

## 2013 中華民國航太學會學術研討會論文投稿封頁

### A. 論文資料：

論文題目：\_\_\_\_\_可調式算則在空蝕現象的模擬應用\_\_\_\_\_

論文類別：2\_\_\_\_\_

作者（中文）：\_\_\_\_\_牛仰堯，王瀚鉉\_\_\_\_\_

作者（英文）：\_\_Yang-Yao Niu, Han-Hung Wang\_\_

若投稿論文為國科會研究計畫之成果，請註明國科會計畫編號：

\_\_\_\_\_NSC 101-2221-E-032 -071 -MY2\_\_\_\_\_

連絡人：\_\_\_\_\_牛仰堯\_\_\_\_\_單位：\_\_\_\_\_淡江大學航太系\_\_\_\_\_

地址：\_\_\_\_\_新北市淡水區英專路 151 號\_\_\_\_\_

電話：\_\_\_\_\_02-26215656-2660\_\_\_\_\_

傳真：\_\_\_\_\_

E-mail：\_\_\_\_\_sonicwave711@gmail.com\_\_\_\_\_

### B. 論文競賽：每篇論文均須勾選一項

本論文 參加『大會論文競賽』

不參加『大會論文競賽』

## 可調式算則在空蝕現象的模擬應用

牛仰堯, 王瀚鎡

淡江大學 航空太空工程學系  
國科會計畫編號：NSC 101-2221-E-032 -071 -MY2

### 摘要

本文目的為發展一個非穩態可壓縮多相流含空蝕現象的數值模式。如我們所知，在多相流的計算分析中，不同流體的界面捕捉以及模擬相變化的過程仍然是極大的挑戰。本文將以混合守恆之多相可壓縮 Navier-Stokes 方程式做為統御方程式，並模擬不可壓縮及可壓縮全流域。我們加入預調法模擬相變化的過程，數值方法則採取 Weiss and smith 等人[18]所發展出來 Preconditioning 方法，並結合 Roe 的數值通量分離法處理空間通量的離散，以 4 階 Runge-Kutta method 處理時間離散，使程式能在數值穩定與計算時間上求得較佳之平衡。本文驗證之例子為準一維水噴嘴流道以及二維鈍頭體空蝕現象的分析，分析結果與相關實驗的數據比對均能獲得令人滿意的驗證。

關鍵字：兩相流、空蝕現象、預調法

## Application of Preconditioned Method on the Simulation of Cavitating Flows

Yang-Yao Niu , Han-Hung Wang

Department of Aerospace Engineering, Tamkang University

### Abstract

The purpose is to develop an unsteady compressible multiphase flow cavitation numerical model. As we know, capturing different fluid interface and simulating phase change process are still a great challenge in the calculation analysis of multiphase flow. This paper use mixing conservation equations of multiphase compressible Navier-Stokes as governing equations. we adopt preconditioned method to simulate phase change process. Numerical methods are taken Preconditioning method by Weiss and smith et al [18] developed. And we adopt Roe's flux splitting method to deal with flux discretization in space. A dual-time implicit formulation with 4-order Runge-Kutta method is employed to accommodate the inherently unsteady physics. The program will enable the numerical stability and computation time obtained a better balance. In this thesis, examples of verifications are 1-d nozzle of the flow path and 2-d blunt body cavitation analysis and the results compared with the experimental data can obtain satisfactory for verification.

Keywords : Two-phase flow, Cavitation, Preconditioning

## 一、前言

在有關於多相流體研究中，空蝕現象是最常被拿出來探討的現象之一，其為一複雜且多相交互作用(包含液態、氣態與汽態)的流場結構，其現象在流體機械設備中扮演著影響機械工作效能好壞的重要因素之一，譬如常見於燃料注射器、火箭推進系統、船用螺旋槳、水翼等等設備。由於空蝕現象在流體系統中會存在著多尺度的問題，這會造成流場的不穩定性、流量的降低、結構震動、噪音和材料腐蝕等等情況的發生，使得設備的材料結構上產生不可忽視的損害，所以空蝕現象通常被認為是一個不良的現象。

Delannoy 等人[1]提出了一個可以把壓力與混合密度做連結的 Barotropic 定律，其可以預測不可壓縮流場和過度區內的混合密度。Kubota 等人[2]建立了一個可以解釋在渦漩與空蝕氣泡彼此間黏滯性相互關係的空蝕模型，稱為氣泡兩相流模型(Bubble Two-Phase Flow Model, BTF)，目的是要把在可壓縮黏性流場中氣泡內部與外部的極大的密度變化做一個相關的聯結。此外有其他學者們提出用在考慮有關用於空隙率(void fraction)的質傳方程式，如 Singhal 等人[3]、Merkle 等人[4]，使用一個蒸發/凝結的源項在這些方程裡控制了兩相彼此間質量的傳遞。

Weiss and Smith[5]於 Navier-Stokes 方程加入預調法，並在 Roe 的數值通量分離法處理空間通量的離散，這方法在最近研究中使用去改善兩相流中會存在的多尺度問題。Satoru Yamamoto 等人[6]於 2004 年利用預調法來模擬在低馬赫數下近似不可壓縮的液氣兩相空蝕流，結果與實驗數據比對吻合。Coutier-Delgosha 等人[7]於 2005 年使用其修改過後的預調法來模擬突縮管的兩相流空蝕現象，提出了三個主要影響預調法穩定性的關係：需要在兩相區域建立精細的網格、要謹慎的處理人工消散項和降低密度的影響，並且發現可以提高計算的收斂性和速度。Eric Goncalves 等人[8]在 2009 年使用 RANS 並結合預調法來求解可壓縮單流體的空蝕現象，並在混合區域內使用 stiffened gas EOS 來分析的熱力學相變化的關係，可以在混合區內得到令人滿意的空蝕流定量和低聲速的分析。

## 二、數值模式

本文所使用混合模式用模擬空蝕現象，在這個模式上，假設流體在界面上的熱和力皆為平衡，並且將流體的速度定為連續。因此，各相流體都

各有其連續方程式，且在流體的混合中用動量方程式來描述，而相的連續方程式將以體積佔有率寫成。

### 統御方程式

牛頓流體的黏滯流是可由 Navier-Stokes 方程所決定，這個方程組是由表面積差分的控制體積法所寫成，其為積分和卡式座標的形式，可用來描述平均流體的特性。而經由簡化後，在一維的尤拉可壓縮方程式可寫成如下式：

$$\frac{\partial}{\partial t} W_1 + \frac{\partial}{\partial x} F_1 = 0 \quad (1)$$

在此保守變數  $W_1 = \{\rho \quad \rho u \quad \rho E \quad \rho Y\}^T$ ; 通量  $F_1 = \{\rho u \quad \rho u^2 + P \quad \rho H u \quad \rho Y u\}^T$ 。其中  $\rho$ 、 $u$ 、 $E$ 、 $P$  和  $Y$  分別為流體的密度、 $x$  方向上的速度、單位質量的總能、壓力和質量佔有率。而總能  $E$  與總焓  $H$  的關係式為  $E = H - P/\rho$ ，在此  $H = h + |u|^2/2$  和  $h = C_p T$ 。對於可變密度液體的狀態方程的通式為  $\rho = \rho(P, T)$ ， $T$  為液體的溫度。而在紊流的情況下，對於紊流閉合則需要增加額外的場方程(如紊流動能和消散率)。

另外，在二維的求解上，則是使用 Navier-Stokes 方程，其式子如下：

$$\frac{\partial}{\partial t} W_2 + \frac{\partial}{\partial x} F_2 + \frac{\partial}{\partial y} G_2 = \frac{\partial}{\partial x} F_{2v} + \frac{\partial}{\partial y} G_{2v} \quad (2)$$

各項分別為以下：

$$W_2 = [\rho \quad \rho u \quad \rho v \quad \rho E \quad \rho Y]^T$$

$$F_2 = [\rho u \quad \rho u^2 + P \quad \rho uv \quad \rho Hu \quad \rho Yu]^T$$

$$G_2 = [\rho v \quad \rho uv \quad \rho v^2 + P \quad \rho Hv \quad \rho Yv]^T$$

$$F_{2v} = [0 \quad \sigma_{xx} \quad \sigma_{xy} \quad u\sigma_{xx} + v\sigma_{xy} - q_x \quad 0]^T$$

$$G_{2v} = [0 \quad \sigma_{yx} \quad \sigma_{yy} \quad u\sigma_{yx} + v\sigma_{yy} - q_y \quad 0]^T$$

其中  $W_2$  為保守變數， $F_2$  和  $F_{2v}$  為  $x$  方向的通

量和黏滯項， $G_2$  和  $G_{2v}$  為  $y$  方向的通量和黏滯項。

### 預調法

預調法矩陣的推導主要參考[5]的方法，首先是把式(1)中的保守變數  $W_1$  (Conserved Variable) 轉換成原始變數  $Q$  (Primitive Variables)，如下：

$$\Gamma \frac{\partial}{\partial t} Q + \frac{\partial}{\partial x} F = 0 \quad (3)$$

其中原始變數  $Q = [P \ u \ T \ Y]^T$ ，而預調矩陣  $\Gamma = \frac{\partial W}{\partial Q}$ 。

### 狀態方程式

液體狀態：

求解可壓縮流，參考 Cole et 於 1948 年提出的文獻，採用其壓力方程式，如下：

$$P = K_0 \left[ \left( \frac{\rho}{\rho_{sat}(T)} \right)^n - 1 \right] + P_{sat}(T) \quad (4)$$

其中， $n = 7$ ， $K_0 = 3 \times 10^8$  Pa。

氣體狀態：

氣體之壓力  $P_g$  可用理想氣體方程式求得，式子如下：

$$P_g = \rho_g R_g T_g \quad (5)$$

其中  $R_g$  為理想氣體常數； $T_g$  為氣體溫度。

氣體音速的表示式如下：

$$a_g = \left( \frac{\gamma_g P_g}{\rho_g} \right)^{1/2} \quad (6)$$

混合狀態：

$$\rho Y = \rho_g \alpha \quad (7)$$

其中， $\rho$ 、 $Y$ 、 $\rho_g$  和  $\alpha$  分別為混合密度、汽體

的質量佔有率、汽體密度和汽體的體積佔有率。  
**數值方法**

本文所使用的數值方法為 Roe 所提出的通量差分分離法，並根據 Weii-Smith 把統御方程式裡的保守變數和通量值代入，可以得到下列式子：

$$F = 1/2(F_R + F_L) - 1/2|A|\Delta W \quad (8)$$

其中，矩陣  $A = \Gamma^{-1} \frac{\partial F}{\partial Q}$ 。而在這預調法中矩陣  $A$  的特徵值分別為：

$$\lambda_1 = u' - c', \lambda_2 = u' + c', \lambda_3, \lambda_4 = u$$

在此， $u' = u(1 - \phi)$ ，自定義參數  $\phi = \frac{1 - \beta U_r^2}{2}$ ，

其中，人工壓縮聲速  $c' = \sqrt{\phi^2 u^2 + U_r^2}$  和人工壓

縮參數  $\beta = \rho_p + \frac{\rho_T}{\rho h_T}$ 。

而在在數值消散項這部分為：

$$|A|\Delta W = \Gamma|A|\Delta Q, \quad |A| = X_\Gamma |\Lambda_\Gamma| X_\Gamma^{-1}$$

$$\Gamma|A|\Delta Q = \begin{bmatrix} \Delta(\rho) \\ \Delta(\rho u) \\ \Delta(\rho E) \\ \Delta(\rho Y) \end{bmatrix} |u| + \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho H \\ \rho Y \end{bmatrix} \delta u + \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ u \\ 0 \end{bmatrix} \delta P \quad (9)$$

其中，

$$\delta u = M^* \Delta u + \frac{\Delta P}{\rho U_r^2} (C^* - u \phi M^* - (1 - 2\phi)|u|)$$

$$\delta P = M^* \Delta P + \rho (C^* - u \phi M^* - |u|) \Delta u$$

$$C^* = \frac{|u' + c'| + |u' - c'|}{2}; \quad M^* = \frac{|u' + c'| - |u' - c'|}{2c'}$$

### 時間離散

在時間精度這一方面，使用顯式的 4 階 Runge-Kutta 法來對時間做離散，而在時間步的計算中考慮了 CFL 條件 (Courant - Friedrichs - Lewy condition) 和 Von Neumann Number  $\sigma$ ，表示式如下：

$$\Delta t = \min \left( \frac{CFL \Delta x}{u + c'}, \frac{\sigma \Delta x^2}{v} \right)$$

其中，CFL number 和 Von Neumann Number 皆設定為 0.9。

### 三、結果與討論

吾人主要是從 Weiss and Smith 在 1955 年[5]所發展出來的預調法上作為基礎，並針對能應用在模擬兩相流中的空蝕現象為目標，而在統御方程式中加入了可以考慮到液汽兩相間的體積佔有率之守恆方程式，得到了一個可以計算可壓縮多相流含空蝕現象的數值模式，在本文稱為 Preconditioning Roe 算則。

然而，在考慮到原統御方程式的守恆，吾人認為把經過預調法修正過後的聲速項( $c'$ )，取代原 Roe 算則中的聲速項，可推導得出一個新的算則，而在本文中稱其為 Modified Preconditioning Roe 算則。並且來模擬準一維水噴嘴和二維的鈍頭體的兩相流之空蝕現象，並驗證這以上兩個數值方法。

接著，使用套裝軟體 FLUENT14.0 來測試 S-A 紊流模型與標準 紊流模型，模擬二維的鈍頭體與突縮管這些外型的空蝕現象，而在各紊流模型的係數皆為預設值的情況下比較其結果。然後，選擇較佳結果的紊流模型，再來測試不同空蝕模型的影響。

#### Cas1 準一維水噴嘴之數值分析

在這個例子中，吾人利用數值方法中的 Preconditioning Roe 算則與 Modified Preconditioning Roe 算則這兩種數值模式，來進行模擬準一維高壓水噴嘴[10]的空蝕現象，而其流體為可壓縮流的液態水，流體條件如表 1 所示。

這個問題主要探討的重點在於可壓縮水噴嘴的相變化過程，其發生原因是由於流體通過突然收縮的噴嘴喉部時，造成局部壓力快速下降達到水的飽和蒸汽壓，因此在噴嘴喉部區域產生空蝕現象，此空蝕現象將會造成流場的不穩定性，所以在數值計算中存在著不可避免的數值誤差。

所以為了避免數值誤差，故吾人在數值求解上採用 201 個網格點進行計算。另外，在 CFL Number 的選擇上，選取 0.5 來維持數值的穩定性，並設定環境溫度下水的蒸汽壓為 3267 Pa。從圖表 1(a)可以看出來，當流體流經喉部時其流體的速度將會增加，而根據 Bernoulli's 定律，此時壓力將會逐漸下降，並且在喉部的周圍呈現一低壓區。然而這低壓區將隨著流體的流動往下游延伸擴張，當這低壓區的壓力低於飽和蒸汽壓時，將會產生相變化並且形成了一個空蝕區。另外當流體通過喉部區域後，在接近壁面的流體會因為受到邊界層的影響，使受到影響的流體流速會降低且壓力將會上升，在沒有數值震盪誤差的情形下會形成一個類似震波的介面存在於空蝕區和凝結區之中，而這震波被稱為凝結震波。此外，前後的壓差將造成一股渦流動力，會產生一個迴流機制，而當迴流沿著壁面迴流至上游區時，將會破壞空蝕流的結構並使空蝕氣泡脫離。而脫離的氣泡流會因為氣泡周圍的壓力上升，使得氣泡破裂潰散。

而在圖表 1(b)中，可以看出在喉部區域的液態水密度是逐漸地下降，而當接觸到高壓的凝結震波時液體會被再次壓縮，使得密度急劇地上升。

由於聲速在液體中會比在氣體中還要來得高，根據馬赫數的定義，當流體流經空蝕區域時，由於在氣體中的聲速較小，所以這時流體的馬赫速會急劇上升。直到碰到了凝結震波，流體回到液態水的狀態下，馬赫速才急劇的下降，就如圖表 1(c)所示。

而圖表 1(d)為蒸汽的體積佔有率分布圖，當流體流過喉部時氣泡開始產生並逐漸增加，形成了一個液汽混合的區域。而在圖中位置為 0.74 m 時，可看出此處為液汽混合區中氣體所占比例最高之處。而通過此處後，由於氣泡破裂造成氣體佔有率急劇下降。

接著比較 Preconditioning Roe 算則與 Modified Preconditioning Roe 算則在模擬準一維水噴嘴的數值結果上可以發現，兩種方法所得出的結果都非常地相近，這樣可以驗證了吾人所推導出的 Modified Preconditioning Roe 算則之正確性，並且從圖 2 可以看出，收斂性比較佳，且收斂的速率更快。另外，這個例子在求解更多的網格數所得結果的比較下，是幾乎完全一樣的。

#### Case2 二維鈍頭體空蝕模擬

在這個例子中，吾人首先用 Modified Preconditioning Roe 算則來預估鈍頭體的空蝕現象，接著探討在相同的網格和計算條件下，比較使用不同的紊流模型和空蝕模型去進行鈍頭體在水中的空蝕現象的數值計算。依照文獻[11]，在計算中採用的流場之雷諾數為 136000，而設定的空蝕係數( $K$ )分別為 0.8、0.4 和 0.3，鈍頭體的直徑為 2 英寸，網格為 C 型網格且數量為  $350 \times 10^6$ ，如圖表 3 所示。另外，液態水的密度為  $998.2 \text{ kg/m}^3$ ，環境溫度為 300K，飽和蒸汽壓為 3589 Pa，而各空蝕係數下的流體條件如表 2 所示。

在計算過程中，首先針對不同紊流模型做測試，並擷取不同空蝕係數下， $s/d$  和壓力係數之間的關係，在和 Rouse 等人[11]的實驗值進行比對。在此  $C_p$  的定義如下：

$$C_p = \frac{2(P - P_\infty)}{\rho_l U_\infty^2}$$

其中， $P$  為鈍頭體壁面上的局部壓力。

從圖 4(a)可以看出，當空蝕係數在 0.8 的時候，鈍頭體周圍的壓力仍然高於液體的飽和蒸汽壓，所以沒有產生相變化。而當空蝕係數從 0.8 下降到 0.4 時，在圖 4(b)中可以發現在鈍頭體肩部區域的壓力會下降至液體的蒸汽壓左右，進而導致空蝕氣泡的形成，因此密度開始產生變化而逐漸降低。而密度越低表示存在於液體中的蒸氣越多，另外也可以在圖 4(c)觀察到當空蝕係數逐漸下降至 0.3 時，空蝕區域的範圍會逐漸地擴大。並且從粒子軌跡圖中可以發現，空蝕區的後緣區域有產生一迴流區。其發生原因是因為在接近壁面的區域，由於流體速度的降低與壓力的提高，而引起更大尺度的渦流動力，使得空蝕流從壁面上脫離，此時這大尺度的渦流動力將使得壁面區域產生朝上游方向的迴流。

### 不同的紊流模式的結果之比較

吾人分別測試 S-A 紊流模型(Spalart-Allmaras Model)和標準  $k-\epsilon$  紊流模型(Standard k-epsilon Model)，並探討它們對於模擬鈍頭體之空蝕現象的影響，而其中各紊流模型的參數皆用預設值，其值如表 3 和表 4。

從圖 5 中可以發現，兩個紊流模型在預設值的條件下，所得到的數值結果是非常的相似的。在圖 5(a)的例子中其空蝕係數為 0.8，剛好達到初始空蝕的條件，所以會在鈍頭體的表面上產生一個低壓點，但因為前後的壓差仍不夠讓其低壓區延伸，所以此時在鈍頭體表面的流場中不會產生空蝕氣泡。當逐漸降低空蝕係數後，如圖 5(b)和(c)所示，會形成一個低壓區也就是飽和區，且會隨著空蝕係數的降低而延伸，直到接觸凝結震波後壓力就急遽上升了。而在這低壓區域內，因為達到流體的對應溫度下之飽和蒸氣壓，所以將形成空蝕氣泡。而根據 Rouse 等人的實驗值，比對後可以發現 S-A 紊流模型會比較趨近。所以，接下來吾人將用 S-A 紊流模型並匹配不同的空蝕模型做參數，來模擬鈍頭體的空蝕現象。

### 不同的空蝕模式的結果之比較

接著，吾人將測試 Zwart-Gerber-Belamri 空蝕模型與 Schnerr-Sauer 空蝕模型在預設值上來模擬鈍頭體的空蝕現象，其結果如圖六所示。從圖中可以發現，這兩種空蝕模型在預設值的條件下其求解出來的結果是完全相同的，吾人認為其原因可能是這兩種空蝕模型皆為半經驗公式，且都是根據 Singhal et al.模型所推導出來，所以在不改變預設值的情況下，其求解出來的結果將會相似。

### Case3 二維突縮管空蝕模擬

接下來將要模擬的是突縮管內部的空蝕情形，網格如圖七所示，其收縮與擴張的角度分別為 18 度與 8 度，定流道最窄高度(h)部分為 34.3 mm，所佈網格數為  $50 \times 16$ ，雷諾數定為  $1.6 \times 10^6$ ，流體的蒸氣壓定為 2000 Pa，水的密度為  $998.2 \text{ kg/m}^3$ ，入口速度為 7.2 m/s，空蝕係數為 2.4。而在這例子中，空蝕現象發生在突縮管的最窄處，也就是咽喉處。早期 Stutz, Reboud 和 Shin 等人[12],[13]已經對這突縮管的外型做過實驗，且他們的實驗數據也被用來驗證其數值模擬。

根據 Stutz 等人實驗的觀察，這個例子會產生一個循環的非穩態空蝕現象，並呈現準週期的變化。每個循環都是由以下連續的步驟所組成：首先主要由一體組成的空蝕層出現，然後由液汽混合所組成的迴流沿著下壁面向上游流動，直到空蝕結構斷開，於是蒸氣雲就被自由流所帶走，最後潰散。

而吾人在此將以穩態的方法，並用不同的紊流模式分別模擬這個例子，並將其各自的結果與文獻[12]的實驗值做比對，如圖八。整體來說，這兩種模型的模擬結果之速度分佈的趨勢大致上與實驗數據雷同，但因為是非穩態空蝕現象的關係，所以在比對實驗值上會有較大程度的差距。

圖九顯示為預估二維突縮管的空蝕流，其主

要形成落在咽喉處並沿著下壁面發展，且在空蝕區後緣會產生一個迴流區。此迴流會斷開向後發展的空蝕流，之後剩餘的空蝕流又會再度生成，將會形成一個循環。然而在這個例子上，這兩種紊流模型在預設值條件下，所得到的數值結果與實驗值的比對並不太理想。所以若要能得到更佳的结果，可能需要在這兩種紊流模型的係數上稍做修改。但整體上來說，在趨勢上有些數值結果與實驗所描述的情形有類似之處。

## 四、總結

本研究總結如下：

4.1 在模擬準一維水噴嘴的例子中，可以清楚地看出 Modified Preconditioning Roe 算則得到的結果與 Preconditioning Roe 算則幾乎是一樣的，代表著 Modified Preconditioning Roe 算則的精準性是蠻令人滿意的。所以只修改了原統御方程式的聲速項，不但可以盡量維持原統御方程式的守恆，此外對於收斂性與收斂速率都有明顯的提升。

4.2 在模擬二維鈍頭體的空蝕現象這方面，雖然在空蝕係數為 0.3 的時候，其收斂性並不太理想，其原因有可能是因為此刻流場是處於從穩態下進入到非穩態的情況之間，所以會導致數值上產生震盪，使得計算上的收斂性並不容易降低，所以在整個數值模式上仍有改善的空間。然而整體來說，空蝕現象的預估與和實驗值的比對這方面，還算令人滿意的。

4.3 在突縮管的例子中，吾人用穩態的方式來模擬，可以預估出空蝕現象大致上的狀況，但由於在參照實驗數據的設定上難免會有誤差，再加上在這個例子中有許多的非穩態的物理現象，所以在和實驗值的比對上會有差距。

## 誌謝

感謝國科會計畫 NSC 101-2221-E-032 -071

-MY2 經費的支援。

## 參考文獻

- [1] Delannoy Y and Kueny JL, "Two Phase Flow Approach in Unsteady Cavitation Modelling", Cavitation and Multiphase Flow Forum, ASME-FED, Vol.98, pp153-158, 1990.
- [2] Kubota A; Kato H and Yamaguchi H, "A New Modelling of Cavitating Flows: A Numerical Study of Unsteady Cavitation on A Hydrofoil Section", Journal of Fluid Mechanics, Vol.240, pp59-96, 1992.
- [3] Singhal A.K; Li H; Atahavale M.M and Jiang Y, "Mathematical basis and validation of the full cavitation model", J. Fluids Engrg. 124,617-624, 2002.

- [4] Merkle C.L; Feng J and Buelow P.E.O, "Computational modeling of the dynamics of sheet cavitation", 3rd Int. Symp. on Cavitation, Grenoble, France, 1998.
- [5] Weiss J.M and Smith W.A, "Preconditioning Applied to Variable and Constant Density Flows", AIAA Journal Vol.33, No.11, pp2050-2057, 1995.
- [6] Byeong Rog Shin; Satoru Yamamoto and Xin Yuan, "Application of Preconditioning Method to Gas-Liquid Two-Phase Flow Computations." Journal of Fluids Engineering Vol. 126, pp605-612, 2004.
- [7] O. Coutier-Delgosa; R. Fortes-Patella; J.L. Reboud; N. Hakimi; C. Hirsch, "Stability of preconditioned Navier-Stokes equations associated with a cavitation model", Computers & Fluids 34, pp319-349, 2005.
- [8] Eric Goncalvès and Regiane Fortes Patella, "Numerical study of cavitating flows with thermodynamic effect", Computers & Fluids 39, pp99-113, 2009.
- [9] Philip J. Zwart; Andrew G. Gerber and Thabet Belamri, "A Two-Phase Flow Model for Predicting Cavitation Dynamics", ICMF, No. 152, 2004.
- [10] Jack R. Edwards and Meng-Sing Liou, "Low-Diffusion Flux Splitting Methods for Flows at All Speeds", AIAA Journal, pp1610-1617, 38, 1998.
- [11] Rouse H. and McNown J.S, "Cavitation and Pressure Distribution: Head Forms at Zero Angle of Yaw", State Univ. of Iowa Engineering Bulletin 32, Ames, IA, 1948.
- [12] Stutz B; Reboud JL, "Experiments on Unsteady Cavitation", Experiments in Fluids 22, pp191-198, 1997.
- [13] Stutz B; Reboud JL, "Two-Phase Flow Structure of Sheet Cavitation", Phys Fluids 9, pp3678-3686, 1997.

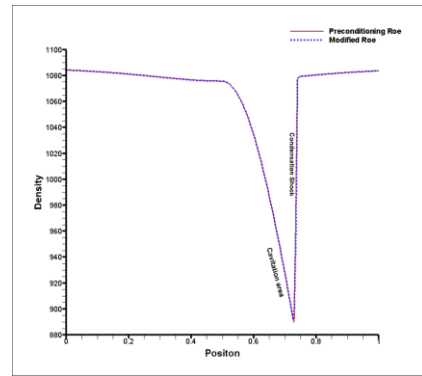


圖 1(b) 準一維噴嘴空蝕現象的密度分佈圖

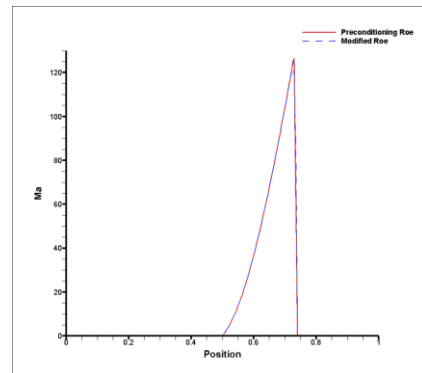


圖 1(c) 準一維噴嘴空蝕現象的馬赫速分佈圖

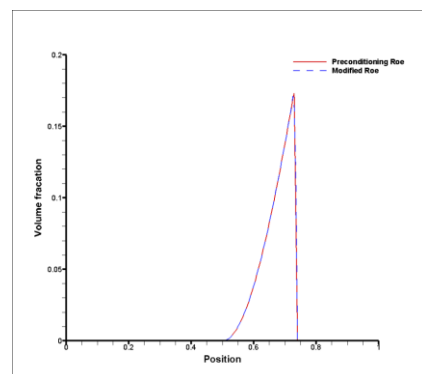


圖 1(d) 準一維噴嘴空蝕現象的蒸汽體積佔有率分佈圖

圖 1 準一維噴嘴的空蝕現象

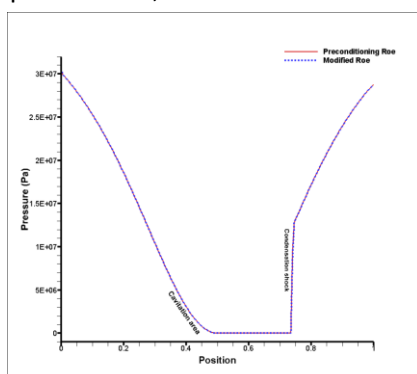


圖 1(a) 準一維噴嘴空蝕現象的壓力分佈圖

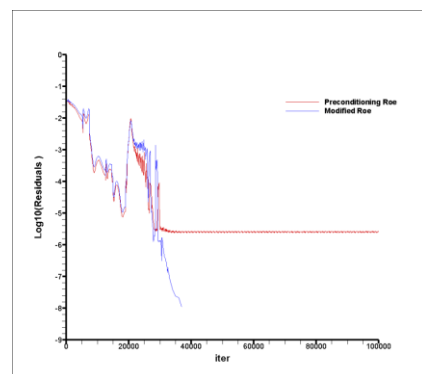


圖 2 準一維噴嘴空蝕現象的收斂過程

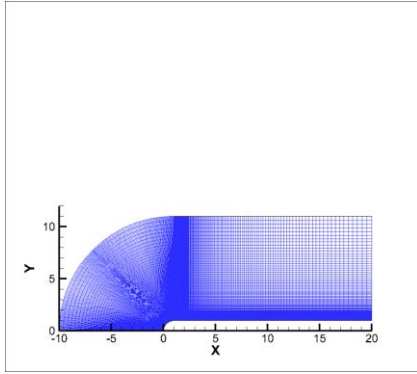


圖 3 二維鈍頭體流場網格圖

(網格數  $350 \times 100$ ，網格最小間距:  $3 \times 10^{-5}$  in.)

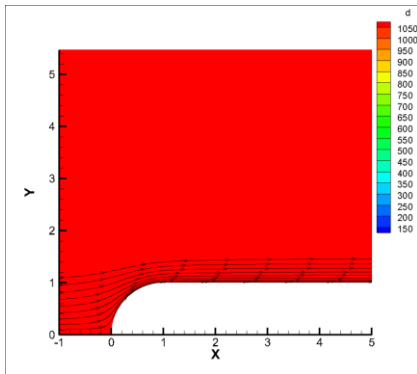


圖 4(a)  $k=0.8$

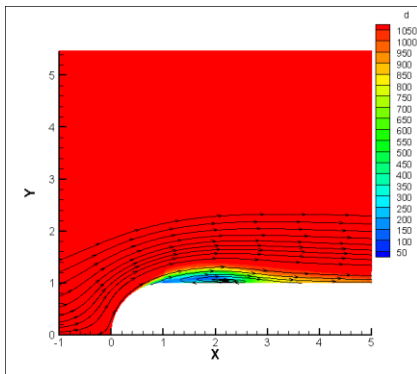


圖 4(b)  $k=0.4$

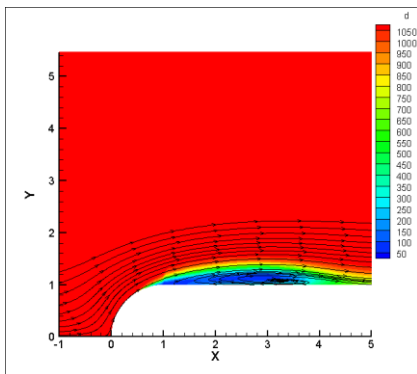


圖 4(c)  $k=0.3$

圖 4 二維鈍頭體空蝕現象的密度分布與速度粒子軌跡圖 ( $K=0.8 \sim 0.3$ )

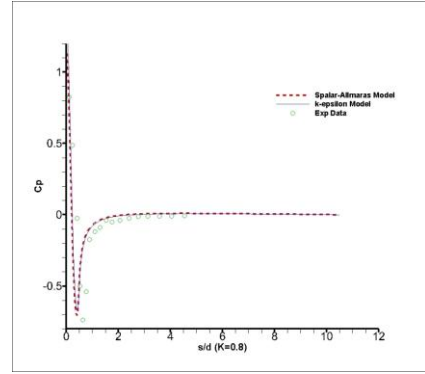


圖 5(a)  $k=0.8$

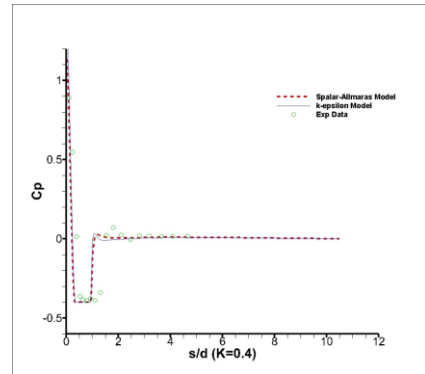


圖 5(b)  $k=0.4$

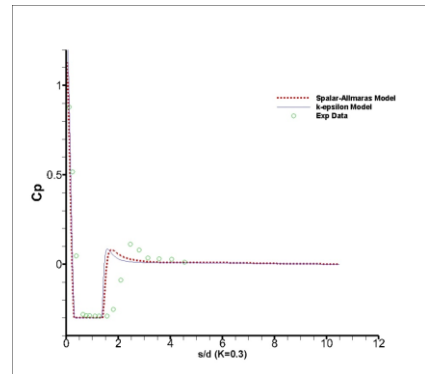


圖 5(c)  $k=0.3$

圖 5 不同紊流模型的鈍頭體表面壓力係數分佈

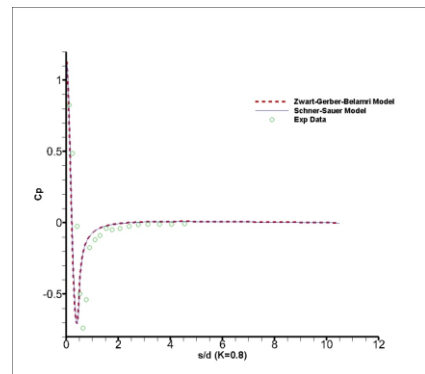


圖 6(a)  $K=0.8$



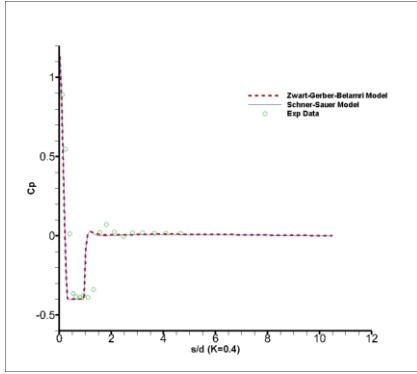


圖 6(b)  $k=0.4$

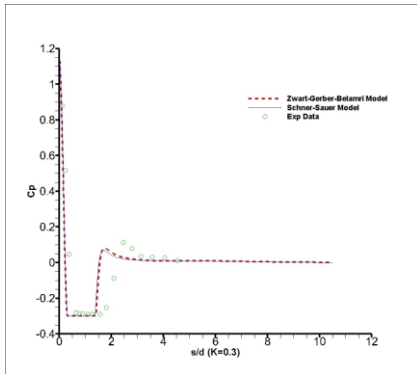


圖 6(c)  $k=0.3$

圖 6 不同空蝕模型的鈍頭體表面壓力分佈  
( $K=0.8\sim 0.3$ )

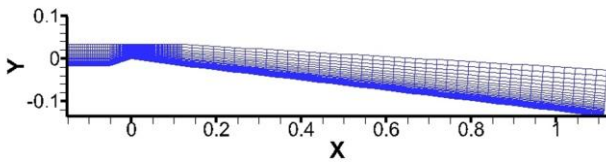


圖 1 二維突縮管網格圖

(網格數為  $50 \times 160$ ，網格最小間格為  $4.6 \times 10^{-6}$ )

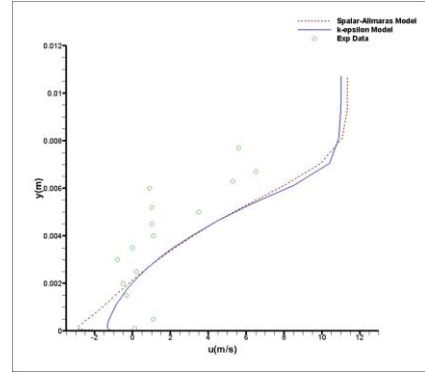


圖 8(b)  $x/h=0.92$

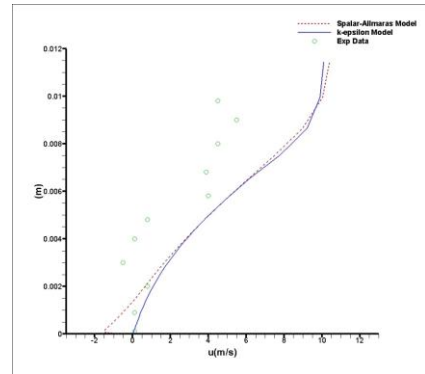


圖 8(c)  $x/h=1.44$

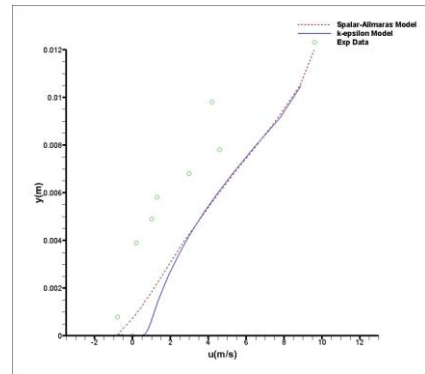


圖 8(d)  $x/h=1.90$

圖 8 不同紊流模式的突縮管下壁面速度分佈圖

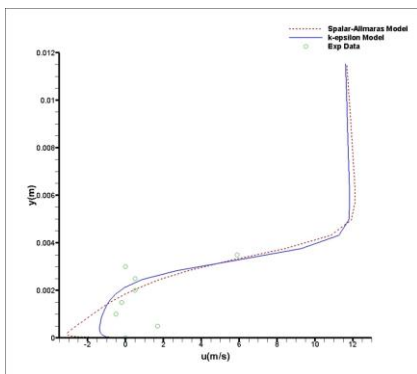


圖 8(a)  $x/h=0.4$

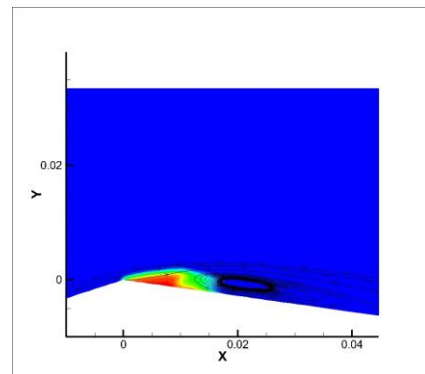


圖 9 二維突縮管空蝕現象之蒸汽體積佔有率