


圖 59 10m/s 之聲場頻譜圖

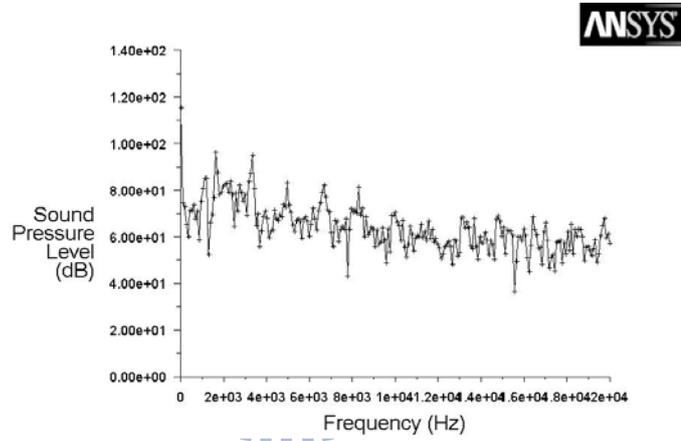


圖 60 30m/s 之聲場頻譜圖

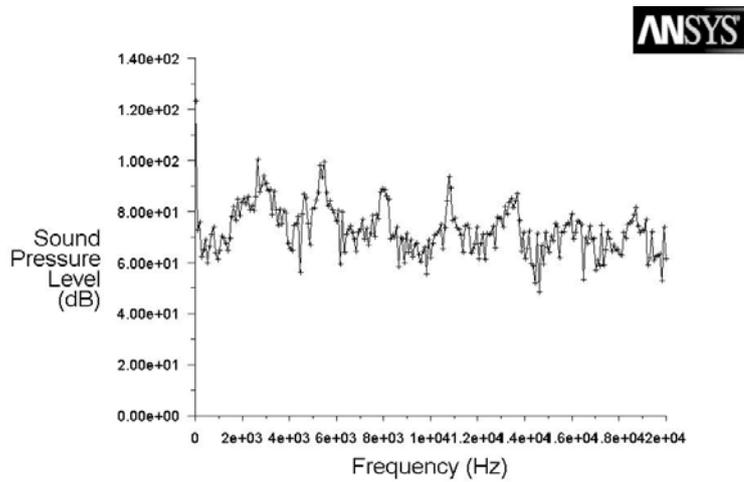


圖 61 50m/s 之聲場頻譜圖

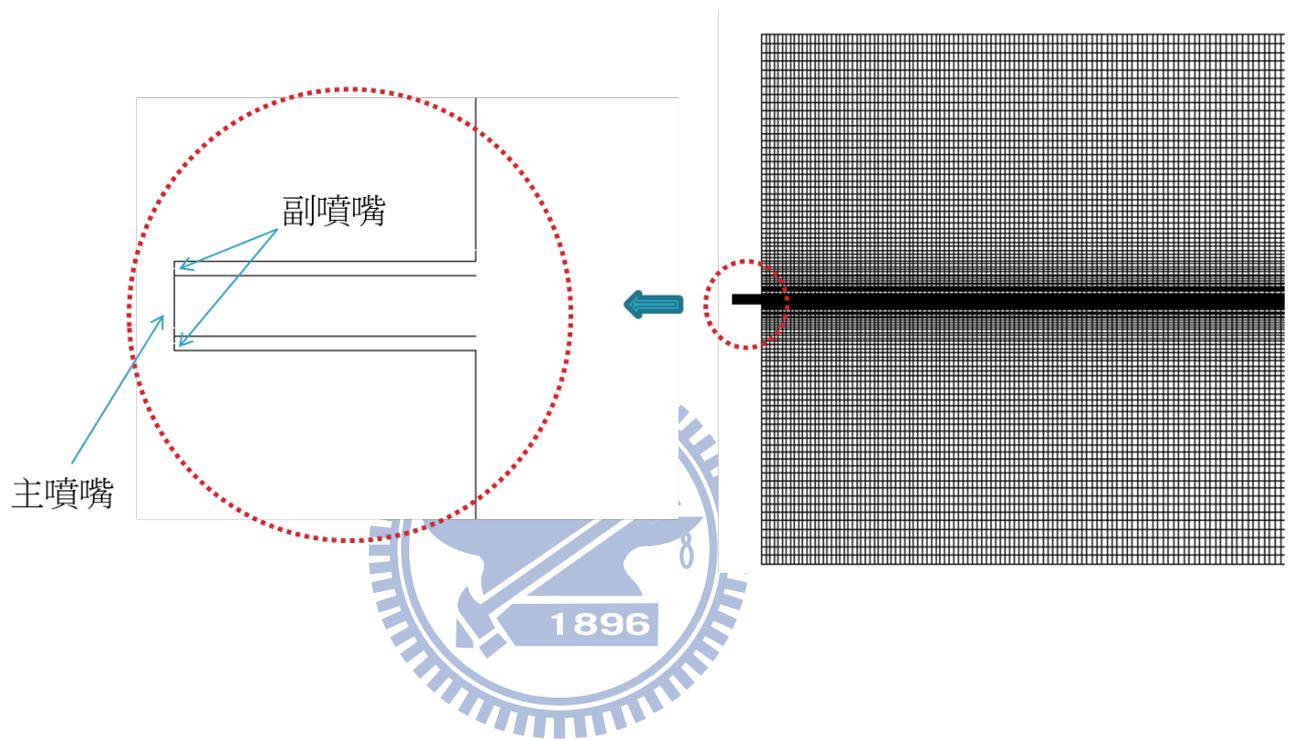


圖 62 二維噴嘴修正模型圖

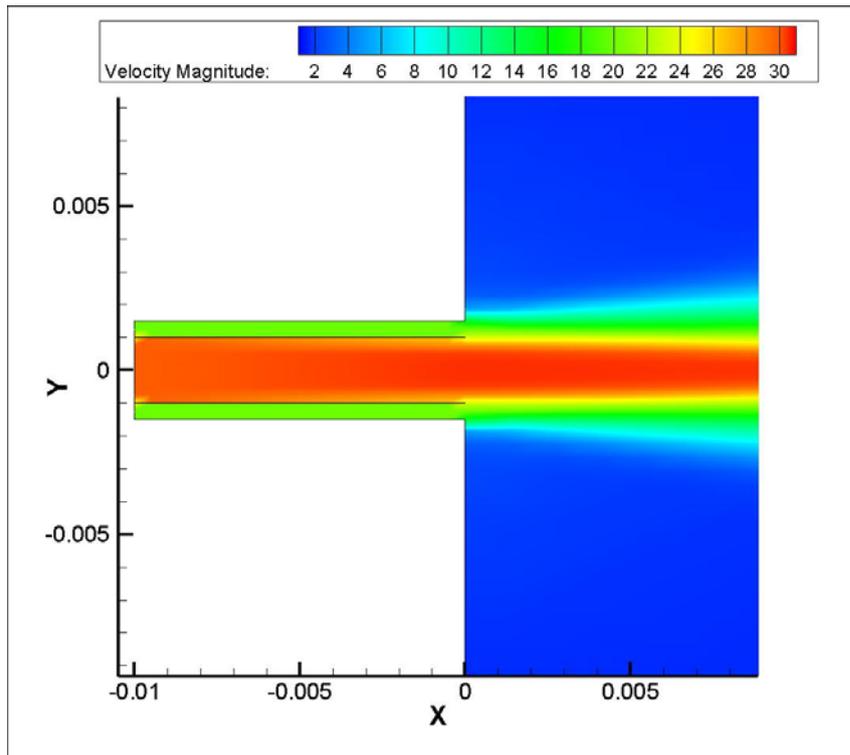


圖 63 二維修正模型主噴嘴 30m/s，副噴嘴 20m/s 局部速度場圖

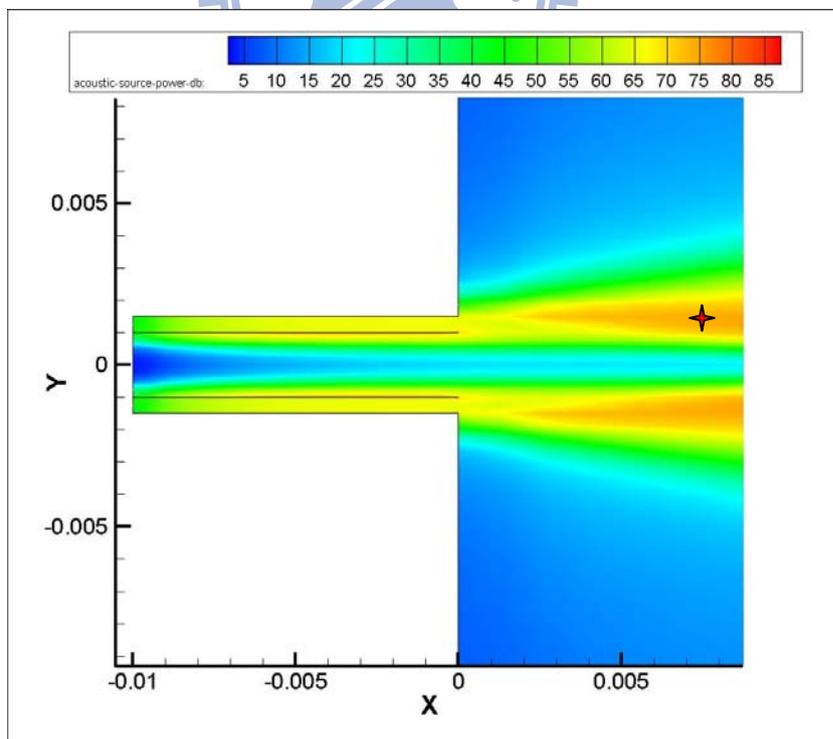


圖 64 二維修正模型主噴嘴 30m/s，副噴嘴 20m/s 局部聲場圖

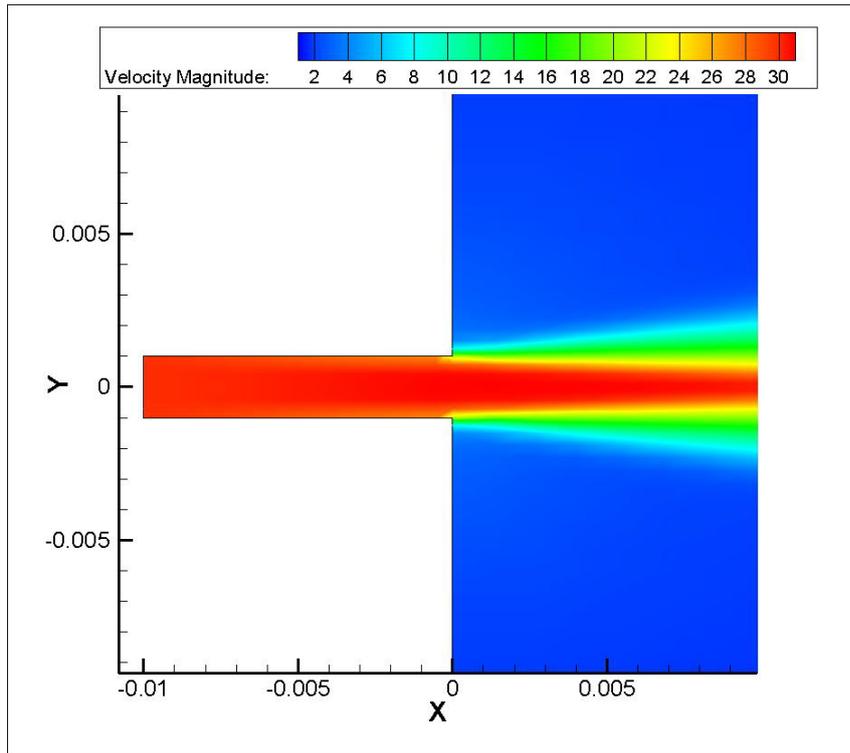


圖 65 二維原始模型主噴嘴 30m/s 局部速度場圖

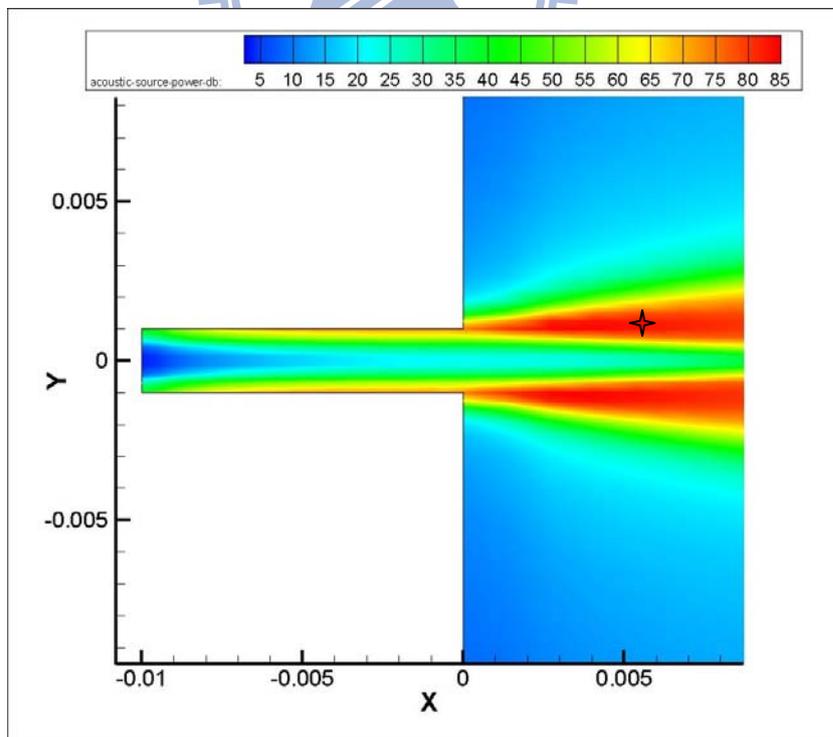


圖 66 二維原始模型主噴嘴 30m/s 局部聲場圖

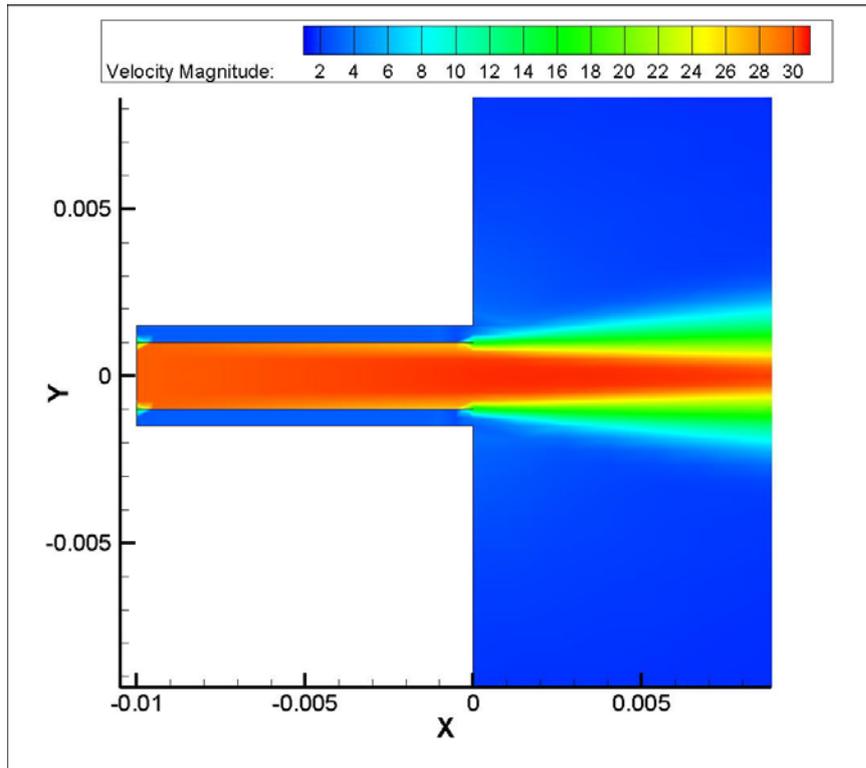


圖 67 二維修正模型主噴嘴 30m/s，副噴嘴 3m/s 局部速度場圖

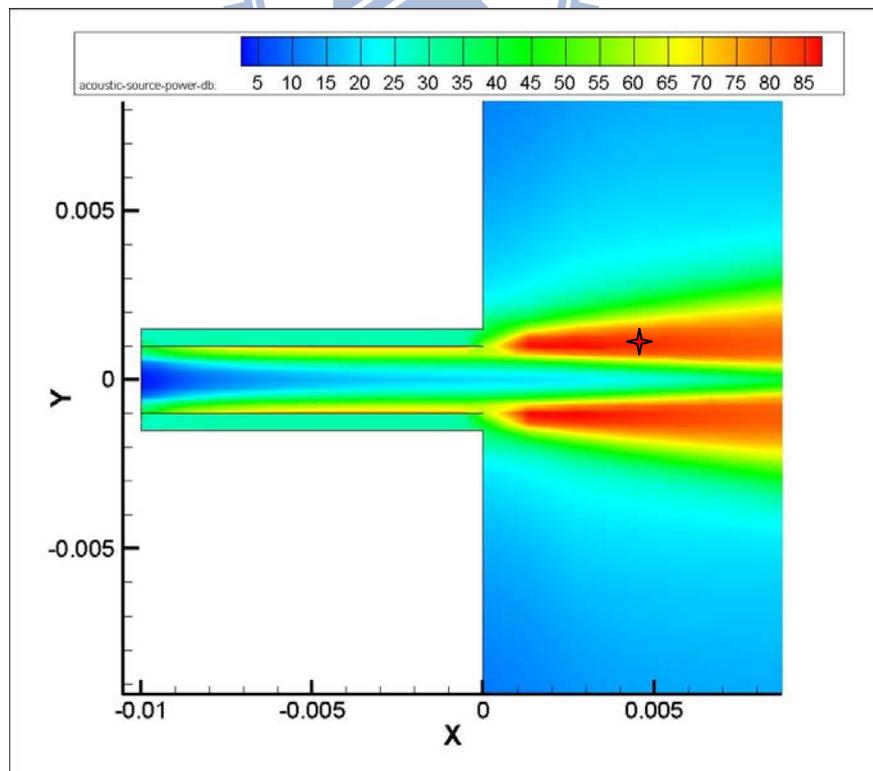


圖 68 二維修正模型主噴嘴 30m/s，副噴嘴 3m/s 局部聲場圖

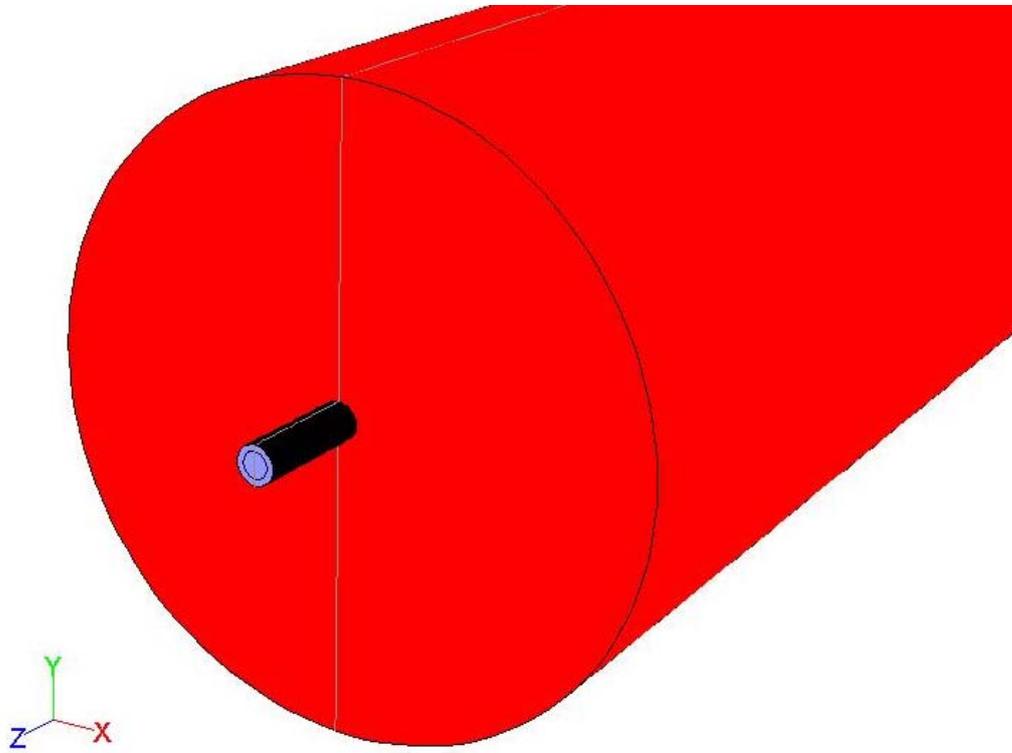


圖 69 三維噴嘴修正模型圖

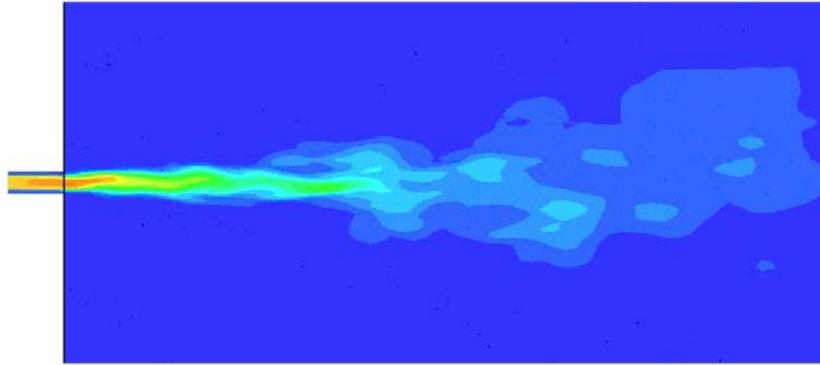
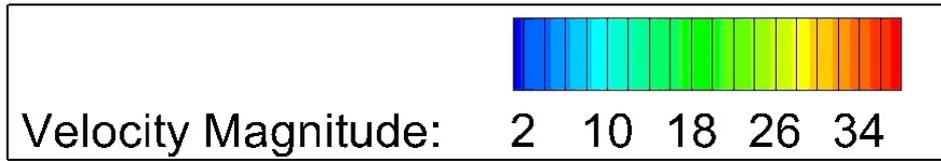


圖 70 $t=0.038$ 秒之三維修正模型主噴嘴 30m/s，副噴嘴 3m/s 局部速度場圖

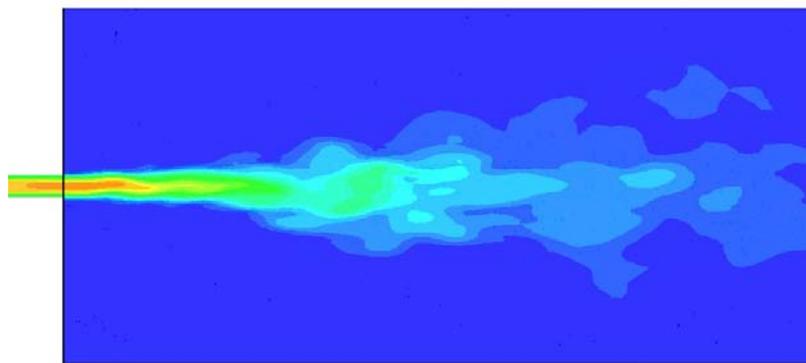


圖 71 $t=0.038$ 秒之三維修正模型主噴嘴 30m/s，副噴嘴 20m/s 局部速度場圖

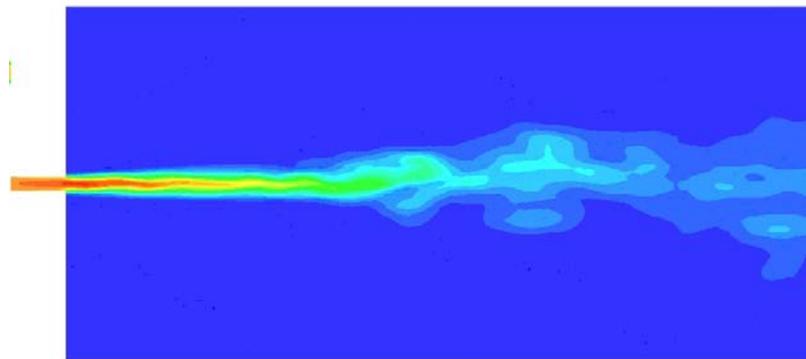


圖 72 $t=0.038$ 秒之三維原始模型主噴嘴 30m/s 局部速度場圖

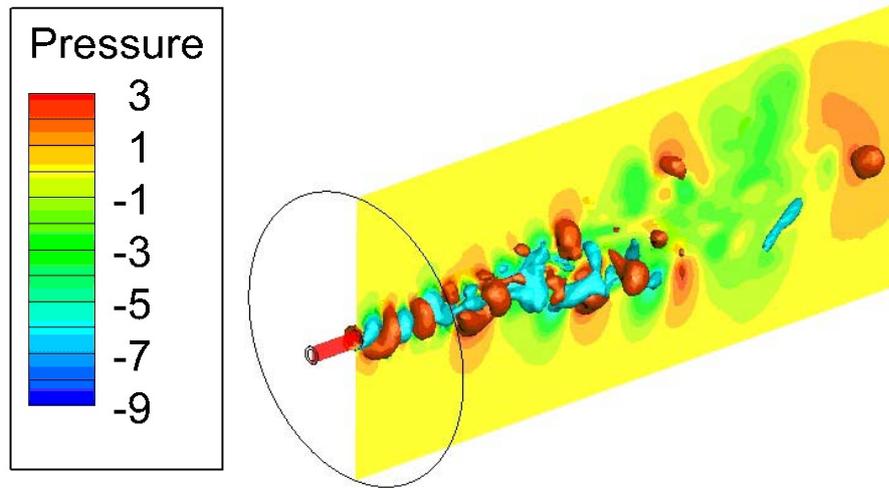


圖 73 t=0.038 秒之三維修正模型主噴嘴 30m/s，副噴嘴 3m/s 局部壓力場圖

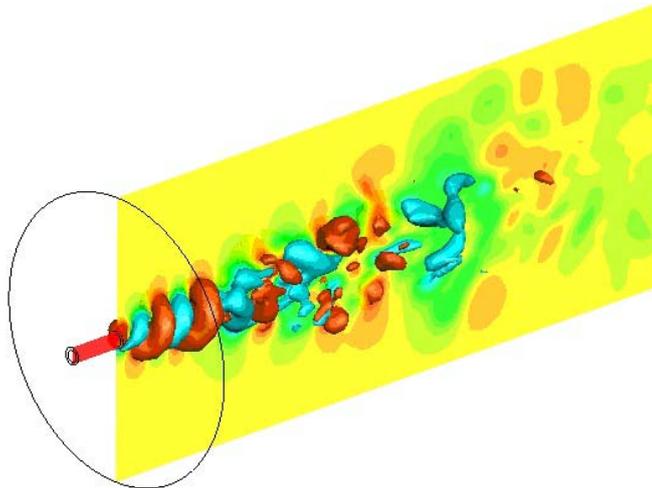


圖 74 t=0.038 秒之三維修正模型主噴嘴 30m/s，副噴嘴 20m/s 局部壓力場圖

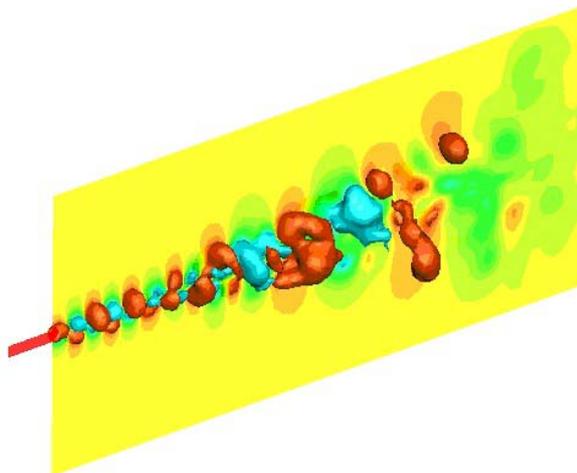


圖 75 t=0.038 秒之三維原始模型主噴嘴 30m/s 局部壓力場圖

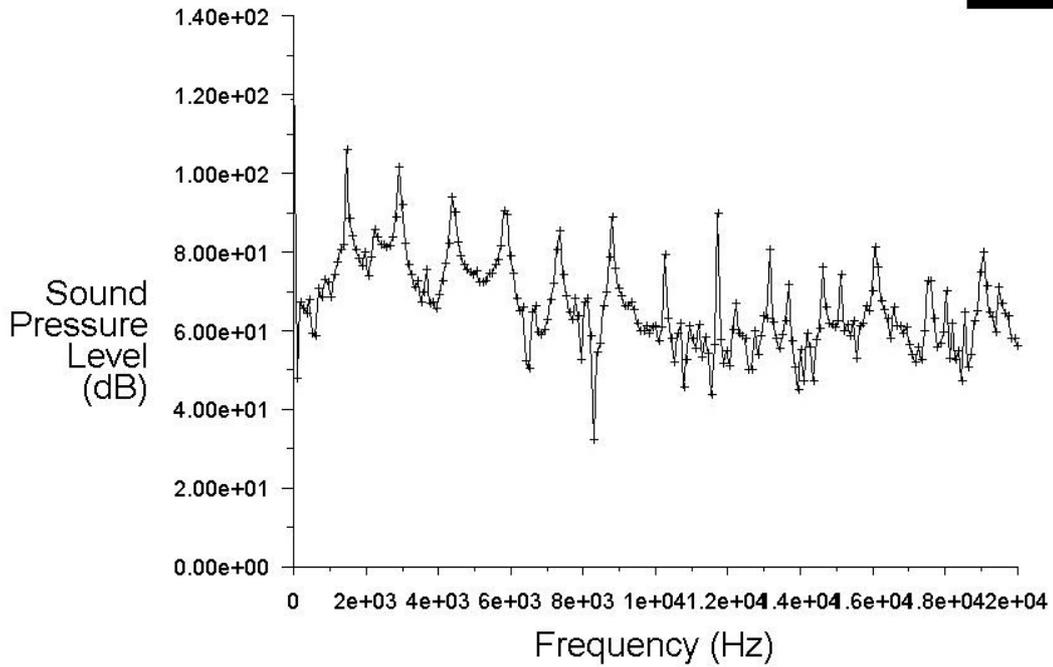


圖 76 三維修正模型主噴嘴 30m/s，副噴嘴 3m/s 聲場頻譜圖

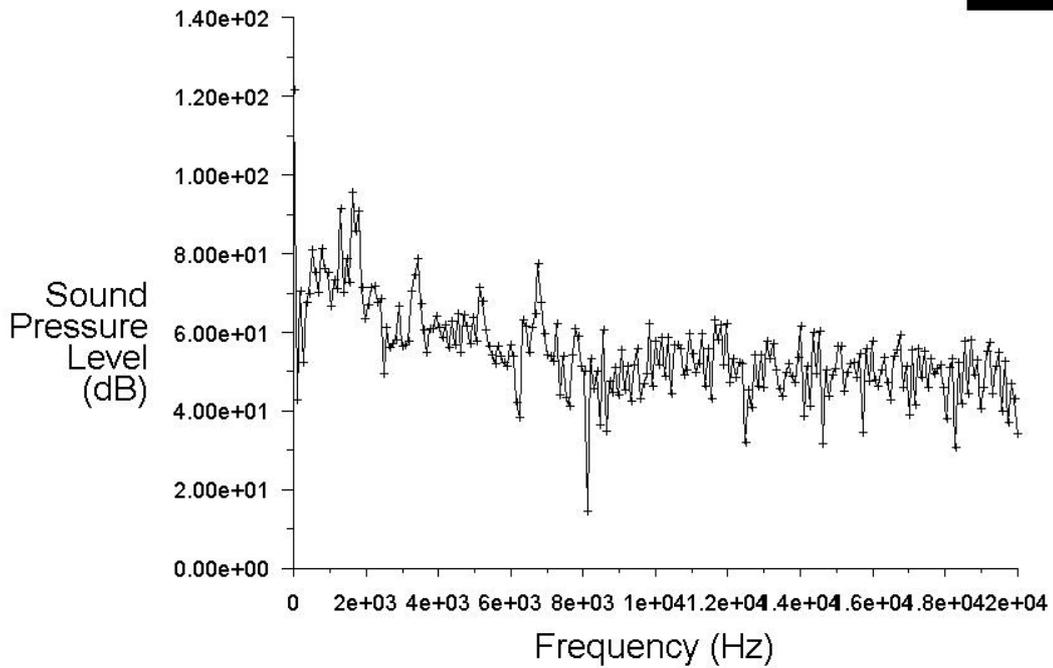
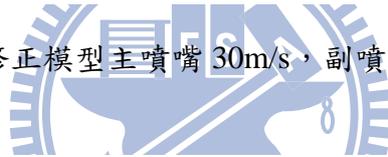


圖 77 三維修正模型主噴嘴 30m/s，副噴嘴 20m/s 聲場頻譜圖

表 2 噴嘴修正模型減噪對照表

主噴嘴速度 30m/s 原始聲強(dB)	84.69						
副噴嘴速度 (m/s)	3	6	10	18	20	23	28
修正模型聲強 (dB)	89.35	85.42	81.47	76.63	76.03	76.35	82.63
減噪百分比 (%)	-5.50	-0.86	3.8	9.52	10.2	9.85	2.43

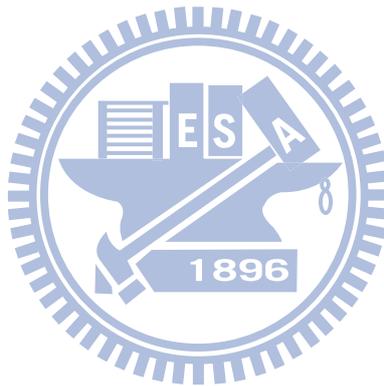


表 3 修正模型主噴嘴 10m/s，不同比例下的分貝值。

外管速度 m/s D:d	3	5	8
10:1	60.4 _(-7.2%)	64.2 _(-1.4%)	67.6 _(+3.8%)
10:2	58.7 _(-9.8%)	62.7 _(-3.7%)	66.4 _(+2%)
10:4	49.2 _(-24.4%)	48.1 _(-26.1%)	50.8 _(-22%)
10:6	51.4 _(-21%)	53.7 _(-17.5%)	56.4 _(-13.4%)

無側管時，原始分貝值為 65.1dB。

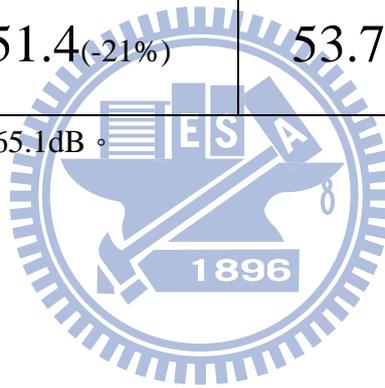


表 4 修正模型主噴嘴 30m/s，不同比例下的分貝值。

無側管時，原始分貝值為 87.9dB。

外管速度 m/s D:d	5	10	15	20	25
10:1	101(+15%)	123(+40%)	137(+56%)	148(+68%)	156(+77%)
10:2	85.3(-3%)	83.3(-5%)	81.6(-7%)	82.9(-5.7%)	88.2(+0.3%)
10:4	86.1(-2%)	80.4(-8.5%)	80.0(-9%)	82.6(-6%)	84.6(-3.7%)
10:6	86.5(-1.5%)	81(-7.8%)	79.7(-9.3%)	82.4(-6.3%)	84.5(-3.9%)

無側管時，原始分貝值為 87.9dB。

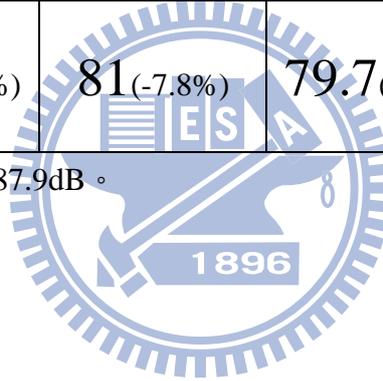
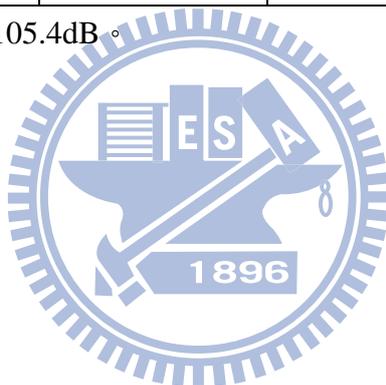


表 5 修正模型主噴嘴 50m/s，不同比例下的分貝值。

外管速度 m/s D:d	10	20	25	30	40
10:2	101.3 _(-3.8%)	98.1 _(-7%)	97.2 _(-7.8%)	96.5 _(-8.4%)	101 _(-4.2%)
10:4	100.4 _(-4.7%)	95.1 _(-9.8%)	94.0 _(-10.8%)	93.1 _(-11.7%)	96.3 _(-9.1%)
10:6	101.0 _(-4.2%)	93.8 _(-11%)	90.7 _(-14%)	91.2 _(-13.5%)	94.6 _(-10.2%)

無側管時，原始分貝值為 105.4dB。



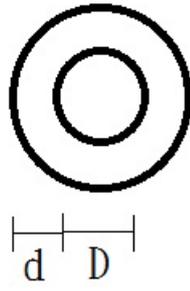
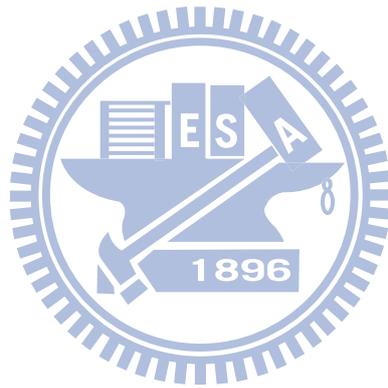


圖 78 三維修正模型主副噴嘴示意圖



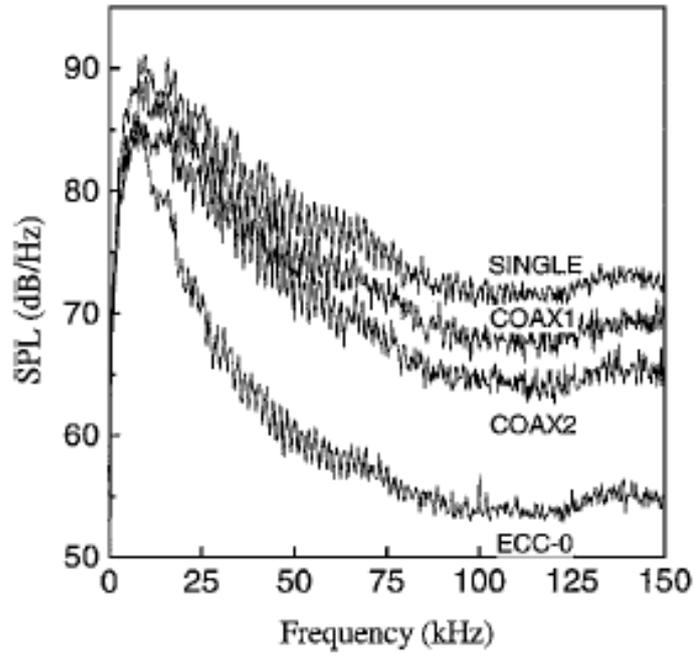


圖 79-a 分貝頻譜圖(引用自[16])

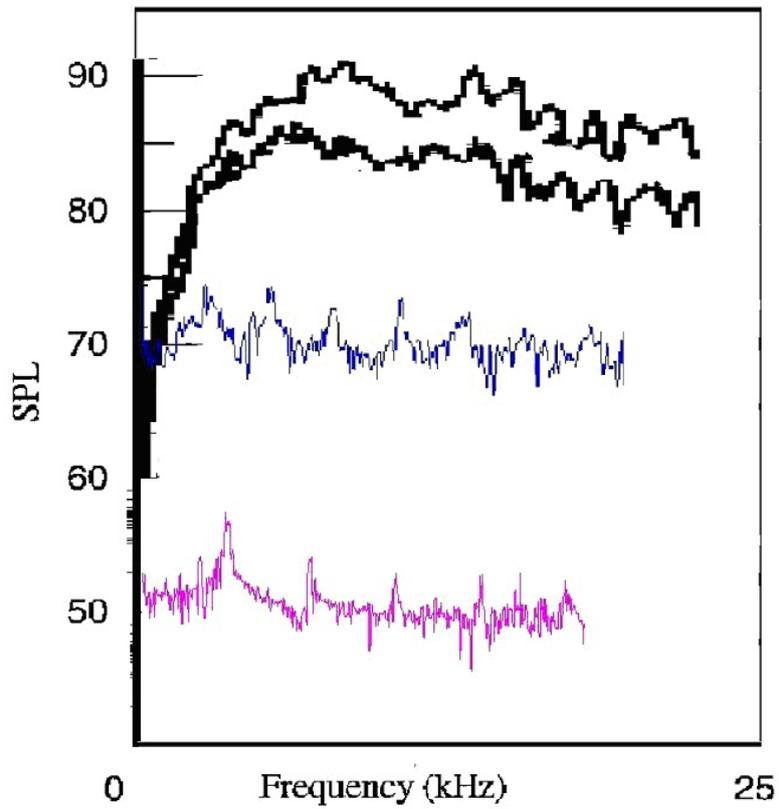


圖 79-b 分貝頻譜圖

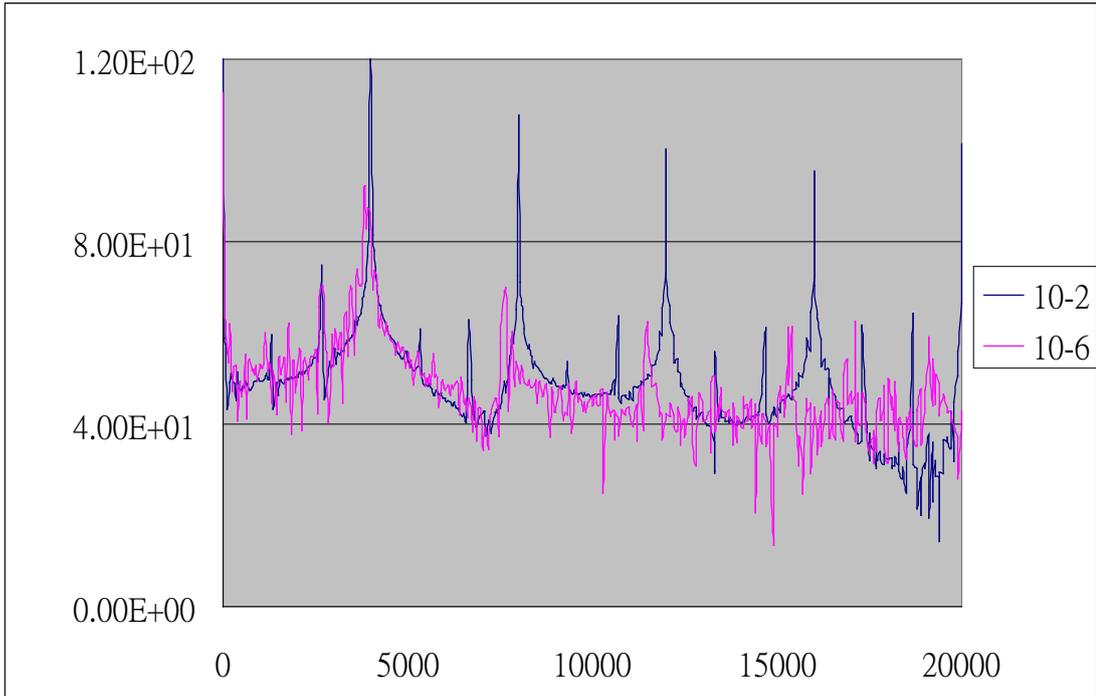


圖 80-a 50m/s 不同管徑比例之頻譜圖

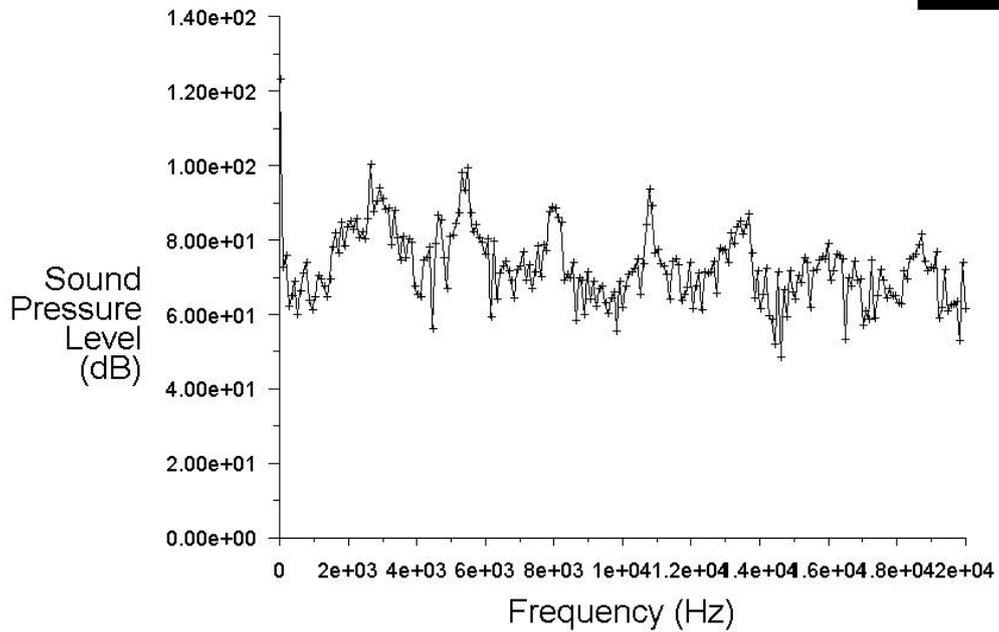


圖 80-b 50m/s 未加副噴嘴之頻譜圖

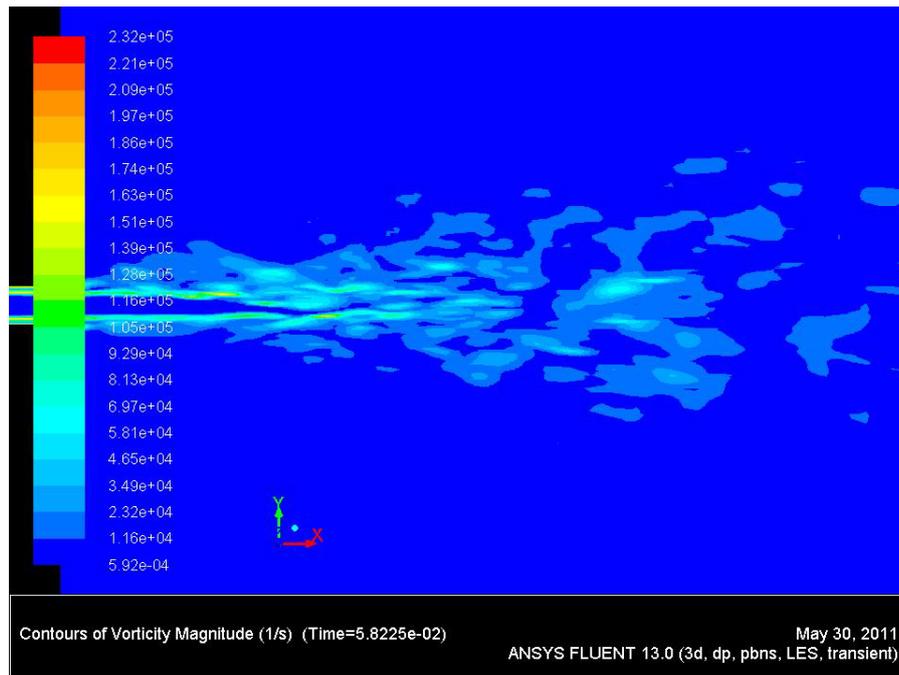


圖 81 50m/s 下管徑比 10:2 之渦流強度圖

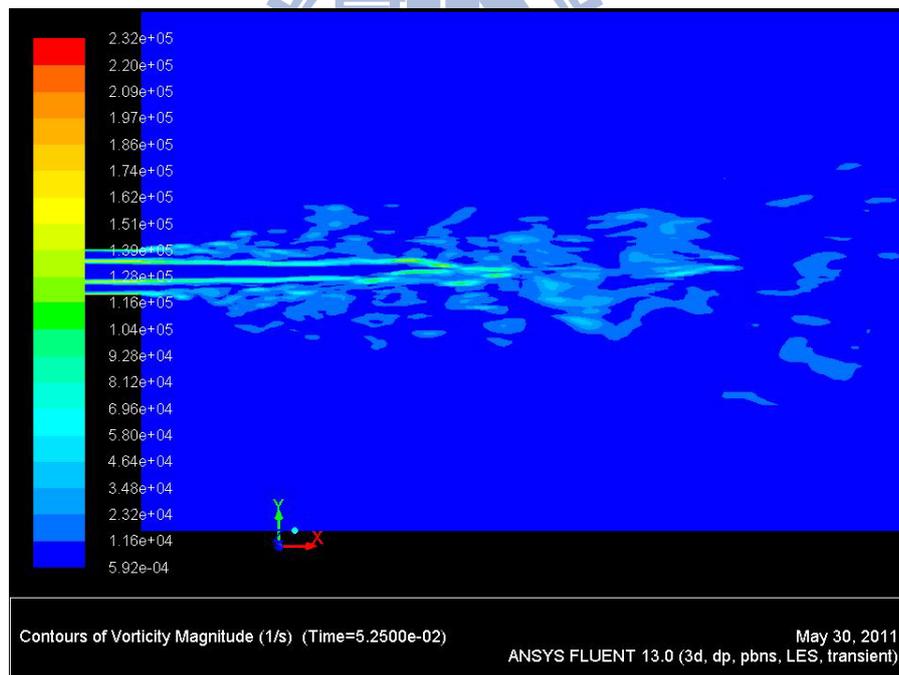


圖 82 50m/s 下管徑比 10:6 之渦流強度圖

第五章 結論

由上述結果可得知，隨著噴嘴之噴流速度越大，噪音也隨之增加，且噴流速度將影響整體聲場的擴散程度。當速度越高時，氣流將會噴至更遠處，使速度場與壓力場影響的範圍更加擴大，在計算聲場時也需要計算更大範圍的壓力變化。當雷諾數為 6500 時，將會產生最大為 106dB 的噪音，聲場強度最高的地方為噴流出噴管後之外圍部分。

另外由不同速度的噴嘴可發現，噴嘴速度越小，噴流的紊流強度也越小，噪音也會越小。以壓力場來看，噴嘴流場之壓力波在一開始會最大，隨之時間的變化，壓力波逐漸變小，並且由於紊流的影響，呈現上下交錯的壓力波，而壓力波的潰散代表了高壓流體的能源逐漸耗散。速度越大之噴流，壓力波的範圍也越大且數量也越多，壓力變化越明顯的流場，噪音值也會越大。在噴流的壓力場中可觀察到許多大小不一的壓力波交互作用，代表了紊流造成的聲場是一種寬頻聲源，即從最低頻到最高頻區段皆有聲音的產生，因為不斷變化的大小不同的壓力波就是造成聲場中不同頻率噪音的主因。

由噴嘴之聲場頻譜圖可發現，噴流噪音為一寬頻噪音源，因此無特定峰值。由於噴嘴之噪音產生原因主要是在噴嘴出口之邊緣處，流體由噴嘴噴出至外界時，噴流之最外側與外界靜止流體交互作用產生之影響，因此當噴流之速度與壓力梯度很大時，產生極大之壓力擾動就會造成極大之噪音源。

如要改善噴流噪音，常見之方法為在噴嘴外圍多加一低速噴流層，使噴流速度場與壓力場與外界大氣之變化程度減少，以降低聲源項之壓力擾動來抑制聲場強度。由表 3 得在速度為 10m/s 下，最佳的主副管徑比為 10:4，副管速度為 5m/s；由表 4 得在速度為 30m/s 下，最佳的主副管徑比為 10:6，副管速度為 15m/s；由表 5 得在速度為 50m/s 下，最佳主副管徑比為 10:6，副管速度為 25m/s。並且可歸納，一般情況下副噴嘴的速度為主噴嘴速度的一半時，具有最佳之減噪效果。不同主副管徑比有不同的減噪效果，主要為造成不同的渦流強度所致。

參考文獻

- [1] M. J. Lighthill, On Sound Generated Aerodynamically. I. General Theory, Proc. Roy. Soc. London 211 (1952) 564-587.
- [2] J. E. Ffowes Williams and D. L. Hawkings, Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion, Philos. T. Roy. Soc. 264 (1969) 321-342.
- [3] E. Z. William, Class theoretical approaches to computational aeroacoustic, NASA Langley Research Center Hampton (1992).
- [4] C. K. W. Tam, Computational aeroacoustics: Issues and Methods, AIAA 33 (1995) 1788-1796.
- [5] A. Uzun, G. A. Blaisdell and A. S. Lyrintzis, 3-D Large Eddy Simulation for Jet Aeroacoustics, AIAA (2003)
- [6] K. Ohnishi, H. Zhang, T. Tomohiro, H. Kayama, M. Nawa, and N. Taniguchi, The evidence of the noise analysis technique by LES using general-purpose code FrontFlow, JSFM (2004).
- [7] O. Kenji, H. Ryutaro, and F. Tatsuya, Prediction of wind noise radiated from passenger cars and its evaluation based on auralization, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn. 81, (1999) 403-419.
- [8] C. K. W. Tam and N. N. Pastouchenko, Fine-Scale Turbulence Noise from Dual-Stream Jets, AIAA 44 (2006) 90-101.
- [9] J. Prieru and G. Rahier, Aeroacoustic integral methods, formulations and efficient numerical implementation, Aerosp. Sci. Technol. 5 (2001) 457-468.
- [10] Y. Addad, D. Laurence, C. Talotte, and M.C. Jacob, Large eddy simulation of a forward-backward facing step for acoustic source identification, Int. J. Heat Fluid Flow 24 (2003) 562-571.
- [11] 梁勝明, 戴朝盛, 楊宗明, 平行計算用於排氣管噪音預測和降低噪音之研究(1/3), NSC 96-2221-E-269-013- MY3 (2008).
- [12] C. Bogey, C. Bailly and C. Juve, "Noise computation using Lighthill's equation with inclusion of mean flow-acoustic interaction", AIAA Aeroacoustics Conference (2001).
- [13] S. C. Crow and F. H. Champagne. "Orderly structure in jet turbulence"(1971)

[14]E. Laurendeau, P. Jordan, J. P. Bonnet"Subsonic jet noise reduction by fluidic control:
The interaction regionand the global effect"(2008)

[15]陳金文、趙金榮、古旭輝、林阿成 " 次音速噴流噪音分析"(1996)

[16] Dimitri Papamoschou and Marco Debiasi"Directional Suppression of Noise from a
High-Speed Jet"(2001)

