



非穩態三維噴流襟翼之性能研究

Study on the Performance of a Three-Dimensional

Jet-Flapped Hydrofoil in Unsteady Motion

計畫編號：NSC 89-2611-E-002-029

執行期限：89年8月1日至90年7月31日

主持人：吳聰能（台大造船及海洋工程學研究所）

共同主持人：陳義男（台大造船及海洋工程學研究所）

研究人員：余家齊（台大造船及海洋工程學研究所）

一、摘要

本研究以小板法之數值計算方法來探討三維噴流襟翼在非穩態運動中之流體動力性能，所考慮的非穩態運動為噴流襟翼之噴流撓角做週期性擺動。在翼表面上分佈源，並在平均拱弧面分佈束縛渦環，運動開始後翼尾端的束縛渦環開始向翼尾緣後方流洩形成尾跡渦環，在滿足翼表面為流面及尾緣之噴流條件下，計算三維非穩態噴流襟翼流場。由本文之研究顯示：當噴流撓角做週期性擺動時，流場將發生延遲現象，此效應將造成升力係數減小；當噴流撓角以越高的頻率做週期性擺動時，升力係數曲線相位落後的現象越明顯。

關鍵詞：噴流襟翼、噴流撓角、非穩態、小板法。

ABSTRACT

The purpose of this paper is to study the hydrodynamic performance of a three dimensional jet-flapped hydrofoil in unsteady motion by using the panel method. The

unsteady motion is the periodical swing of jet deflection angle. A velocity-based panel method consists of distributing the sources on the wing surface and the bound vortex ring on the mean camber surface. During unsteady motion, the wake vortex rings are shedding from the trailing edge to simulate the wake of the flow field. Under satisfying the boundary conditions including the flow tangency condition on the wing surface and the jet condition at the trailing edge, the program will be constructed. From the present study, the following conclusions can be obtained: The periodical swing of jet deflection angle will generate the delay effect in the flow field. This effect will decrease the lift coefficient. For higher swing frequency, the phase lag of lift coefficient curve is more obvious.

Keywords: jet-flapped hydrofoil, jet deflection angle, unsteady, panel method.

## 二、緣由與目的

船舶在海上航行受到風浪的作用下，產生六個自由度的運動，其中的橫搖與縱搖運動，不但明顯地造成了船員及旅客的不適，危害載貨的安定性，對於船體結構也造成相當程度的影響，尤其是縱搖運動對於船體的縱向結構強度影響更大。現今，減橫搖方面的研究及實際應用皆已成熟，減橫搖效率甚至可達 90% 以上 [1, 2]，但是對於減縱搖方面卻難以達到良好的效果。一般而言減縱搖穩定翼之減縱搖效率只有 20~30% [3~5]，其原因有二：一為在有限的翼面積及受限制的攻角下，穩定翼能夠產生的減縱搖力矩並不足以完全抵消風浪所產生的激盪力矩；另一為減縱搖穩定翼之控制器性能不佳。由文獻 [6] 證實，只要針對船體運動特性改良穩定翼控制器之設計，對減搖效率的提升是非常有效的。而在該研究中亦發現，除了控制器的好壞會影響減搖效率外，穩定翼本身的限制也是減搖效率的關鍵因素。通常為了避免空蝕或失速的發生，穩定翼的最大攻角是受到限制的，這使得穩定翼的攻角在使用過程中常常趨於飽和狀態，但仍達不到所需的減搖力矩，而使得減搖效率無法進一步地提升。因此，必須採用升力特性更好的翼面才可能進一步提升穩定翼的減搖性能。

噴流襟翼為一種高升力翼，根據 Kaplan [7] 之研究，噴流襟翼較不易發生流線分離，且在發生空蝕前其升力可達非噴流襟翼之 2 至 3 倍，故噴流襟翼穩定翼的減搖效率會較高。由於噴流襟翼之噴流撓角做週期性擺動時可產生週期性的向上、向下的升力，若能對噴流襟翼撓角的擺動做適當的控制，將會是非常有效的穩定翼。故本研究進行三維噴流襟翼之非穩態流場計算，主要探討噴流襟翼撓角做週期性擺動時噴流襟翼之性能，以作為噴流襟翼穩定翼的初步研究，期能將此研究結果結合 [6] 之控制器，以獲得更有效的船舶穩定翼系統，則對高速船舶性能的提升是有助益的。

關於噴流襟翼非穩態流場的計算，在國內外並不多見。二維噴流襟翼非穩態流場的研究

有張 [8]，其引用吳 [9] 探討二維噴流襟翼的觀念，並利用點渦漩模擬尾跡流，進行二維噴流襟翼非穩態流場的計算。三維噴流襟翼非穩態流場的研究，至目前為止則尚未發現。在三維非噴流襟翼之非穩態運動研究方面，有多位研究者利用渦格法 (vortex lattice method) 進行非穩態流場計算，其中 Katz [10~14] 和 Konstadinopoulos 等 [15] 在附體座標系中應用渦格法，在平均拱弧面分布束縛渦環 (bound vortex ring)，藉由運動開始後翼尾端的束縛渦環向翼尾緣後方流洩形成尾跡渦環 (wake vortex ring) 的模式來模擬尾跡流 (wake)，取代更早期的研究必須疊代求解尾跡流之模式，節省許多計算時間。本研究以涂 [16] 計算三維噴流襟翼在穩態流場中所使用的小版法為基礎，並根據 Katz [14] 利用尾跡渦環模擬尾跡流的觀念，進行三維噴流襟翼非穩態流場的數值計算。

## 三、基本理論

### 3-1 統御方程式

考慮在無限流場之附體座標系統中，流體以  $\bar{V}_\infty$  之流速流向攻角為  $\alpha$ 、噴流速度為  $\bar{V}_j$ 、噴流撓角為  $\beta$  的三維噴流襟翼，如圖 1 所示。

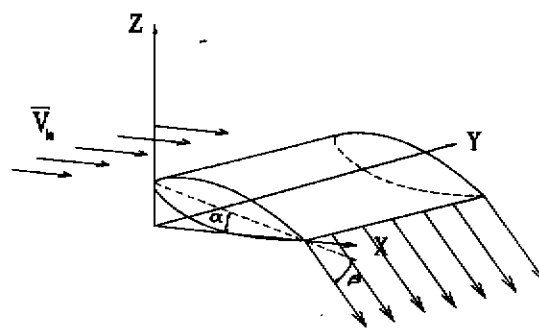


圖 1 三維噴流襟翼物理模型示意圖

為了使問題獲得簡化，採用了以下的基本

假設：

1. 流體為無黏性流體。
2. 流動為不可壓縮流。
3. 流動為無旋性流。
4. 不考慮重力效應。

在上述的基本假設下，流場之統御方程式為：

1. Laplace 方程式

$$\nabla^2 \Phi = 0 \quad (1)$$

式中  $\Phi$  表示總速度勢 (total velocity potential)。

$$\Phi(x, y, z, t) = \phi_{\infty}(x, y, z, t) + \phi(x, y, z, t) \quad (2)$$

其中  $\phi_{\infty}(x, y, z, t)$  代表均勻入流的速度勢， $\phi(x, y, z, t)$  代表噴流襟翼造成的擾動速度勢，其必須滿足 Laplace 方程式

$$\nabla^2 \phi(x, y, z, t) = 0 \quad (3)$$

2. Bernoulli 方程式

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{P}{\rho} + \frac{1}{2} V^2 = F(t) \quad (4)$$

$\bar{V}$  表示總速度 (total velocity)，其與總速度勢  $\Phi$  的關係為

$$\bar{V} = \nabla \Phi \quad (5)$$

對於無旋性的非穩態流動，在任意瞬間流場中任意點的  $F(t)$  都相同，故可選取遠場為參考點，將 Bernoulli 式展開成

$$\frac{\partial \Phi_{ref}}{\partial t} + \frac{P_{ref}}{\rho} + \frac{1}{2} V_{ref}^2 = \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{P}{\rho} + \frac{1}{2} V^2 \quad (6)$$

在附體座標系統中，壓力可表示成

$$\frac{P - P_{\infty}}{\rho} = \frac{1}{2} (V_{in}^2 - V^2) - \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (7)$$

3. Kelvin 定理與 Helmholtz 定理

根據 Kelvin 定理，對無黏性、正壓流體 (barotropic fluid)，在保守力作用下，流場的環流 ( $\Gamma$ ) 必須滿足

$$\frac{d\Gamma}{dt} = 0 \quad (\text{at any time}) \quad (8)$$

由 Helmholtz 定理可知理想流體在保守力作用下，若流體元素的渦度 (vorticity) 在某一時為零，則在任意時間皆為零。

故對於由靜止開始運動之物體所造成的流場，其環流量在任意時間皆為零，即

$$\Gamma = 0 \quad (\text{at any time}) \quad (9)$$

3-2 邊界條件

計算三維噴流襟翼流場，必須滿足的邊界條件為：

1. 翼表面邊界條件：

滿足翼表面為流面，即翼表面法線方向流速分量為零。

$$(\nabla \phi + \bar{V}_{in}) \cdot \bar{n} = 0 \quad \text{on } S'_b \quad (10)$$

2. 噴流口邊界條件：

滿足噴流口處的流速為噴流速度。

$$\nabla \phi + \bar{V}_{in} = \bar{V}_j \quad \text{at T.E.} \quad (11)$$

3. 遠場邊界條件：

在遠場滿足因噴流襟翼運動所造成的擾動速度為零。

$$\nabla \phi \rightarrow 0 \quad \text{as } x^2 + y^2 + z^2 \rightarrow \infty \quad (12)$$

式中， $\bar{n}$  表示翼表面指向流場之法線單位向量； $S'_b$  表示翼尾緣除外之翼表面；T.E. 表示翼尾緣； $\bar{V}_j$  表示噴流速度

$$\bar{V}_j = V_j \cos(\alpha + \beta) \bar{i} + V_j \sin(\alpha + \beta) \bar{k} \quad (13)$$

四、數值計算方法

小板法的基本觀念為：利用有限個網格來近似翼表面，每一網格稱為小板 (panel)，然後在每一小板上分佈未知強度之異點 (singularities)，且每一小板僅要求其中心點，稱為控點 (control point)，滿足邊界條件，則可將異點強度分佈所需要滿足的積分方程式

離散化(discretization)，而得到一組與異點強度有關的線性方程組，再利用數值方法求解此聯立方程組，求得每一小板上所分佈的異點強度，則翼表面上之流體速度、壓力分佈及相關的流體動力性能可以計算求得。

本文所採用的異點分佈方式是在翼表面上之每個平面網格分佈未知密度的源，並根據Katz[14]利用尾跡渦環(wake vortex ring)模擬尾跡流(wake)的觀念，在平均拱弧面分佈束縛渦環(bound vortex ring)，藉由運動開始後翼尾端的束縛渦環向翼尾緣後方流洩形成尾跡渦環的模式，進一步模擬三維非穩態噴流襟翼流場，使其滿足所有的邊界條件。

$$\begin{aligned}
 -\bar{V}_m \cdot \bar{n}_E(p) &= \frac{\sigma(p)}{2} + \iint_{S_A-P} \sigma(q) \frac{\partial G(p, q)}{\partial n_E(p)} dS \\
 &+ \iint_{S_m} \bar{n}_E(p) \cdot \bar{\gamma}(q) \times \nabla_p G(p, q) dS \\
 &+ \iint_{S_w} \bar{n}_E(p) \cdot \bar{\gamma}_w(q) \times \nabla_p G(p, q) dS \\
 & \quad p \text{ on } S'_b \quad (14)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \bar{V}_j - \bar{V}_m &= \frac{\sigma(p)}{2} + \iint_{S_A-P} \sigma(q) \frac{\partial G(p, q)}{\partial n_E(q)} dS \\
 &+ \iint_{S_m} \bar{n}_E(p) \cdot \bar{\gamma}(q) \times \nabla_p G(p, q) dS \\
 &+ \iint_{S_w} \bar{n}_E(p) \cdot \bar{\gamma}_w(q) \times \nabla_p G(p, q) dS \\
 & \quad p \text{ at T. E.} \quad (15)
 \end{aligned}$$

將具異點強度之邊界條件的積分方程式離散化後可得：

$$\sum_{j=1}^{Na} \sigma_j AN_j + \sum_{k=1}^{Ma} \gamma_k CN_k = VN_i - \sum_{l=1}^{La} RN_l$$

,  $i=1, 2, 3, 4, \dots, Na$  (16)

$$\sum_{j=1}^{Na} \sigma_j BN_j + \sum_{k=1}^{Ma} \gamma_k DN_k = VT_i - \sum_{l=1}^{La} SN_l$$

$i$  = 噴流網格註標 (17)

$$VN_i = \begin{cases} -\bar{V}_m \cdot \bar{n}_i & i \text{ 為噴流網格除外} \\ & \text{之其他網格註標} \end{cases} \quad (18)$$

$$(\bar{V}_j - \bar{V}_m) \cdot \bar{n}_i \quad i \text{ 為噴流網格註標} \quad (19)$$

$$VT_i = (\bar{V}_j - \bar{V}_m) \cdot \bar{t}_i \quad i \text{ 為噴流網格註標} \quad (20)$$

式中  $AN_j$  代表在  $i$  網格局部座標下，第  $j$  個單位密度源網格對第  $i$  個控點之法線方向誘導速度， $BN_j$  代表在  $i$  網格局部座標下，第  $j$  個單位密度源網格對第  $i$  個控點之切線方向誘導速度， $CN_k$  代表在  $i$  網格局部座標下，第  $k$  個單位強度束縛渦環對第  $i$  個控點之法線方向誘導速度， $DN_k$  代表在  $i$  網格局部座標下，第  $k$  個單位強度束縛渦環對第  $i$  個控點之切線方向誘導速度， $RN_l$  代表在  $i$  網格局部座標下，第  $l$  個尾跡渦環對第  $i$  個控點之法線方向誘導速度， $SN_l$  代表在  $i$  網格局部座標下，第  $l$  個尾跡渦環對第  $i$  個控點之切線方向誘導速度。

只要在每一瞬間求出翼表面上所有分佈的源密度和分佈在平均拱弧面的束縛渦環之強度和尾跡渦環所在位置，則翼表面上各控點之擾動速度勢  $\phi$  與總速度  $\bar{V}$  可求得，再經由非穩態 Bernoulli 方程式計算壓力  $P$ ，則所有性能係數可以依序求得。

壓力係數(pressure coefficient)

由 Bernoulli 方程式可得

$$C_p = \frac{1}{V_m^2} (V_m^2 - V^2) - \frac{2}{V_m^2} \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (21)$$

式中  $\partial \phi / \partial t$  可由一次差分求得。

翼剖面升力係數 (section lift coefficient)

$$C_l = - \int C_p \bar{k} \cdot \bar{n} dl \quad (22)$$

升力係數

$$C_{lp} = \frac{- \iint C_p \bar{k} \cdot \bar{n} dl ds}{A} \quad (23)$$

本文之計算流程如圖 2 所示。

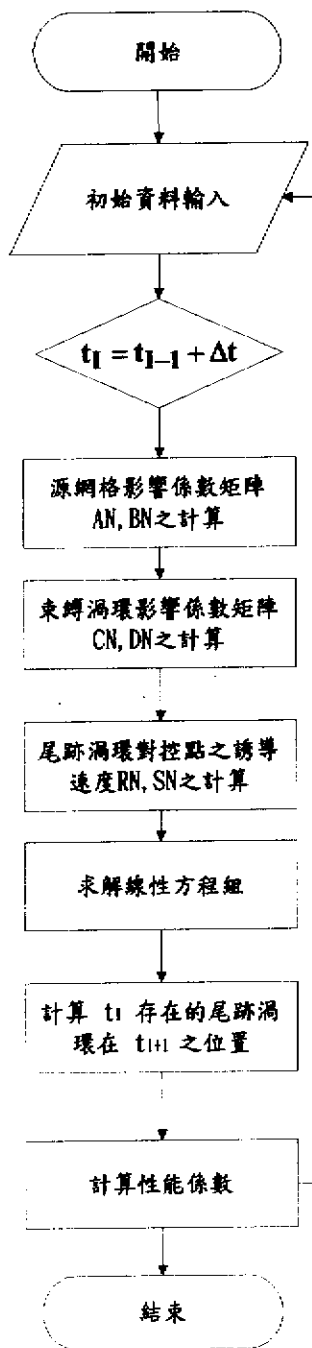


圖 2 計算流程圖

## 五、非穩態運動模式

對於噴流撓角做週期性擺動的非穩態運動，其噴流撓角的擺動方程式為

$$\beta(t) = \beta_0 \sin(\omega_d t) \quad (24)$$

式中， $\beta(t)$  為隨時間擺動的噴流撓角； $\beta_0$

為噴流撓角擺動的振幅； $\omega_d$  表示噴流撓角擺動的頻率； $t$  表示時間；故  $\omega_d t$  可表示為噴流撓角擺動相位(phase)。

噴流撓角擺動相位為 0 度，表示噴流撓角的方向由上方正好擺到水平的方向；噴流撓角擺動相位為 90 度，表示噴流撓角正好從水平方向往下方擺動  $\beta_0$  角度；噴流撓角擺動相位為 180 度，表示噴流撓角的方向由下方正好擺到水平的方向；噴流撓角擺動相位為 270 度，表示噴流撓角正好從水平方向往上方擺動  $\beta_0$  角度，然後再反向往下方擺動，一直擺到水平方向才完成一個週期的擺動。

定義一無因次的擺動頻率，稱為折合頻率(reduced frequency)

$$k_d = \frac{\omega_d C}{2\pi V_{in}} \quad (25)$$

式中， $C$  表示翼弦長， $V_{in}$  表示翼平移運動速度。其物理意義為翼在移動一個弦長的距離中，噴流撓角擺動的次數。

## 六、結果與討論

### 6-1 弦向網格數測試

取展弦比為 2.75，展向升力片為 12 片，在每一升力片上分別分佈 59、73、79、85 個弦向網格的狀況下進行計算，結果如圖 3 所示，當弦向網格數為 79、85 時，已獲得收斂的升力係數曲線，因此本文的弦向網格數固定為 85 個。

### 6-2 展向網格數測試

固定弦向網格數後，接著需決定展向網格的個數，因展弦比越大，需使用的展向網格數要越多，所以考慮展弦比分別為 2.75、5.25、7.75，將展向網格數（即升力片數）定為 12、14、16 進行計算，結果如圖 4(a)、4(b)、4(c) 所示。不論展弦比大小，當展向網格數為 12 個以上，所得之升力係數分佈曲線已漸趨收

斂，升力係數分佈曲線最大差值已小於 0.6 %，故在節省計算時間而不損及精度的情況下，本文的展向網格數固定為 12 個。

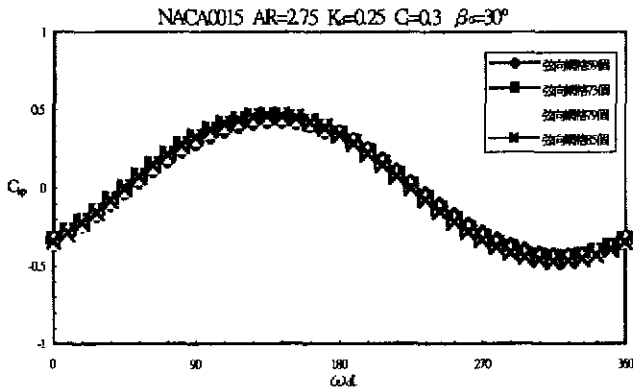


圖 3 弦向網格數對升力係數之影響

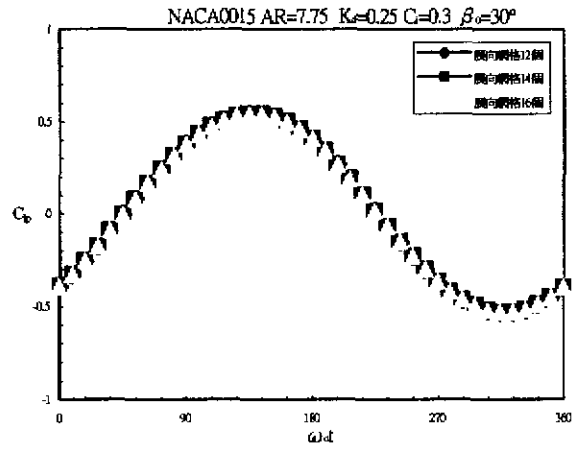


圖 4(c) 展弦比=7.75 時 展向網格數對升力係數之影響

### 6-3 本文結果與其他文獻比較

為了驗證本文所使用的小板法之數值計算方法的正確性，以 NACA0015 為計算翼形，折合頻率  $Kd=0.0625$ 、 $0.03125$  與涂 [16] 擬穩態 (Quasi-Steady) 計算結果做比較。由圖 5 可看出由於非穩態流場的延遲效應導致升力係數曲線有些許相位落後，但只要再減小折合頻率，其結果應趨近涂 [16] 之計算結果。

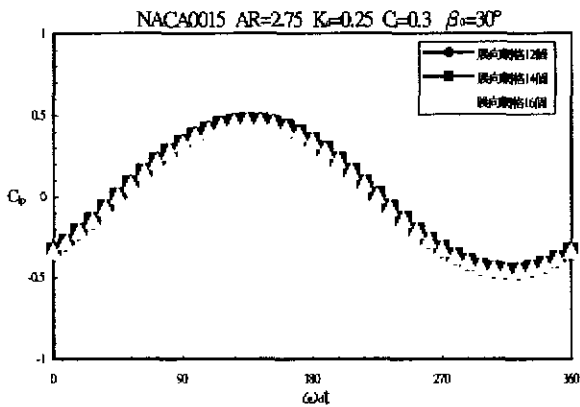


圖 4(a) 展弦比=2.75 時 展向網格數對升力係數之影響

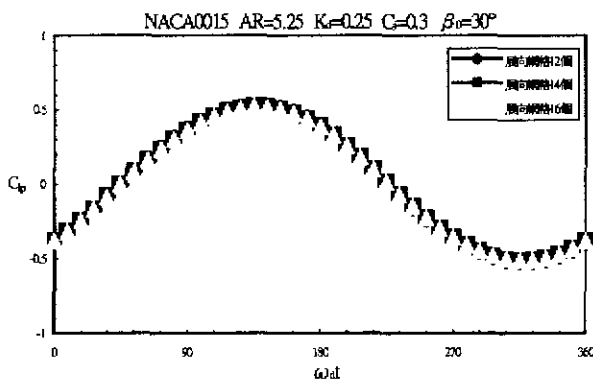


圖 4(b) 展弦比=5.25 時 展向網格數對升力係數之影響

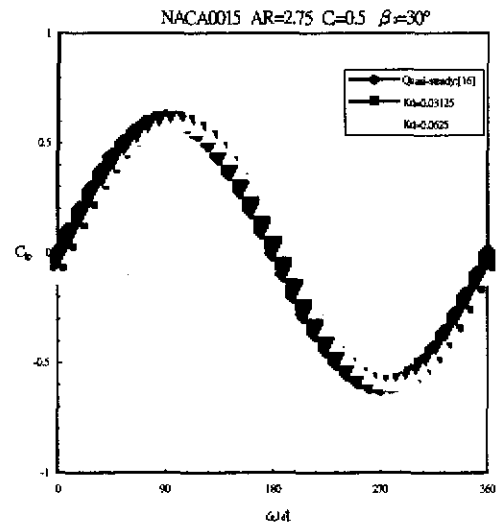


圖 5 本文計算結果與涂 [16] 之比較

再以 NACA0015 為計算翼形，展弦比=2.75、5.25、7.25 與張[8]計算結果做比較，由於張是針對二維噴流襟翼做性能計算，因二維噴流襟翼是模擬無限翼展的三維噴流襟翼，因此三維噴流襟翼展弦比逐漸加大，應與二維噴流襟翼的性能相同，由圖 6 可看出展弦比加大，則翼中央剖面升力係數曲線的振幅值逐漸逼近二維噴流襟翼的升力係數曲線，與物理現象相符合，由以上兩例可顯示本文的計算結果是合理的。

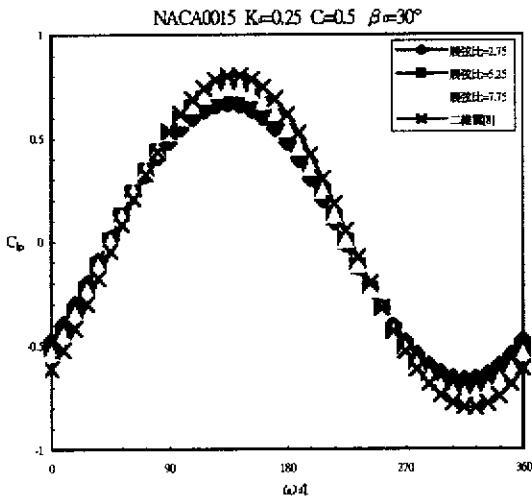


圖 6 本文結果與張[8]之比較

#### 6-4 噴流襟翼性能探討

針對三維噴流襟翼之噴流撓角做週期性擺動時的流場進行研究探討，其中噴流襟翼是以 NACA0015 翼形，噴流口寬度為  $0.00315C$ ，在無入流攻角下進行數值計算，計算條件為：

1. 折合頻率  $k_d = 0.03125、0.0625、0.125、0.250$
2. 噴流撓角擺動振幅  $\beta_0 = 15、30、45、53$  度
3. 噴流係數  $C_j = 0.1、0.3、0.5、1.0$
4. 展弦比  $AR = 2.75、4、5.25、6.5$

首先，以折合頻率  $k_d = 0.250$ ，噴流撓角擺動振幅  $\beta_0 = 30$  度，噴流係數  $C_j = 0.5$ ，展弦比  $AR = 2.75$  做計算，探討噴流撓角的週期性擺動對

噴流襟翼之流場的影響。圖 7(a)(b)(c)(d) 分別為翼中央斷面在噴流撓角擺動相位  $\omega_d t = 0、90、180、270$  度時的流線剖面圖。在擺動相位為 0 度時，此時噴流撓角為 0 度，但由圖 7(a) 顯示，翼後方的流線並不平直，而是往翼後上方上揚。另外，在擺動相位為 180 度時，此時噴流撓角也為 0 度，但由圖 7(c) 顯示，翼後方的流線也不平直，而是往翼後下方下降。由流線圖顯示噴流撓角在做週期性擺動時，流場有一延遲現象，也就是流場對於噴流撓角的變化無法及時表現出來，會有一段時間的延遲。

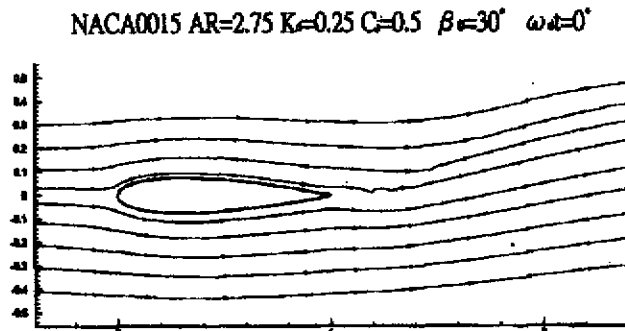


圖 7(a) 噴流撓角擺動相位為 0 度時  
翼中央斷面之流線剖面圖

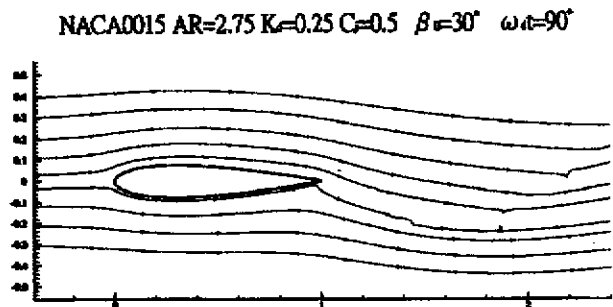


圖 7(b) 噴流撓角擺動相位為 90 度時  
翼中央斷面之流線剖面圖



NACA0015 AR=2.75  $K=0.25$   $C_l=0.5$   $\beta=30^\circ$   $\omega t=180^\circ$

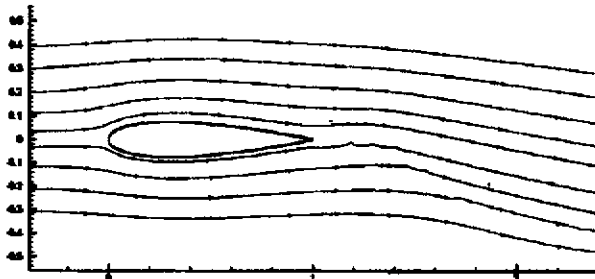


圖 7(c) 噴流撓角擺動相位為 180 度時  
翼中央斷面之流線剖面圖

NACA0015 AR=2.75  $K=0.25$   $C_l=0.5$   $\beta=30^\circ$   $\omega t=270^\circ$

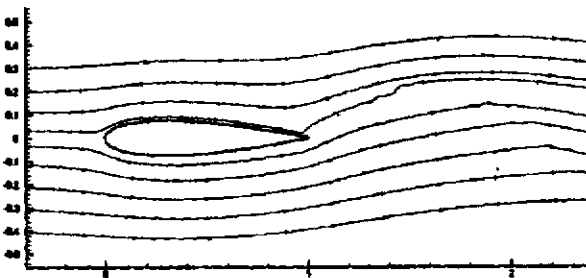


圖 7(d) 噴流撓角擺動相位為 270 度時  
翼中央斷面之流線剖面圖

圖 8 為噴流襟翼之噴流撓角以不同的擺動頻率做週期性擺動所得的升力係數曲線圖。圖中的“Quasi-steady”稱為擬穩態，是以相同的計算條件，但假設流場為穩態所得的升力係數曲線。由圖 8 中顯示，隨著噴流撓角擺動頻率越大，升力係數曲線的相位落後就越多，也就是說噴流撓角擺動得越快，流場對噴流撓角變化的反應相對地越慢，流場產生越明顯的延遲效應。

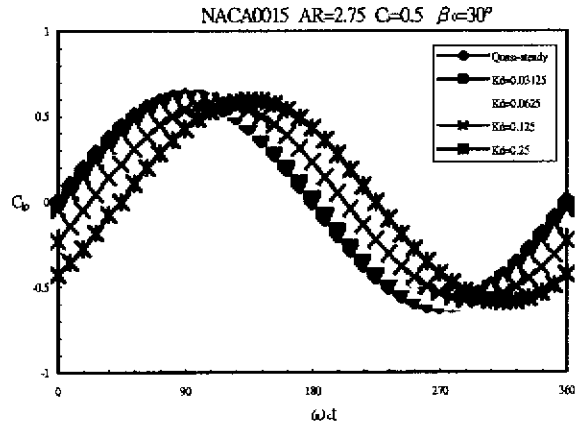


圖 8 不同擺動頻率下之升力係數曲線圖

圖 9 為升力相位落後與噴流撓角擺動頻率之關係圖，由圖中可以觀察到：隨著噴流撓角擺動頻率越大，升力係數曲線的相位落後就越多，約略呈現線性的關係。

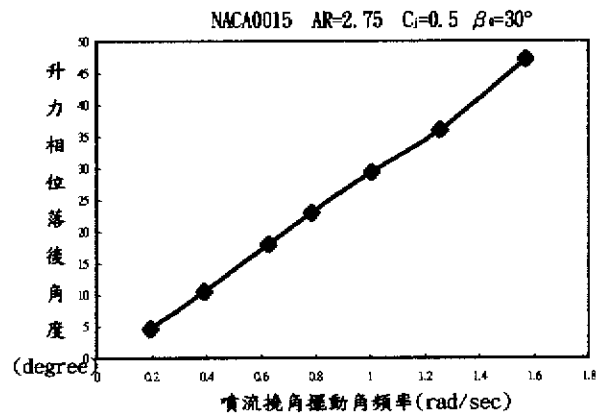


圖 9 升力相位落後與噴流撓角擺動頻率之關係圖

圖 10 為升力係數振幅與噴流撓角擺動頻率之關係圖，由圖中發現：隨著噴流撓角擺動頻率越大，升力係數振幅並沒有規則性的變化。而由於流場的遲滯效應，非穩態之升力係數比穩態者小，但減小量在 6% 以內。

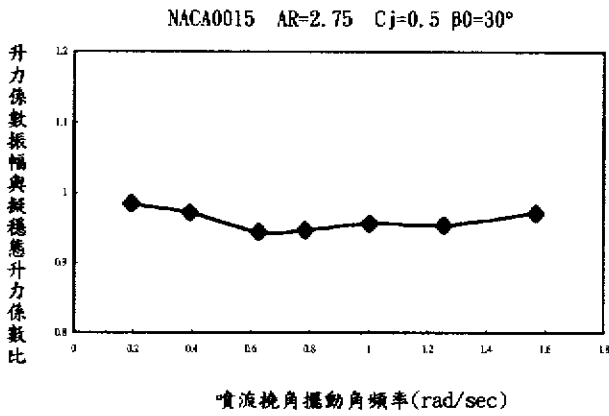


圖 10 升力係數振幅與噴流撓角擺動頻率之關係圖

圖 11 為在擺動頻率為 0.250，噴流撓角以不同的振幅擺動時的升力係數曲線圖。對噴流襟翼而言，噴流撓角越大，則可產生越大的升力，故在一擺動週期中，噴流撓角的擺動振幅越大，升力係數曲線的振幅也越大。

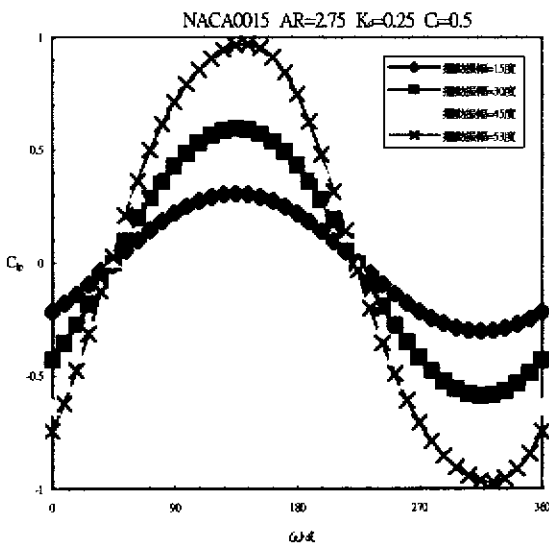


圖 11 不同擺動振幅時之升力係數曲線圖

圖 12 為不同噴流係數時之升力係數曲線圖。對噴流襟翼而言，噴流係數越大，則可產生越大的升力，故在一擺動週期中，噴流係數較大，升力係數曲線的振幅也較大。

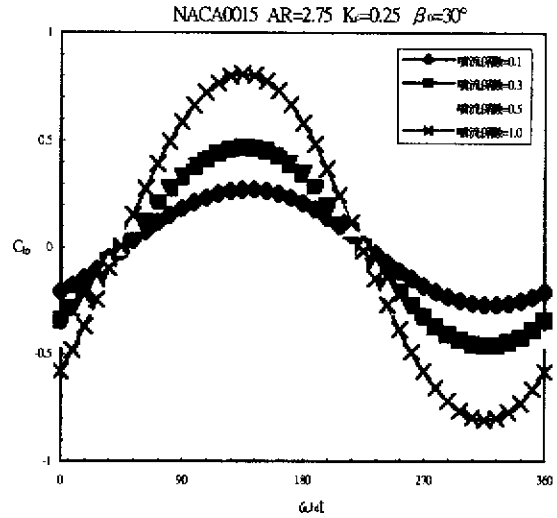


圖 12 不同噴流係數時之升力係數曲線圖

圖 13 為不同展弦比時之升力係數曲線圖。對三維噴流襟翼而言，展弦比越大，則升力係數越大，因此在圖 13 中展弦比越大，升力係數曲線的振幅也就越大。

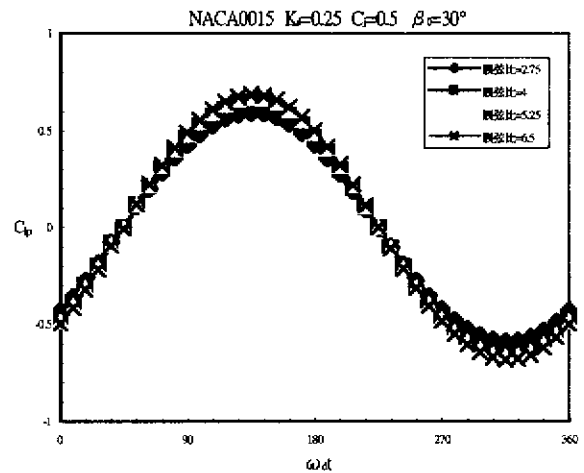


圖 13 不同展弦比時之升力係數曲線圖

## 七、結論

1. 利用小板法進行三維噴流襟翼非穩態流場計算，弦向網格式約取 85 個，展向網格式約取 12 個，即可獲得收斂的升力係數。
2. 當噴流撓角做週期性擺動時，流場將發生延遲現象，當噴流撓角以較高的頻率做週期性擺動時，升力係數曲線相位落後的現象越明顯。

3. 在相同噴流撓角時，非穩態之升力係數比穩態者小，但減小量在 6% 以內。
4. 提高噴流係數及增大噴流撓角擺動的振幅和加大展弦比，均可使升力係數曲線的振幅值變大。

### 誌謝

本研究承行政院國科會 NSC 89-2611-E-002-029 專題研究經費補助，敬致謝意。

### 參考文獻

- [1] M. A. Abkowitz, The Effect of Antipitching Fins on Ship Motions, Trans. SNAME Vol. 67, pp. 210-252, 1959.
- [2] Y. H. Liou, W. C. Chen, T. N. Wu, J. H. Guo, Self-Tuning Double Fuzzy Logic Controllers Applied to the Ship Stabilization Fins System, 8th Conference on Automation, Vol. 2, pp. 929-937, 1995.
- [3] G. D. Stefun, Model Experiments with Fixed Bow Antipitching Fins, Journal of Ship Research, Vol. 3, No. 2, SNAME, 1959.
- [4] J. Avis, Use of Antipitching Hydrofoil to Reduce Added Resistance of a Yacht in Waves, Marine Technology, Vol. 28, NO. 1, SNAME, 1991.
- [5] F. W. Matthews, Stability and Control of HMCS Labrador, Trans. SNAME, 1959.
- [6] 吳聰能，陳義男，劉益宏，周顯光，高速雙體船穩定翼控制器之最佳化設計，第十二屆中國造船暨輪機工程研討會暨國科會成果發表會論文集，第 573-583 頁，1999。
- [7] P. Kaplan and T. R. Goodman, Use of Jet-Flapped Hydrofoils as Ship Antipitching Fins, Journal of Aircraft, No 2, pp. 165-175, March-April, 1967.
- [8] 張仁俊，吳聰能，陳義男，二維噴流襟翼在非穩態運動中之流體動力性能之研究，國立台灣大學造船及海洋工程學研究所碩士論文，1997。
- [9] 吳聰能，陳義男，翁通樞，不可壓縮流中二維噴流襟翼之研究，國立台灣大學機械工程學研究所博士論文，1989。
- [10] J. Katz, Calculation of the Aerodynamic Forces on Automotive Lifting Surfaces, ASME Journal of Fluids Engineering, Vol. 107, pp. 438-443, 1985.
- [11] J. Katz, Lateral Aerodynamics of Delta Wings With Leading Edge Separation, AIAA Journal, Vol. 22, pp. 323-328, 1984.
- [12] D. Levin, and J. Katz, A Vortex-Lattice Method for the Calculation of the Nonsteady Separated Flow over Delta Wings, Journal of Aircraft, Vol. 18, pp. 1032-1037, 1981.
- [13] J. Katz, and B. Maskew, Unsteady Low-Speed Aero-dynamic Model for Complete Aircraft Configurations, Journal of Aircraft, Vol. 25, pp. 302-310, 1988.
- [14] J. Katz, and A. Plotkin, Low-speed Aerodynamics from Wing Theory to Panel Methods, McGraw-Hill Series in Aeronautical and Aerospace Engineering, International Editions, McGraw-Hill, Inc., 1991.
- [15] P. Konstadinopoulos, D. F. Thrasher, D. T. Mook, A. H. Nayfeh, and L. Watson, A Vortex-Lattice Method for General Unsteady Aerodynamics, Journal of Aircraft, Vol. 22, pp. 43-49, Jan. 1985.
- [16] 涂元添，吳聰能，不可壓縮流中三維噴流襟翼之探討，國立台灣大學造船及海洋工程學研究所碩士論文，1992。