

2차원 각주의 공력특성 능동제어에 관한 수치해석 연구

이영호* · 김춘식** · 조대환***

Numerical Study on the Active Control of Aerodynamic Properties of 2 - D Square Prism

Y. H. Lee · C. S. Kim · D. H. Cho

Abstract

Active control of a flow field is essential to design efficient parts or elements relating to fluid machineries. The present study is aimed to suggest a new discretization technique of the convection term by renewing the non-conservative equation found in SOLA-VOF into a conservative one. And, as an application, flow characteristics are investigated by adjusting the backward ejecting velocity of 2-D square prism to control the aerodynamic properties. Strouhal number, drag and lift coefficient are compared in terms of various ejecting velocity. Among the results, the transient weak fluctuation of the lift and drag coefficient when the ejecting velocity equals channel inlet velocity is remarkably noticed.

Key words : Active control(능동제어), Aerodynamic characteristics(공력특성), Numerical study(수치해석), 2 - D square prism(2차원 정방형 각주)

1. 머릿말

비행기 익형의 양·항력특성을 개선할 목적으로 이전부터 여러 가지의 방법이 시도되어 왔으며 그 중 경계층 박리의 제어를 위한 수동적 또는 능동적인 수법이 다양하게 제시되어 왔다¹⁾. 한예로서 경계층의 압력구배를 감소시키기 위하여 다공 흡입구를 설치하거나 비행기 주위의 전연 또는 후

연에 보조익을 설치하여 박리역에 운동량을 수동적으로 공급하는 방법 등이 많이 성과를 거두고 있다. 한편, 각주와 같이 뿔뿔한(bluff) 형태를 갖는 경우의 연구에 있어서는 특히 방출와의 유동특성을 변화시키기 위하여 물체후방에 분리판을 설치하는 수법이 제안되어 있으며 주로 실험적인 방법에 의존하고 있다. 최근에는 2차원 정방형각주에 있어서 전단층 영역에 작은 원주봉을 설치하여

* 정회원, 한국해양대학교 기계공학과

** 정회원, 한국해양대학교 기관공학과

*** 정회원, 한국해양대학교 대학원

비정상 유체력을 효과적으로 제어한 실험결과가 보고되어 있다²⁾. 그러나 물체의 주변에 별도의 장치를 배치하는 경우에는 설치공간의 제약을 받음으로서 임의의 최적제어를 행하는데 있어 문제가 될 수 있다. 또한 대개의 연구결과가 원주를 대상으로 하고 있다. 특히 수치해석수법에 있어서는 계산격자생성, 코너부에서의 불연속성문제 등으로 인하여 각주에 관한 연구결과는 레이놀즈수의 경우에 국한되어 있다. 따라서 이 연구에서는 이와 같은 점에 착안하여 고레이놀즈수에도 안정된 계산이 가능하며 더우기 계산정도가 실험결과와 양호한 일치를 보이는 새로운 대류항의 이산화수법을 제시하고자 한다. 아울러, 구체적인 응용 예로서 2차원 정방형각주의 공력특성을 제어하기 위하여 물체후방으로 부터의 분사를 가정하였다. 이와 같이 후방분사에 의한 유동특성 연구는 극히 미미하여 C.J. Wood에 의한 후류분사기화 실험연구가 문헌³⁾에 나타나고 있는 정도이다. Wood는 타원형의 전연과 직각후연을 갖는 2차원 익형후방에서 속도가 균일한 유체를 방출시켜 이때에 후류에 형성되는 와의 거동, 배압의 변화 및 와의 강도 등을 정량적으로 제시하고 있다. 그러나 정방형각주와는 다른 형태의 물체를 대상으로 하고 있다.

이 연구에서는 수치계산의 정식화를 위해 차분법을 채택하였고, 대류항의 이산화 및 속도압력의 반복수정에는 SOLA - VOF의 스킴 및 알고리즘을 이용하였다. 그러나 대류항의 계산에 있어서는 부등간격격자에서의 정도문제를 해결하기 위하여 비보존형을 택한 원래의 수법을 개량하여 보존형으로서 이산화가 가능하도록 하였다. 또한, 기존의 실험결과와 비교하여 수법의 신뢰성을 확인하였으며, 후방분사의 강도를 변화시켜 공력특성의 변화를 검토하였다. 그 결과 몇 가지의 흥미로운 결과가 새롭게 보고되었다.

2. 계산수법

NS 방정식을 차분법으로 정식화함에 있어서 대류항의 이산화스킴(scheme)이 중요하다. 보통, MAC 계열에서 볼 수 있는 스태저드(staggered) 변수 배치방법이 안정된 해를 얻는데 유용하여 많

이 채택되고 있다. 나아가 보존형의 형태를 취함으로써 유체유동의 본질적인 특성을 잘 나타낼 수 있는 장점도 가지고 있다. 그러나, 지금까지의 수법은 등간격격자상의 경우이고 부등간격격자에서는 정도가 떨어지는 단점이 있다. 따라서 SOLA-VOF의 스킴⁴⁾에서는 부등간격격자의 정도문제를 해결하기 위하여 비보존형의 형태를 취하여 계산을 행하고 있다. 그러나, 수치점성의 영향이 크게 나타남으로서 정도문제가 여전히 남아있는 실정이다.

이와 같은 배경으로부터 이 연구에서는 부등간격의 격자상에서도 보존형의 형태를 취할 수 있는 수법을 새롭게 제시하고자 한다. 우선 등간격격자상에서의 차분근사식을 살펴보면 표 1과 같이 정리된다. 즉, SOLA의 알고리즘에서는 MAC계열의 보존형중심차분식과 보존형의 부분도나(partial donor)식을 동시에 채택하고 있다. 이때, 도나항은 수치안정성을 유지하기 위하여 부가되는 항으로서 일반적으로 레이놀즈수에 따라 가중계수를 변화시켜 더하여 준다. Fig. 1에서와 같은 부등간격의 격자배치에 있어서 각 격자의 교차점에서의 값은 선형보간으로 구할 수 있으며, 내분식으로 간단히 구해진다.

따라서 Fig. 1에서 보는 바와 같이 첨자 D,P,U

Table 1. Convection terms expressed in MAC method

Item	Convection Terms
Centered (MAC)	$[u_R^2 - u_L^2]/\Delta x$, $u_R = (u_{i,j} + u_{i-1,j})/2$ $u_L = (u_{i,j} + u_{i+1,j})/2$
Partial Donor	$[u_R(u_R) \cdot u_L(u_L)]/\Delta x$, $u_R = (u_{i,j} + u_{i-1,j})/2$, $u_L = (u_{i,j} + u_{i+1,j})/2$ $(u_R) = u_{i,j}, (u_L) = u_{i-1,j}$ if $u_R \geq 0, u_L \geq 0$ $(u_R) = u_{i-1,j}, (u_L) = u_{i,j}$ if $u_R < 0, u_L < 0$

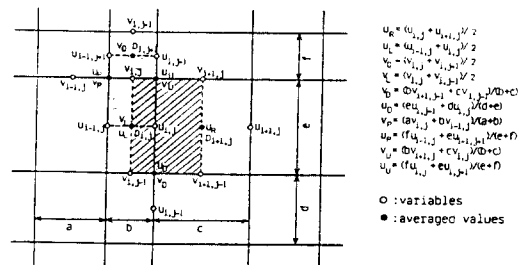


Fig. 1 Distribution of variables for irregular grid

에 해당하는 속도성분 값을 내분의 원리에 의하여 구하면 원래의 SOLA스키이 가 갖는 평균값 근사를 만족시키면서 보존형으로 표시가 가능해짐을 알 수 있다. 식(1)부터 식(4)까지는 이와 같은 방법으로 2차원의 대류항을 차분근사식으로 정리한 것이다.

$$\begin{aligned} \partial uv / \partial y &= (1-\alpha)(U_v U_v - U_D) / e + \alpha PDT \\ PDT &= 2(v_v u_{i,j} - v_D u_{i,j-1}) / (d+e), \\ \text{for } v_v \geq 0, v_D \geq 0 \\ &= 2(v_v u_{i,j+1} - v_D u_{i,j}) / (e+f), \\ \text{for } v_v < 0, v_D < 0 \\ &= v_v [u_{i,j} / (d+e) + u_{i,j+1} / (e+f)] \\ &\quad + |v_v| [u_{i,j} / (d+e) - u_{i,j+1} / (e+f)] \quad (1) \\ &\quad - v_D [u_{i,j-1} / (d+e) + u_{i,j} / (e+f)] \\ &\quad - |v_D| [u_{i,j-1} / (d+e) - u_{i,j} / (e+f)] \end{aligned}$$

같은 요령으로,

$$\begin{aligned} \partial u^2 / \partial x &= 2(1-\alpha)(u_R^2 - u_L^2) / (b+c) \\ &\quad + [\alpha / (2bc)] [u_R (cu_{i,j} + bu_{i+1,j}) \\ &\quad + |u_R| (cu_{i,j} - bu_{i+1,j}) \\ &\quad - u_L (cu_{i-1,j} + bu_{i,j}) \\ &\quad - |u_L| (cu_{i-1,j} - bu_{i,j})] \quad (2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \partial uv / \partial x &= (1-\alpha)(u_v v_v - u_r v_r) / b \\ &\quad + \alpha [u_v [v_{i,j} / (1-b) + v_{i+1,j} / (b+c)] \\ &\quad + |u_v| [v_{i,j} / (a+b) - v_{i+1,j} / (b+c)] \quad (3) \\ &\quad - u_r [v_{i-1,j} / (a+b) + v_{i,j} / (b+c)] \\ &\quad - |u_r| [v_{i-1,j} / (a+b) - v_{i,j} / (b+c)]] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \partial v^2 / \partial y &= 2(1-\alpha)(v_D^2 - v_L^2) / (e+f) \\ &\quad + [\alpha / (2ef)] [v_D (fv_{i,j} + ev_{i,j+1}) \\ &\quad + |v_D| (fv_{i,j} - ev_{i,j+1}) \\ &\quad - v_L (fv_{i,j-1} + ev_{i,j}) \\ &\quad - |v_L| (fv_{i,j-1} - ev_{i,j})] \quad (4) \end{aligned}$$

식중에 나타나는 α 는 도나항의 가중계수로서, $Re=10^4$ 의 경우에는 0.5의 값을 취한다. 확산항 및 압력항에 대해서도 부등간격격자의 정도를 유지하기 위하여 식(5) 및 식(6)과 같이 보정을 행하였다.

$$\left\{ \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right\}_{i,j} = \frac{2}{s(s+1)} \frac{su_{i+1} - (1+s)u_{i,j} + u_{i-1,j}}{c^2}, \quad (5)$$

$$\text{단, } s = c/b$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_{i,j} = \frac{2}{(b+c)} (p_{i+1,j} - p_{i,j}) \quad (6)$$

Fig. 2는 이 연구에서 채택한 유동장의 경계조건 및 격자배치를 보이고 있다.

여기에서 계산격자는 $(i \times j) = (71 \times 76)$ 의 크기를 가지며 각주 부근의 정도를 향상시키기 위하여 기호L로 표시된 범위 내의 격자수를 배로 증가시켰다. 따라서 최소격자의 크기는 $0.05H$ (H =각주 높이)의 값을 갖는다. 점 A는 스트로할수 (Strouhal number)를 계산하기 위하여 속도의 시간변화파형을 알아보기 위한 속도값 검출점이다.

초기조건으로서는 유동장 전체에 걸쳐 임펄스브 출발조건을 주었다. 유입경계조건으로서는 균일한 유입속도값을, 상하방의 경계조건으로서는 슬립(slip)조건을 부여하였다. 유출조건으로서는 Hirt & Cook⁵⁾의 수법을 택하여 수정완화에 의해 값을 구하도록 하였다. 계산정도에 관해서는 문헌 [6][7]이 참고가 될 것이다. 그러나 부분 도나항의 경우에는 2차원에 대하여 확산항의 급수 전개식이 간단하게 정리되지 않음으로서 인공점성값을 정확하게 제시하지 못하였다. 시간진행에서는 1차 정도의 오일러수법을 양적으로 적용하였다. 한편, 카르만와의 발생을 촉진시키기 위하여 별도의 수

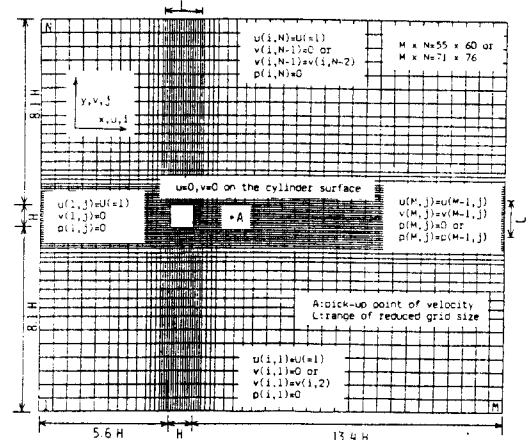


Fig. 2 Domain of calculation and boundary condition

치적인 교란은 부여하지 않았다. 시간평균의 공력 계수의 값은 완전히 발달한 유동장의 값을 평균하여 산출하였다. 한편 물체주변에서의 항력계수 및 양력계수는 다음의 식으로 구해진다.

$$C_D = -\int_0^{2\pi} 2 p_w \cos\theta d\theta - (2/Re) \int_0^{2\pi} \xi_w \sin\theta d\theta, \quad (7)$$

$$C_L = -\int_0^{2\pi} 2 p_w \sin\theta d\theta - (2/Re) \int_0^{2\pi} \xi_w \cos\theta d\theta, \quad (8)$$

p_w = 물체 벽면에서의 무차원 압력,

ξ_w = 벽면에서의 무차원 와도

3. 계산결과 및 고찰

3.1 후방분사를 행하지 않은 경우

Fig. 3 및 Fig. 4는 $Re=10^4$ 의 경우에 있어서 실험값^{(1),(9)}과 비교를 한 결과이나 계산값과 비교적 잘 일치함을 알 수가 있다. $-C_p$ 는 배압계수로서 각 주후방 중앙점에서의 무차원압력계수값을 의미한다. 또한 Fig. 5는 동일한 레이놀즈수에서의 유맥을 도시한 결과이다. 물체의 후방 면 곳에 까지 카르만와가 크게 발달한 모습을 잘 재현하고 있다. Fig. 6은 발달된 유동장에서의 양력계수 및 항력계수의 시계열변화를 나타내고 있다. 양력계수에서는 주기성이 뚜렷한 곡선분포를 보이고 있다. 항력계수의 변화에 있어서 변동이 심한 것은 반대방향의 순환값을 갖는 와가 물체후방에서 상호간섭하여 불규칙한 엔트레인먼트(entrainment) 및 역

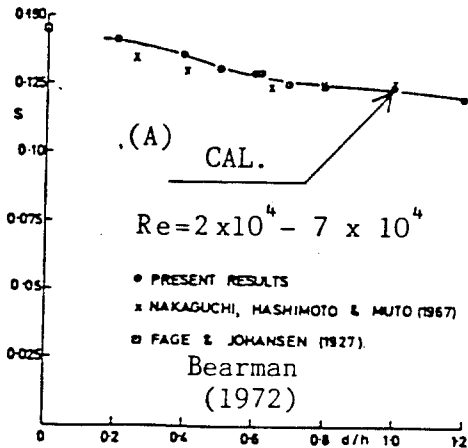


Fig. 3 Comparison in St number with experimental results

류에 의한 혼합과정을 거치기 때문으로 추정된다. 후방분사가 없는 경우의 시간평균 항력계수는 2.162, 스트로할수는 0.129, 배압계수는 -1.57의 값을 얻었다.

Fig. 7은 각각 양력계수가 최대 및 항력계수가 최대일때의 압력계수의 순시적인 분포를 보이고 있다. 특징적인 현상으로서 물체전면의 코너부에서는 가속에 의해 압력계수가 음의 값을 가짐을 보이고 있다. 또한 양력계수가 최대인 경우에는 물체 상하면에서의 전방부에서 -4.0에 접근하는 값을 보이고 있다. 즉 불연속의 코너부에서 유체가 방향을 바꾸면서 상당한 속도로 가속이 됨을 나타내고 있다. 이와 같은 특성은 Kwok⁽¹⁰⁾이 행한 실험결과에서도 잘 나타나고 있다. 또한 물체전면에서 가속이 큰 쪽의 흐름은 상하면에서도 마이너스의 압력계수가 크게 나타남을 알 수 있다.

Fig. 8의 속도벡터도는 Fig. 7에서의 최대항력계수의 경우에 해당한다. 이 값이 최대인 경우에는

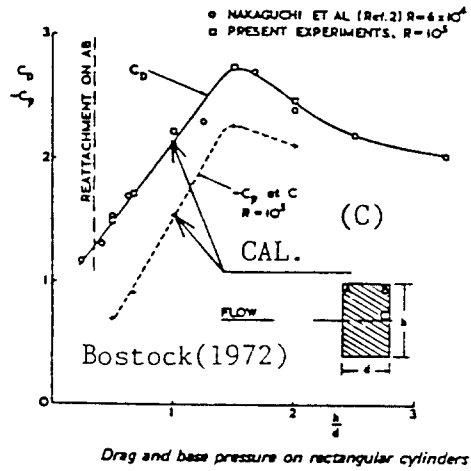


Fig. 4 Comparison in drag coefficient and base pressure coefficient with experimental results

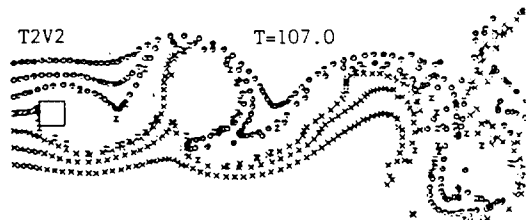


Fig. 5 Streaklines of Karman vortex(Re=10⁴)

TIME MEAN DRAG= 2.162 $Re=10000$, SAR=1:1 (90.5 UT/H)

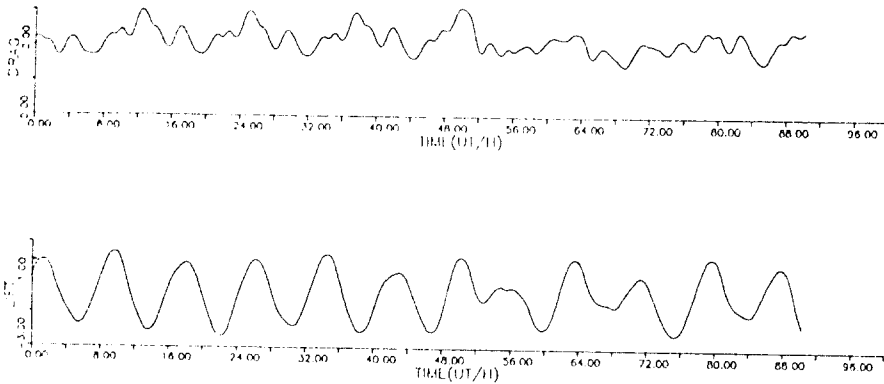


Fig. 6 Fluctuation of lift coefficient and drag coefficient ($Re=10^4$)

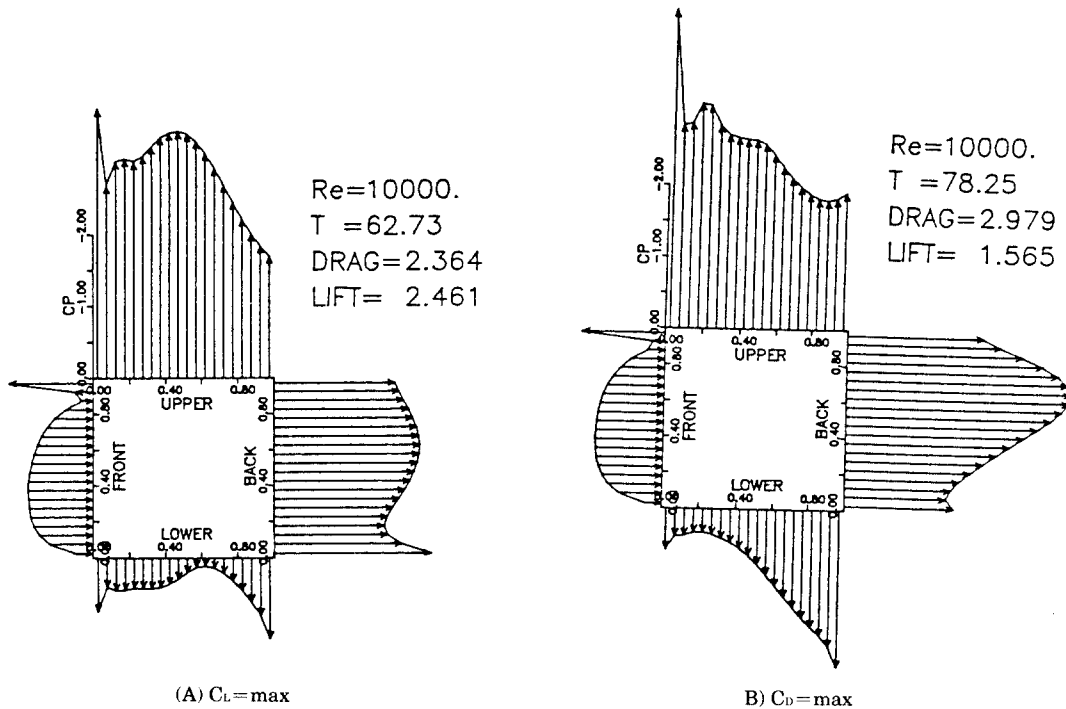


Fig. 7 Instantaneous pressure distribution($Re=10^4$)

물체후방에서 대규모의 역류를 동반하는 강한 와가 형성된다. 그러나 항력계수의 값이 최소인 때에는 이와 같은 와의 발달이 미약하며 발생위치도 물체후방으로부터 떨어진 곳에 위치한다. 물체의

상하면에서는 상대편의 유체가 깊숙히 유입하는 특징도 동시에 보이고 있다. 또한, 양력계수의 절대값이 최대인 경우에는 양력이 크게 발생하는 방향에서 하나의 발달된 박리가 한면 전체에 걸쳐

Re=10000. T1=57.24

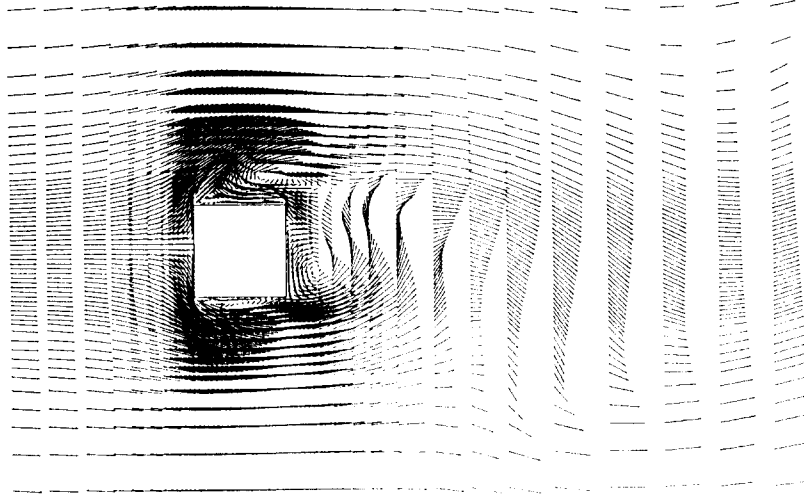


Fig. 8 Instantaneous distribution of velocity vector at $C_D=\max$ ($Re=10^4$)

Re=10000. T=70.99

$L_{\max}=1.879, (1.0 UI)$

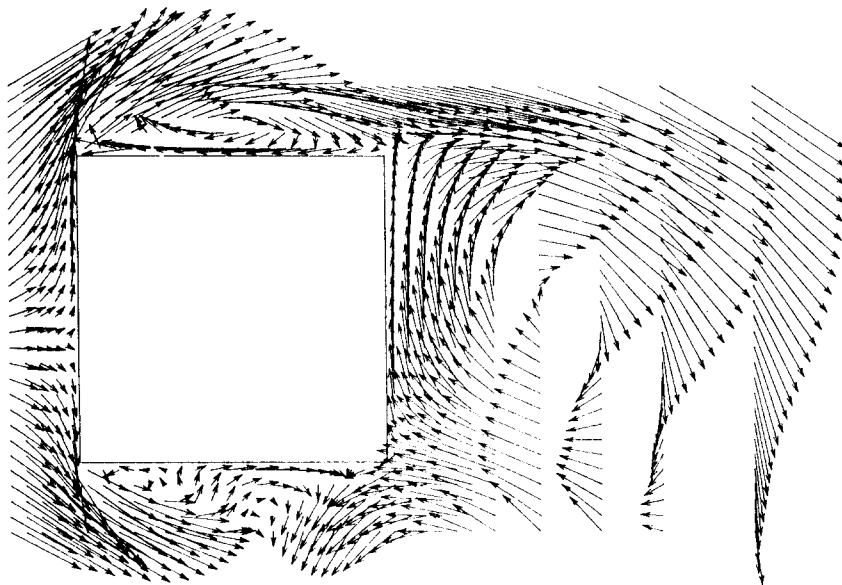


Fig. 9 Detailed velocity profile at $C_L = \max(Re = 10^4)$

발생함을 알 수 있다. Fig. 9에서 보는 바와 같이 이때에는 반대편으로 부터의 유체의 유입이 강한 전단층에 의해 억제당함을 알 수가 있다.

3.2 후방분사의 경우

Fig. 10은 각주의 후방분사위치(0.475H - 0.

525H)에서 분사속도를 0.5UI(UI=유입속도)로 했을 경우, 분사초기에서의 속도벡터분포를 보이고 있다. 분사시기는 완전히 발달한 유동장에 대하여 항력계수가 가장 작은 때를 임의로 택하였다. 이 경우에 각주의 후방에서 작은 규모의 와가 2개소에서 발생하고 있다. 그러나 Fig. 11에서 보는

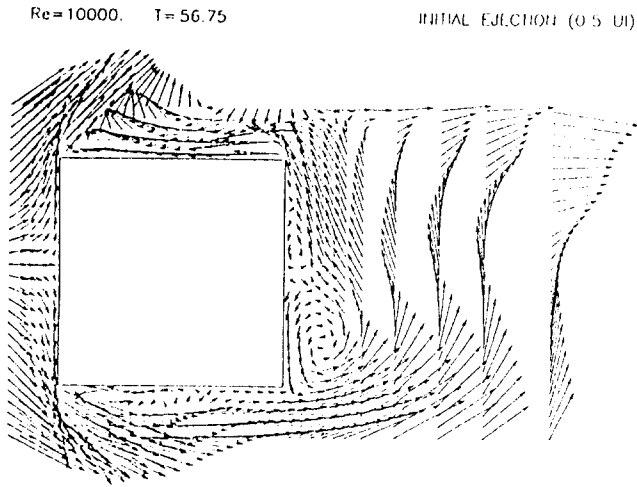


Fig. 10 Velocity vector just after ejection(0.5 UI)

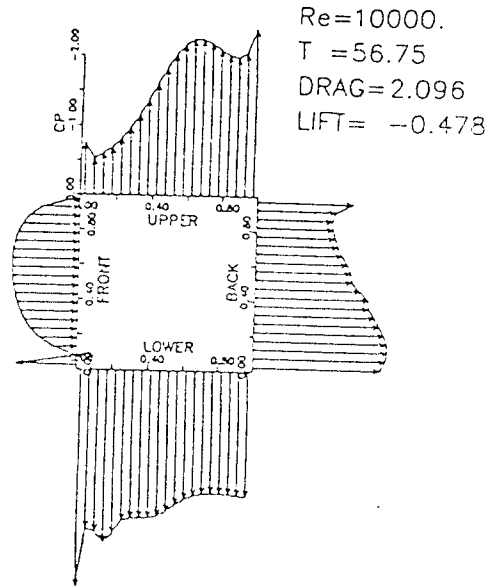


Fig. 11 Pressure fluctuation just after ejection(0.5UI)

TIME MEAN DRAG= 2.003 Re=10000, SAR=1:1, SOURCE=0.5 UI, 95.0 UT/H,

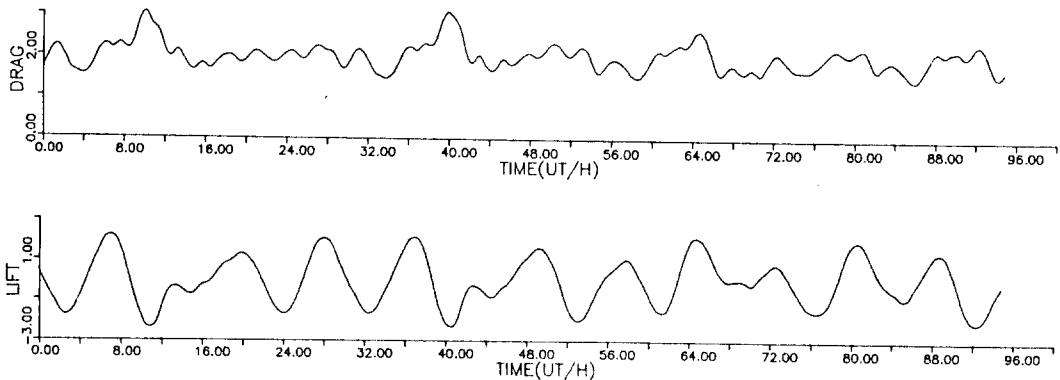


Fig. 12 Temporal variation of drag and lift coefficient (0.5 UI)

것과 같이 압력분포에서는 두드러진 변동이 나타나 있지 않다. Fig. 12는 양·항력의 시계열변화를 보이고 있다. 후방분사가 없는 Fig. 6의 결과와 비교하면 항력파형에서는 고주파수성분이 감소하나, 양력파형에서는 별다른 차가 보이지 않는다. 스트로할수는 양력파형 및 Fig. 2에서의 속도검출점의 v 속도파형의 주파수로부터 계산을 행하였다. 이 경우에 후방분사가 없는 경우에는 0.129,

분사속도가 0.5UI인 때에는 0.136의 값을 보임으로서 약간의 증가를 가져왔다. 시간평균의 항력계수는 2.162에서 2.003으로 약간 감소하였다. Fig. 13은 항력계수가 최대값을 가질 때의 속도벡터 및 압력분포를 보이고 있다. 압력분포에서는 후방에서 차이점이 나타나고 있으나 속도벡터에서는 전단층으로부터의 강한 역류때문에 외견상 별다른 차이점이 발견되지 않고 있다. 전체적으로 후방분

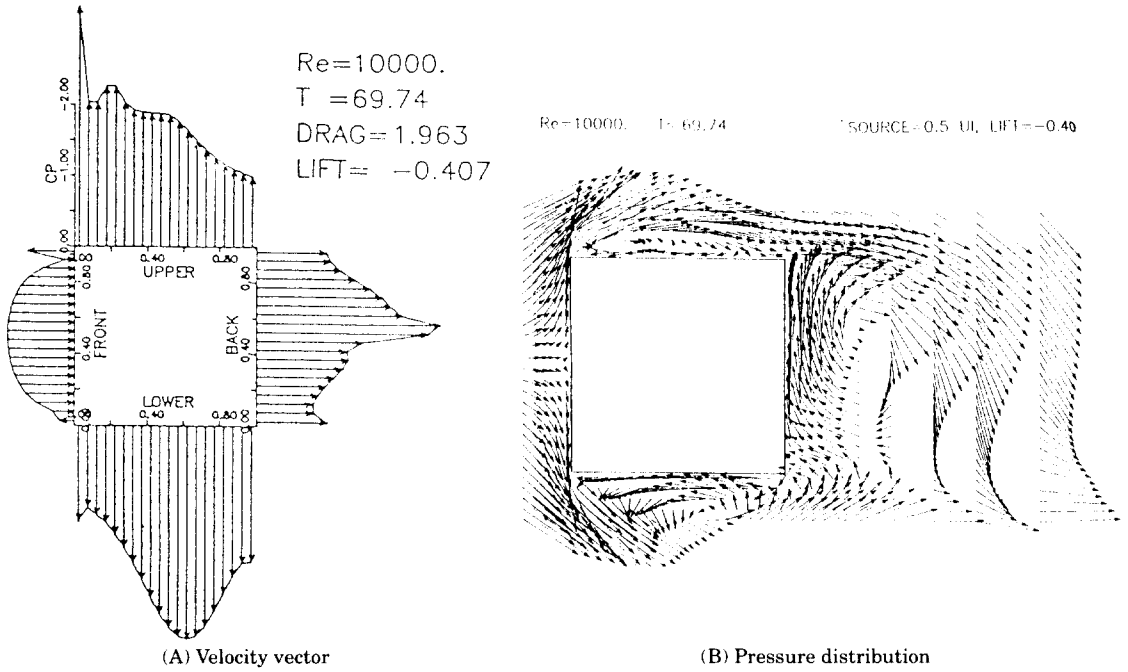


Fig. 13 Flow patterns at $C_p = \max(0.5 UI)$

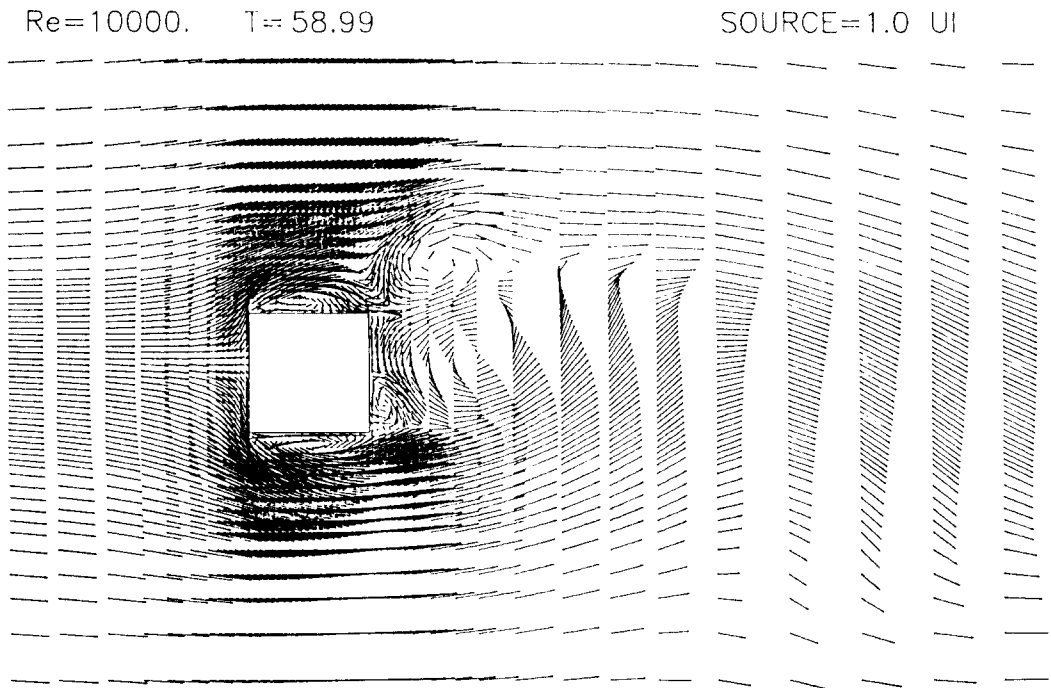


Fig. 14 Velocity vector just after ejection(1.0 UI)

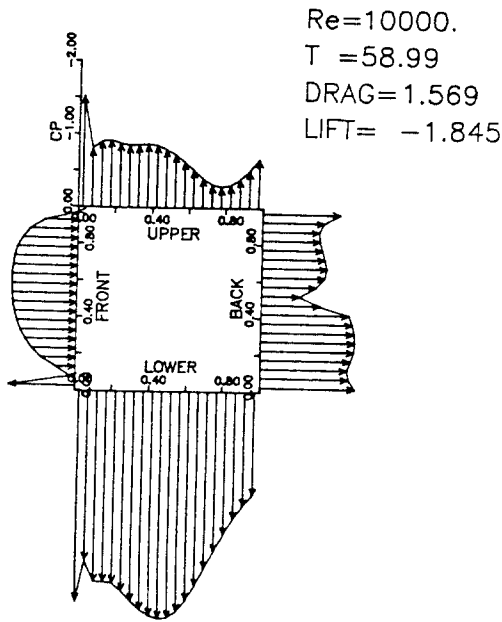


Fig. 15 Pressure fluctuation just after ejection(1.0 UI)

사속도가 0.5UI인 경우에는 후방분사가 없을 때의 결과와 비교하여 별다른 차이점이 나타나지 않음을 알 수 있다.

Fig. 14는 후방분사속도를 높이어 1.0UI로 했을 때, 분사초기에서의 속도벡터분포를 보이고 있다. 각주후방의 하반부에서 단일와가 생성되고 있으며 이 때문에 Fig. 15에서와 같이 압력분포에도 상당한 변동을 가져오고 있다. Fig. 16은 양·항력계수의 변동과형을 보이고 있다. 분사초기에는 별다른 차이가 없으나 시간의 경과와 함께 양·항력계수의 진폭 및 주파수가 감소하는 특징이 나타나고 있다. Fig. 17은 이 경우에 있어서의 순시압력분포를 보이니 전체에 걸쳐 작은 값을 가짐을 알 수 있다. 그러나, 이와 같은 과도기적인 현상은 일정시간이 경과하면 소멸되어 다시 변동이 강한 흐름을 재현하고 있다. 그러나 항력계수의 파형의 주파수는 분사속도 0.5UI의 경우와 비교하여 감소하고 있다. 스트로할수는 0.124의 값을 보임으로서 0.5UI의 경우와 비교하여 약간의 감소를 가져온다. 시간평균 항력계수의 값은 1.924이다. 이것은 앞서 언급한 양·항력계수의 천이적인 변동과정때문으로 보아진다. Fig. 18은 이와 같은 과도기를 지나 다시 완전히 발달된 유동장에서 양력계수가 영인 때의 속도벡터 그림이다. 후방에서 강한 분사의 영향으로 흐름이 교란되고 있음을 알 수 있다. 전체적으로 후방분사속도가 1.0UI인 경우에

TIME MEAN DRAG=1.924 $Re=10000,$ SAR=1:1, 91.5 UT/H

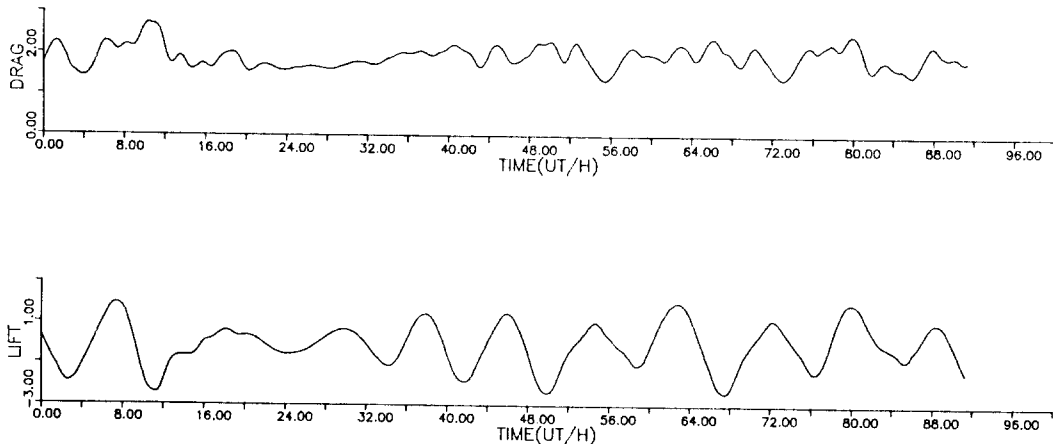


Fig. 16 Temporal variation of drag and lift coefficient (1.0 UI)

는 과도기적인 유동현상이 특징을 이룬다. 따라서 후방분사를 간헐적으로 행하면 보다 효과적으로 공력특성을 제어할 수 있을 것으로 보인다.

Fig. 19는 후방분사속도가 2.0UI일 때의 양·항력계수의 변동을 보인다. 강한 분사속도에도 불구하고 파형의 변동에 규칙성이 뚜렷하다. 항력계수에서는 변동주파수가 다른 경우와 비교하여 감소하고 있다. 시간평균항력계수는 2.036 이다. 또한 양력계수 및 v 속도파형으로부터 계산된 스토로할 수는 0.120이다. Fig. 20은 분사개시후 충분한 시간이 경과한 시점에서 항력계수값이 최대일 때의 유동특성을 보이고 있다. 속도벡터분포(A)에서는 각주후방에서 발생한 강한 역류와 상호간섭하여 새로운 2차와를 생성하고 있다. 압력분포 (B)에서

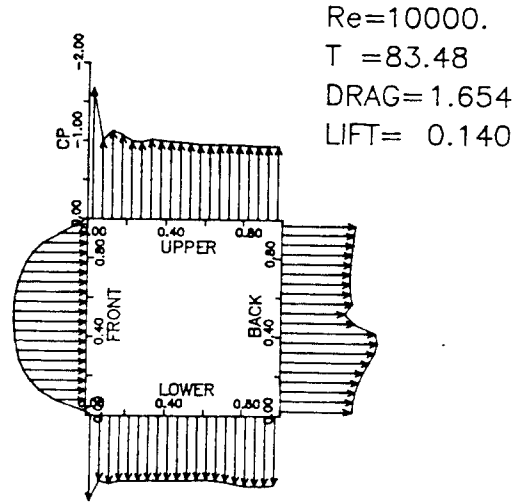


Fig. 17 Instantaneous variation of pressure coefficient (1.0UI)

Re=10000. T= 138.99

LIFT=0.

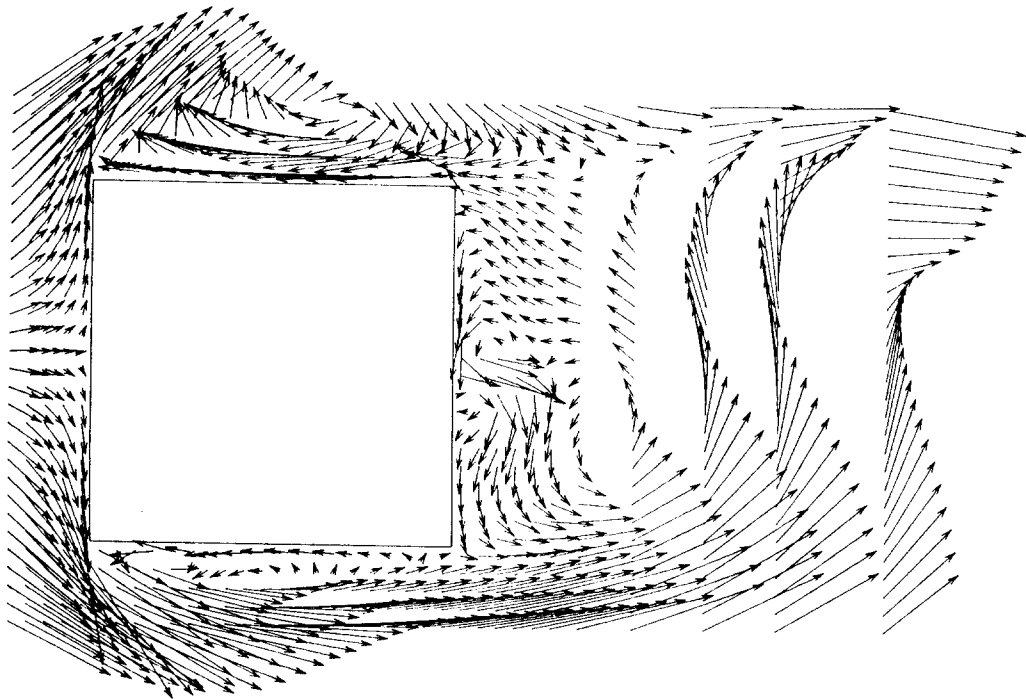


Fig. 18 Velocity vector at $C_l=0.0(1.0 UI)$

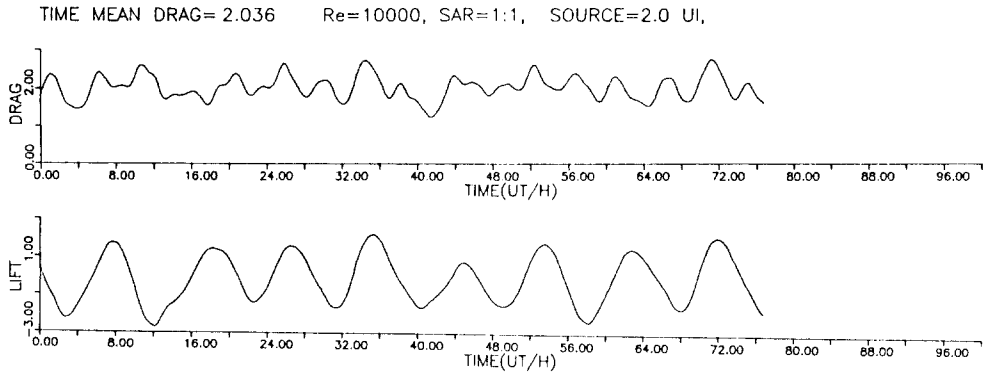
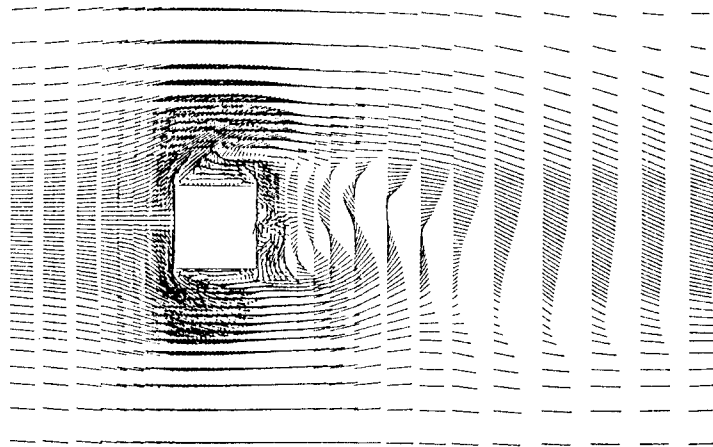
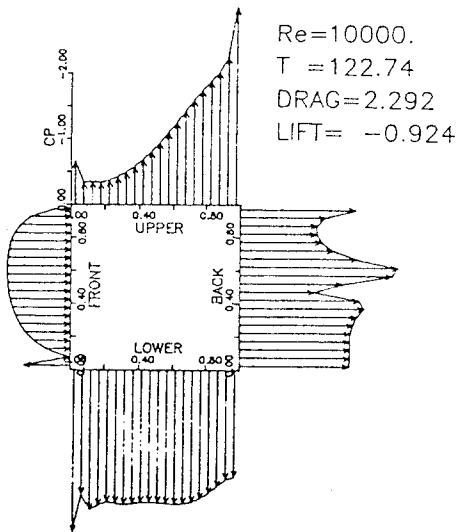


Fig. 19 Temporal variation of lift and drag coefficient (2.0 UI)

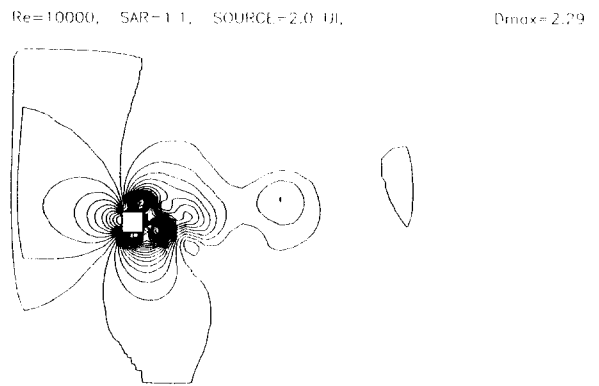
$Re=10000$, $T = 122.74$ $D_{max}=2.292$



(A) Velocity vector



(B) Pressure distribution



(C) Equi-baric lines

Fig. 20 Flow patterns at max $C_D(2.0UI)$

도 이와 같은 와의 영향으로 각주후방에서 특이한 형태의 분포를 얻고 있다. (C)는 이 경우에서의 등압선을 보이고 있다. 각주후방 및 상방에서 원형의 등압선 분포를 보임으로서 이 부분에서는 잘 발달된 와가 존재함을 나타내고 있다. 그러나 전체적으로는 후방분사속도가 크게 증가하여도 양·항력계수를 포함한 시간평균의 공력특성에는 별다른 특징이 나타나 있지 않다.

4. 맺음말

2차원 정방형각주의 유동특성을 밝히기 위하여 기존의 계산수법을 개량하여 실험결과와 비교될 수 있는 결과를 얻었다. 즉, 부등간격격자에서도 보존형을 유지할 수 있도록 대류항의 이산화스킴을 새롭게 제시하였다. 구체적인 적용으로서 각주의 레이놀즈수가 10^4 일 때의 각주후방의 분사속도를 조정하여 제반 공력특성을 검토하였다.

분사속도가 $0.5UI$ ($UI=1.0$, 유입속도)인 경우에는 유동장의 전체특성에 큰 영향을 미치지 못하였다. 그러나 스트로할수는 분사가 없을 때와 비교하여 약간의 증가를, 항력계수는 약간의 감소를 가져왔다.

분사속도가 유입속도와 같은 경우에는 분사후 일정시간이 지나면 양·항력계수의 변동이 둔화되는 과도기적인 특성이 나타난다. 이후에는 원래의 발달된 유동장의 특성이 재현된다.

분사속도가 $2.0UI$ 인 경우에는 분사초기부터 전단층과의 상호작용에 의해 각주후방에 발달된 2차와를 형성한다. 그러나 전체적인 특성은 분사가 없을 때와 커다란 차이점을 보이지 않았다.

각주의 공력특성을 능동적으로 제어하기 위해서는 적절한 분사속도, 분사유량 및 분사위치가 종합적으로 검토되어야 한다. 따라서 이 연구에서 부족한 내용은 차후의 검토과제로 남기기로 한다.

참고문헌

- 1) M. Gad-el-Hak, D.M.Bushnell, Separation control:Review, ASME J.Fluids Eng. March 1991, Vol. 113, p. 5.
- 2) H. Sakamoto et. al., An optimum suppression of fluid forces by controlling a shear layer separated from a square prism, ASME J. Fluids Eng., June 1991, Vol. 113, p. 183.
- 3) C.J. Wood, Visualization of an incompressible wake with base bleed, J. Fluid Mech. 1967, Vol. 29, part2, p. 259.
- 4) C.W.Hirt and B.D.Nicholas, Volume of fluid (VOF) method for dynamics of free boundaries, J. Comp. Phys., 1981, Vol. 34 p. 348.
- 5) C.W.Hirt and J.L.Cook, Calculating three dimensional flows around structures and over terrain, J.Comp. Pys., 1972, Vol. 10. p. 324.
- 6) R.K.C.Chan and R.L.Street, A computer study of finite-amplitude water waves, J. Comp. Phys., 1970, Vol. 6, p. 68.
- 7) C.W.Hirt, Heuristic stability theory for finite difference equation, J. Comp. Phys., 1968, Vol. 2, p. 339.
- 8) H.Sakamoto and S.Oiwake, Fluctuating forces on a rectangular prism and a circular cylinder placed vertically in a turbulent boundary layer, ASME J. Fluids Eng., 1984, vol. 106, p. 160.
- 9) B.R.Bearman and D.M.Truman, An investigation of the flow around rectangular cylinders, Aeronautical Quarterly, 1972 Feb., p. 1.
- 10) K.C.S.Kwok, Effects of turbulence on the pressure distribution around a square cylinder and possibility of reduction, ASME J. Fluids Eng., 1983, Vol. 105, p. 140.