

建物周圍의 2次元 流動場에 관한 數値解析

장재욱*·원성필·이동환
기계공학과
(1987. 4.30 접수)

<要 約>

建物周圍를 지나가는 공기는 비나 눈 또는 굴뚝의 연기, 먼지 등을 운반하며, 建物內部の 通風시스템을 교란하고 建物の 冷暖房에도 영향을 끼친다. 따라서 本 研究에서는 바람이 끼치는 영향을 조사하기 위해 간단한 사각형의 단면을 가지는 單一建物の 경우와 複數建物이 있는 경우의 2次元 流動場을 有限差分法으로 解析하였다.

이 研究는 單一建物 周圍의 流動場 解析結果를 확장하여 複數建物周圍의 流動場을 解析하는데 主目的이 있다.

數値解析 結果, 單一建物인 경우에는 既存의 實驗結果와 잘 一致하였으며, 複數建物인 경우에는 隣接한 建物の 높이 및 建物사이의 떨어진 거리에 따라 流動場은 큰 영향을 받음을 알 수 있다.

“Numerical Analysis of Wind Flow over Buildings in Two Dimensions”

Jung, Jae-Yook · Won, Sung-Pil · Lee, Dong-Hwan
Dept. of Mech. Eng.
(Received April 30, 1987)

<Abstract>

Air around a building carries snow or chimney smoke and upsets the internal ventilation system through the infiltration effect. Therefore, infiltrated air affects the heating and cooling system directly.

In order to investigate the effects of 2-dimensional wind, flow field over single building with rectangular shape has been analyzed by the finite difference method. The analysis has been extended to the case of two adjacent buildings.

This study shows that the results of numerical analysis in single building coincide qualitatively with the earlier experimental results and in the case of two adjacent buildings, the height of backward building and the distance between buildings effects the flow field.

Nomenclature	<i>H</i>	y-direction characteristic length
<i>B1, B2, B3, B4, B5</i> Boundary conditions	<i>H*</i> , <i>L*</i> , <i>W*</i>	Height, length and width of building, respectively
<i>Cp</i> Pressure coefficient	<i>L</i>	x-direction characteristic length

* 기계공학과 대학원

P	Pressure
P_c	Reference pressure
P	Dimensionless pressure
Re	Reynolds number
Sc	Area of control volume
U	Velocity component in the X-direction
U_c	Characteristic velocity
u	Dimensionless x-direction velocity component
V	Velocity component in the Y-direction
v	Dimensionless y-direction velocity component
X	Cartesian coordinate denoting horizontal distance
X^*	Length of recirculating flow
x	Dimensionless x-coordinate
Y	Cartesian coordinate denoting vertical distance
y	Dimensionless y-coordinate

Greek Symbols

μ	Air viscosity
ν	Air kinematic viscosity
ρ	Density
ψ	Stream function
ϕ	Dimensionless stream function
ξ	Vorticity
ζ	Dimensionless vorticity
β	Relaxation factor

Superscripts and Subscripts

k	Iteration number
C	Center node
E, W, S, N	Respectively, east, west, south and north node
NE	North-eastern node
NW	North-western node
SW	South-western node
SE	South-eastern node
()	Vectors in space

I. 序 論

바람은人間과人間이活動하는데 있어서 도움을 주든지被害를 입히든지 강력하게 영향을 끼쳐왔다.

1964년에서 1973년 사이의 10년동안 美國에서는

毎年 바람으로 인해 5億 \$ 가량의 財産被害를 입었으며, 240여명이 死亡하고 2,600여명이 부상당했다. 그리고 이러한 손실은 해를 거듭할수록 증가하는 추세이다. 工學的인 측면에서 바람의 영향에 관한 研究의 必要性이 날로 급증하고 있는 실정이나 우리나라에서는 아직 시도되지 않고 있는 실정이다. 이러한 研究의 最大 關心事는 유익하지 못한 바람(예를 들면, 태풍)에 의한 人命損失과 財産被害를 極小化 하는데 있는 것뿐만 아니라, 바람을 유용하게 利用하여 人間の 安樂性(Comfort)과 設計(Design)의 經濟性을 極大化 하는데 있다.

후자의 상황하에서 바람의 두가지 중요한 영향은 첫째로 建物에 힘과 모멘트를 작용시키는 것이며, 둘째로는 建物周圍의 공기를 혼란시키는 것이다. 建物周圍를 지나가는 공기는 비나 눈 또는 물뭍의 연기, 먼지 등을 운반하며, 建物 内部의 通風 System을 교란하고 建物の 冷暖房에도 영향을 끼친다.¹⁾

바람이 建物에 미치는 영향에 대한 既存의 研究를 살펴보면, 1893년에 Irminger의 實驗的 考察이 그 始初가 된다. Irminger는 원시적인 風洞을 利用하여 建物에서의 壓力分布를 測定하였다.

그후 Prandtl의 Boundary-Layer 理論이나 Taylor의 亂流에 대한 統計理論, Karman의 亂流의 Similarity에 대한 理論등을 배경으로 理論 解析上의 많은 進前을 보게 되었다. 아울러 大氣境界層에 대한 많은 研究도 併行되었다. 근래에 와서 風洞과 Computer의 發達과 더불어 實驗의 빛 理論의으로 많은 研究가 進行되어 오고 있다.^{2~4)} 그러나 많은 研究가 獨立的인 建物에 대해서 행해지고 있고 隣接한 建物에 의한 영향 등을 고려한 解析은 거의 없다. 따라서 本 論文에서는 바람이 끼치는 영향을 研究하는데 있어서 두가지 중요한 要因들인 바람의 流動形狀과 建物表面의 壓力分布에 대한 數值的인 解析을 하는데 그 目的이 있으며, 아울러 다른 建物이 隣接한 境遇에 대해서도 解析하였다.

II. 建物周圍의 流動의 一般的 性質

2.1. 建物周圍의 流動 特性

Fig. 1과 같이 날카로운 Edge를 가지는 建物周圍의 비압축성 流動은 一般的으로 3가지 流動現象이 나타난다.

建物로부터 멀리 떨어진 곳에서의 流動은 理相流

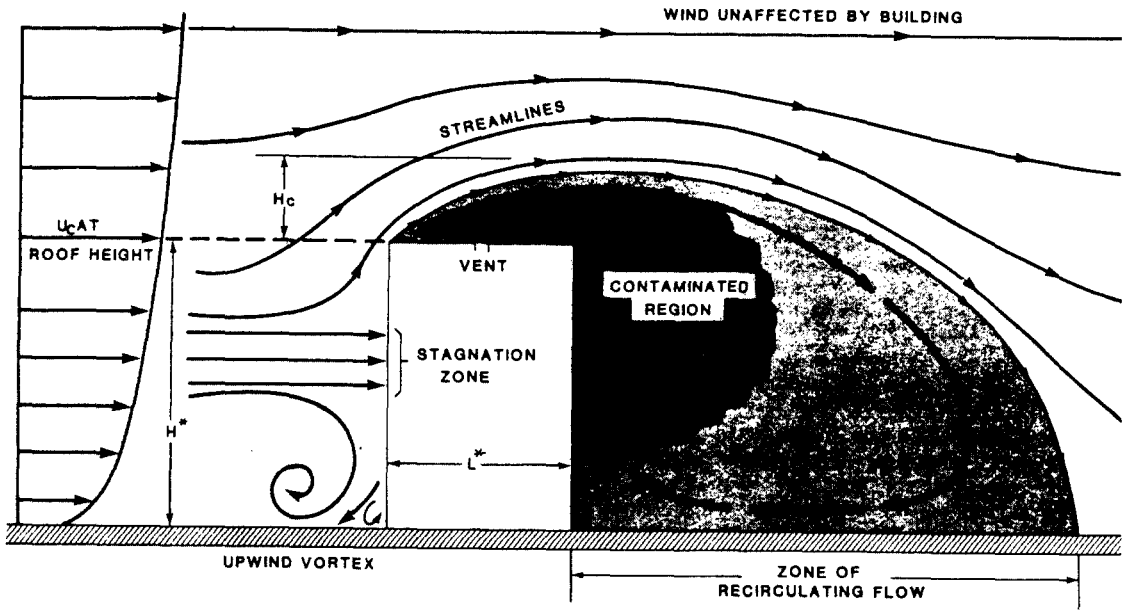


Fig. 1. Flow Patterns Around Rectangular Building

動(Ideal Flow)이라 할 수 있으며, 建物表面 가까이에서는 境界層이 형성된다. 그리고 建物の 後流에서는 集中된 Vorticity의 再循環領域이 형성된다.

建物周圍의 바람流動에 기인한 열손실은 다음과 같은 두개의 Mechanism에 의해 發生한다. 첫째로는 建物の 表面과 공기 사이의 大流에 의한 것이고, 둘째로는 自然通風(Natural Ventilation)에 의한 것이다.

自然通風に 의한 열손실은 一般의 大류과정에서 연관된 열손실보다 훨씬 크며 建物表面에 분포한 壓力에 의존한다.⁴⁾

예를들면, Fig. 1에서 보여지는 建物の 前面에서는 陽의 壓力(Positive Pressure)이 작용하므로 建物表面의 구멍을 통해서 외부의 공기가 내부로 침투하고, 建物の 지붕과 後面에서는 陰의 壓力(Negative Pressure)이 작용하므로 建物표면의 구멍을 통해서 내부의 공기가 외부로 빠져나갈 것이다.

2.2 建物周圍의 流動의 解析

本 論文에서는 Fig. 1과 같이 바람에 수직하게 놓여 있고 간단한 사각형의 단면을 가지는 建物들 周圍의 流動을 고려할 것이다.

이와 같은 流動은 大氣境界層(Atmospheric Boun-

dary Layer)의 亂流流動으로 특징 지을 수 있으나, 大氣境界層만 하더라도 굉장히 복잡한 양상을 띄게 된다.^{5,6)}

예를 들어, Thermal Stratification은 流動에 直接的으로 큰 영향을 미친다.

더우기 亂流流動으로 까지 완벽하게 解析한다는 것은 거의 불가능한 일이다. 따라서 경미한 粘性流動(Re는 10^6-10^7 차수)이라 생각하여 層流流動에 대한 支配方程式으로 이 流動을 서술할 수 있다는 것이 一般의인 사항으로 받아들여 진다.

그러므로 建物周圍에 대한 支配方程式은 다음과 같이 쓸 수 있다.

연속方程式 :

$$\nabla \cdot \vec{U} = 0 \quad (1)$$

모멘텀方程式 :

$$\rho \frac{D\vec{U}}{Dt} = -\nabla P + \mu \nabla^2 \vec{U} \quad (2)$$

여기서 D/Dt 는 Total Derivative이다. 固體表面에서의 境界條件은 不浸透性條件(Impermeability Condition)인

$$\vec{U} \cdot \vec{N} = 0 \quad (3)$$

과 No-Slip Condition인

$$\vec{U} \cdot \vec{S} = 0 \quad (4)$$

가 있다.

여기서 \vec{N} 과 \vec{S} 는 각각 固體表面의 法線벡터와 接線벡터이다. 그리고 이러한 流動을 解析하는데는 風洞에서 행해지는 實驗的인 方法과 數值的인 方法이 있다. 風洞실험들은 建物周圍의 바람流動 형태들과 壓力分布를 예상하기 위해 과거에 흔하게 사용되었다.

그러나 風洞實驗은 실제바람의 大氣境界層을 잘 상사시킨 風洞이 사용되어야 하고, 공기의 速度와 壓力의 測定은 정교하고 값이 비싼 기구(예를 들면, 모델 자체에 설치되어야 하는 Hot-Wire Anemometer Probes와 Pressure Sensing Tubes)를 必要로 한다. 風洞 Modelling에 수반되는 이러한 비용과 實驗上의 어려움들은 바람流動의 Computer Simulation이 있점이 있다는 것을 보여준다.

數值的인 方法에는 Chorin에 의해 발전된 Random Vortex Method^{7,8)}와 Caretto 등에 의해 環境問題에 적용되어 왔던 Control Volume Method⁹⁾가 있다. Random Vortex Method는 解析領域에서 Grid의 부과를 必要로 하지 않는 특수한 方法이 있으나 3次元으로의 확장이 까다로운 단점이 있다. 이 方法의 原理는 固體表面으로부터 流動속으로 Vorticity 發生의 物理的인 과정을 상사시키는 것이다. Random Vortex Method가 流動展開를 묘사하는 반면에 Control Volume Method는 安定流動場(Steady Flow Field)을 묘사하는 方法이다.

本 論文中에서 利用한 數值解析方法은 支配方程式인 식(1)과 식(2)와 같은 U , V 및 P 에 관한 식들을 流線函數(Stream Function)와 渦流度(Vorticity)를 정의하여 이것에 대한 식으로 바꾸어 有限差分法(Finite Difference Method)을 사용한다.

Ⅱ. 問題의 公式化

이러한 流動을 단순화 시키기 위해 다음과 같은 假定을 한다.

i) 물성치가 일정한 값을 가지는 2次元 정상상태의 비압축성 流動이다.

ii) 경미한 粘性流動이다.

iii) Coriolis 효과와 Thermal Stratification에 의한 영향을 무시한다.^{2,5,6)}

3.1 流動場

위와 같은 假定하에서 流動場에 관한 支配方程式은 다음과 같이 주어진다.

연속方程式은

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (5)$$

이고

X 방향 모멘텀方程式은

$$\rho U \frac{\partial U}{\partial X} + \rho V \frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial X} + \mu \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) \quad (6)$$

이며

Y 방향 모멘텀方程式은

$$\rho U \frac{\partial V}{\partial X} + \rho V \frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \mu \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) \quad (7)$$

이다.

그리고 流線函數와 渦流度는 다음과 같이 정의한다

$$\frac{\partial \Psi}{\partial Y} = U, \quad \frac{\partial \Psi}{\partial X} = -V \quad (8)$$

$$\xi = \frac{\partial V}{\partial X} - \frac{\partial U}{\partial Y} \quad (9)$$

식(6)과 식(7)에서 壓力項을 제거하기 위해 각각 Y 와 X 에 대해서 微分하여 빼고 식(5), 식(8)과 식(9)를 적용하고 정리하면

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial X} \left(\xi \frac{\partial \Psi}{\partial Y} \right) - \frac{\partial}{\partial Y} \left(\xi \frac{\partial \Psi}{\partial X} \right) \\ & = \nu \left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial Y^2} \right) \end{aligned} \quad (10)$$

이 된다. 이것은 渦流度 運送方程式(Vorticity Transport Equation)이다. 한편 流線函數와 渦流度の 關係式은

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} = -\xi \quad (11)$$

이 된다.

위에서 얻어진 식들을 無次元化하기 위하여 다음과 같은 無次元 變數들을 정의한다.

$$\begin{aligned} u &= \frac{U}{U_c}, \quad v = \frac{V}{U_c}, \quad x = \frac{X}{L}, \quad y = \frac{Y}{L} \\ \zeta &= \frac{\xi}{U_c/L}, \quad \phi = \frac{\Psi}{U_c L}, \quad Re = \frac{U_c L}{\nu} \end{aligned} \quad (12)$$

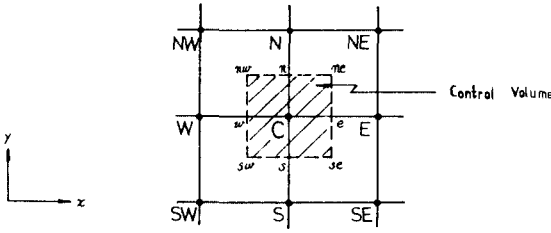


Fig. 2 General Mesh System

여기서 U_c 와 L 은 각각 特性速度와 特性길이를 나타낸다. 위의 無次元 變數를 利用하면 식(10)과 식(11)은 다음과 같이 된다.

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\zeta \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\zeta \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) = \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} \right) \quad (13)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = -\zeta \quad (14)$$

3. 1. 1. 支配方程式의 差分化

식(13)과 식(14)를 差分化하기 위해 Fig. 2와 같은 Mesh System에 대해서 Control Volume Formulation 方法¹⁰⁾을 사용하였으며, Grid의 크기는 영역에 따라 適當하게 調整하였다.

3. 1. 1. 1 渦流度 運送方程式

식(13)을 Fig. 2에서 보여지는 미소 Control Volume에 關하여 積분하면

$$I = \int_{y_s}^{y_n} \int_{x_w}^{x_e} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(\zeta \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\zeta \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \right\} dx dy - \frac{1}{Re} \int_{y_s}^{y_n} \int_{x_w}^{x_e} \left\{ \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} \right\} dx dy = 0 \quad (15)$$

가 된다. 여기서 I 는 Convection항과 Diffusion항으로 構成되므로

$$I = I_{conv} + I_{diff} / Re = 0 \quad (16)$$

으로 나타낼 수 있다.

여기서

$$I_{conv} = \int_{y_s}^{y_n} \left\{ \zeta_e \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_e - \zeta_w \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_w \right\} dy - \int_{x_w}^{x_e} \left\{ \zeta_n \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_n - \zeta_s \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_s \right\} dx \quad (17)$$

$$I_{diff} = - \int_{y_s}^{y_n} \left\{ \left(\frac{\partial \zeta}{\partial x} \right)_e - \left(\frac{\partial \zeta}{\partial x} \right)_w \right\} dy - \int_{x_w}^{x_e} \left\{ \left(\frac{\partial \zeta}{\partial y} \right)_n - \left(\frac{\partial \zeta}{\partial y} \right)_s \right\} dx \quad (18)$$

이다.

1) Convection Term

식(17)을 각각의 向으로 표시하면

$$\begin{aligned} I_{C1} &= \int_{y_s}^{y_n} \zeta_e \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_e dy \cong \bar{\zeta}_e (\phi_{ne} - \phi_{se}) \\ I_{C2} &= - \int_{y_s}^{y_n} \zeta_w \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_w dy \cong -\bar{\zeta}_w (\phi_{nw} - \phi_{sw}) \\ I_{C3} &= - \int_{x_w}^{x_e} \zeta_n \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_n dx \cong -\bar{\zeta}_n (\phi_{ne} - \phi_{nw}) \\ I_{C4} &= \int_{x_w}^{x_e} \zeta_s \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_s dx \cong \bar{\zeta}_s (\phi_{se} - \phi_{sw}) \end{aligned} \quad (19)$$

가 된다.

식(19)의 I_{C1} 에 대해서 Upwind Difference Scheme¹⁰⁾을 적용하면

$$u = \frac{\partial \phi}{\partial y} \text{에서}$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} > 0, \text{ 즉 } \phi_{ne} - \phi_{se} > 0 \text{ 이면 } \zeta_e = \zeta_C \text{이고}$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} < 0, \text{ 즉 } \phi_{ne} - \phi_{se} < 0 \text{ 이면 } \zeta_e = \zeta_E \text{이므로}$$

이것을 I_{C1} 에 대입하고 정리하면

$$I_{C1} = (\zeta_C - \zeta_E) \frac{(\phi_{se} - \phi_{ne}) + |\phi_{se} - \phi_{ne}|}{2} + \zeta_C (\phi_{ne} - \phi_{se}) \quad (20)$$

이 된다.

같은 方法으로 하면 I_{C2} , I_{C3} 및 I_{C4} 는

$$I_{C2} = (\zeta_C - \zeta_W) \frac{(\phi_{nw} - \phi_{sw}) + |\phi_{nw} - \phi_{sw}|}{2} + \zeta_C (\phi_{sw} - \phi_{nw}) \quad (21)$$

$$I_{C3} = (\zeta_C - \zeta_N) \frac{(\phi_{ne} - \phi_{nw}) + |\phi_{ne} - \phi_{nw}|}{2} + \zeta_C (\phi_{nw} - \phi_{ne}) \quad (22)$$

$$I_{C4} = (\zeta_C - \zeta_S) \frac{(\phi_{sw} - \phi_{se}) + |\phi_{sw} - \phi_{se}|}{2} + \zeta_C (\phi_{se} - \phi_{sw}) \quad (23)$$

이 된다.

그리고

$$\begin{aligned} \phi_{se} - \phi_{ne} &= \frac{\phi_{SE} + \phi_S - \phi_{NE} - \phi_N}{4} \\ \phi_{nw} - \phi_{sw} &= \frac{\phi_{NW} + \phi_N - \phi_{SW} - \phi_S}{4} \\ \phi_{ne} - \phi_{nw} &= \frac{\phi_{NE} + \phi_E - \phi_{NW} - \phi_W}{4} \\ \phi_{sw} - \phi_{se} &= \frac{\phi_{SW} + \phi_W - \phi_{SE} - \phi_E}{4} \end{aligned} \quad (24)$$

이다.

결국

$$\begin{aligned} \text{Iconv} &= Ic_1 + Ic_2 + Ic_3 + Ic_4 \text{ 이므로} \\ \text{Iconv} &= A_E(\zeta_C - \zeta_E) + A_W(\zeta_C - \zeta_W) \\ &\quad + A_N(\zeta_C - \zeta_N) + A_S(\zeta_C - \zeta_S) \end{aligned} \quad (25)$$

가 되며, 여기서

$$\begin{aligned} A_E &= \frac{(\phi_{SE} + \phi_S - \phi_{NE} - \phi_N)}{8} \\ &\quad + |\phi_{SE} + \phi_S - \phi_{NE} - \phi_N| \\ A_W &= \frac{(\phi_{NW} + \phi_N - \phi_{SW} - \phi_S)}{8} \\ &\quad + |\phi_{NW} + \phi_N - \phi_{SW} - \phi_S| \\ A_N &= \frac{(\phi_{NE} + \phi_E - \phi_{NW} - \phi_W)}{8} \\ &\quad + |\phi_{NE} + \phi_E - \phi_{NW} - \phi_W| \\ A_S &= \frac{(\phi_{SW} + \phi_W - \phi_{SE} - \phi_E)}{8} \\ &\quad + |\phi_{SW} + \phi_W - \phi_{SE} - \phi_E| \end{aligned} \quad (26)$$

이다.

2) Diffusion Term

식(18)을 각각의 항으로 표시하면

$$\begin{aligned} Id_1 &= - \int_{y_s}^{y_n} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial x} \right)_e dy \cong - \frac{y_N - y_S}{2(x_E - x_C)} (\zeta_E - \zeta_C) \\ Id_2 &= \int_{y_s}^{y_n} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial x} \right)_w dy = \frac{y_N - y_S}{2(x_C - x_W)} (\zeta_C - \zeta_W) \\ Id_3 &= - \left(\frac{\partial \zeta}{\partial y} \right)_n dx = - \frac{x_E - x_W}{2(y_N - y_C)} (\zeta_N - \zeta_C) \\ Id_4 &= \int_{x_w}^{x_e} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial y} \right)_s dx = \frac{x_E - x_W}{2(y_C - y_S)} (\zeta_C - \zeta_S) \end{aligned} \quad (27)$$

이 된다.

$$\begin{aligned} \text{Idiff} &= Id_1 + Id_2 + Id_3 + Id_4 \text{ 이므로} \\ \text{Idiff} &= B_E(\zeta_C - \zeta_E) + B_W(\zeta_C - \zeta_W) \\ &\quad + B_N(\zeta_C - \zeta_N) + B_S(\zeta_C - \zeta_S) \end{aligned} \quad (28)$$

이 되며, 여기서

$$\begin{aligned} B_E &= \frac{y_N - y_S}{2(x_E - x_C)}, & B_W &= \frac{y_N - y_S}{2(x_C - x_W)} \\ B_N &= \frac{x_E - x_W}{2(y_N - y_C)}, & B_S &= \frac{x_E - x_W}{2(y_C - y_S)} \end{aligned} \quad (29)$$

이다.

3) Complete Finite Difference Equation

식(16)에 식(25)와 식(28)을 대입하고 정리하면

Complete Finite Difference Equation은

$$\zeta_C = C_E \zeta_E + C_W \zeta_W + C_N \zeta_N + C_S \zeta_S \quad (30)$$

이 된다.

여기서

$$\begin{aligned} C_E &= (A_E + B_E/Re) / \Sigma AB \\ C_W &= (A_W + B_W/Re) / \Sigma AB \\ C_N &= (A_N + B_N/Re) / \Sigma AB \\ C_S &= (A_S + B_S/Re) / \Sigma AB \end{aligned} \quad (31)$$

$\Sigma AB = A_E + A_W + A_N + A_S + (B_E + B_W + B_N + B_S) /$

Re 이다

3.1.1.2 Stream Function Equation

식(14)를 Fig. 2의 미소 Control Volume에 대하여 적분하면

$$\begin{aligned} \int_{y_s}^{y_n} \int_{x_w}^{x_e} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right) \right\} dx dy \\ = - \int_{y_s}^{y_n} \int_{x_w}^{x_e} \zeta dx dy \end{aligned} \quad (32)$$

가 된다.

좌변과 우변을 각각 Ia 과 Ib 로 표시하면

$$\begin{aligned} Ia &= \int_{y_s}^{y_n} \int_{x_w}^{x_e} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right) \right\} dx dy \\ &= \int_{y_s}^{y_n} \left\{ \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_e - \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_w \right\} dy \\ &\quad + \int_{x_w}^{x_e} \left\{ \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_n - \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_s \right\} dx \\ &\cong \frac{y_N - y_S}{2(x_E - x_C)} (\phi_E - \phi_C) - \frac{y_N - y_S}{2(x_C - x_W)} (\phi_C - \phi_W) \\ &\quad + \frac{x_E - x_W}{2(y_N - y_C)} (\phi_N - \phi_C) - \frac{x_E - x_W}{2(y_C - y_S)} (\phi_C - \phi_S) \end{aligned} \quad (33)$$

$$Ib = - \int_{y_s}^{y_n} \int_{x_w}^{x_e} \zeta dx dy \cong - \zeta_C \cdot Sc \quad (34)$$

이다.

여기서 Sc 는 Control Volume의 면적이므로

$$Sc = \frac{(x_E - x_W)(y_N - y_S)}{4} \quad (35)$$

가 된다.

식(32)에 식(33)과 식(34)를 대입하고 정리하면 Complete Finite Difference Equation은

$$\phi_C = C_E \phi_E + C_W \phi_W + C_N \phi_N + C_S \phi_S + D \quad (36)$$

이 되며,

여기서

$$\begin{aligned}
 B_E &= \frac{y_N - y_S}{2(x_E - x_C)}, & B_W &= \frac{y_N - y_S}{2(x_C - x_W)} \\
 B_N &= \frac{x_E - x_W}{2(y_N - y_C)}, & B_S &= \frac{x_E - x_W}{2(y_C - y_S)} \\
 C_E &= B_E / \Sigma AB, & C_W &= B_W / \Sigma AB \\
 C_N &= B_N / \Sigma AB, & C_S &= B_S / \Sigma AB \\
 D &= \zeta_c S_c / \Sigma AB, & \Sigma AB &= B_E + B_W + B_N + B_S
 \end{aligned} \tag{37}$$

이다.

3.2. 壓力場

壓力項은 渦流度 運送方程式을 유도하는 과정에서 제거되었다. 이제 우리는 ϕ 와 ζ 에 관한 數值解로부터 壓力場을 計算해야 한다. 壓力場方程式은 다음과 같이 유도된다. 無次元 壓力을

$$\bar{p} = \frac{P - P_c}{\rho U_c^2 / 2} \tag{38}$$

로 정의하고 앞에서 언급한 無次元變數를 사용하여 식(6)과 식(7)을 無次元化 하면,

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{2} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \tag{39}$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{2} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \tag{40}$$

이 된다.

식(39)와 식(40)을 각각 x 와 y 에 관해 微分하여 더하면

$$\begin{aligned}
 -\frac{1}{4} \left(\frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial y^2} \right) &= \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right) \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) \\
 -\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right) &
 \end{aligned} \tag{41}$$

이 된다.

위의 식에서 u , v 를 Stream Function ϕ 로 변환하면, 식(41)은

$$\frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial y^2} = 4 \left[\left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \right) \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right) - \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial y} \right)^2 \right] = R \tag{42}$$

가 되며, 이것이 壓力場方程式이다.

이 식의 우변항은 Centered Finite-Difference Scheme¹¹⁾을 사용하면

$$R = 4 \left[\left(\frac{\phi_E + \phi_W - 2\phi_C}{\Delta x^2} \right) \left(\frac{\phi_N + \phi_S - 2\phi_C}{\Delta y^2} \right) - \left(\frac{\phi_{NE} - \phi_{SE} - \phi_{NW} + \phi_{SW}}{4\Delta x \Delta y} \right)^2 \right] \tag{43}$$

이 된다.

3.3 境界條件

3.3.1 大氣境界層(Atmospheric Boundary Layer)

建물이 없을때의 大氣중의 바람(즉 Free-Stream Wind)은 다음과 같은 速度分布를 가진다는 것이 一般的으로 알려져 있다.

$$U(Y) = U(Y_g) [Y/Y_g]^\alpha \tag{44}$$

여기서 구배높이 Y_g 와 승수 α 는 地表面의 형상에 따라 변하는 상수이다. Y_g 와 α 값을 결정하기 위해 參考文獻 12을 참조했다. 本 論文에서는 지면의 평균조도를 약 1m(Grass and Shrub Approximation)라고 두었을때의 값인 $Y_g = 430m$, $\alpha = 0.3$ 을 취했다. 또한 建物높이 H^* 에서의 바람速度를 特性速度 U_c 라 한다. 이와 같은 값을 사용하면

$$U(Y_g) = \frac{U_c}{(H^*/430)^{0.3}} \tag{45}$$

가 되고 따라서

$$U(Y) = U_c \left(\frac{Y}{H^*} \right)^{0.3} \tag{46}$$

이 되며, 이 식을 無次元化하면

$$u(y) = \frac{y^{0.3}}{(H^*/L)^{0.3}} \tag{47}$$

이 된다.

3.3.2 流線函數에 대한 境界條件

Fig. 3에서 보는 바와 같이 B_1 는 빗금친 부분인 地面을 나타내고 B_2 는 Upperstream面을 나타내며 B_3 는 Upstream面, B_4 는 Downstream面을 나타낸다. 그리고 B_5 는 建物面을 나타낸다.

B_1 과 B_5 를 잇는 선은 하나의 流線이 되며 따라서 이 선을 따르는 ϕ 는 일정한 값을 가지므로 B_1 과 B_5 에서

$$\phi = 0 \tag{48}$$

이 된다.

入口境界인 B_3 에서는 $v(y) = 0$ 이므로 B_3 에서

$$\begin{aligned}
 \phi &= \int_0^y u(y) dy \\
 &= \frac{y^{1.3}}{1.3(H^*/L)^{0.3}}
 \end{aligned} \tag{49}$$

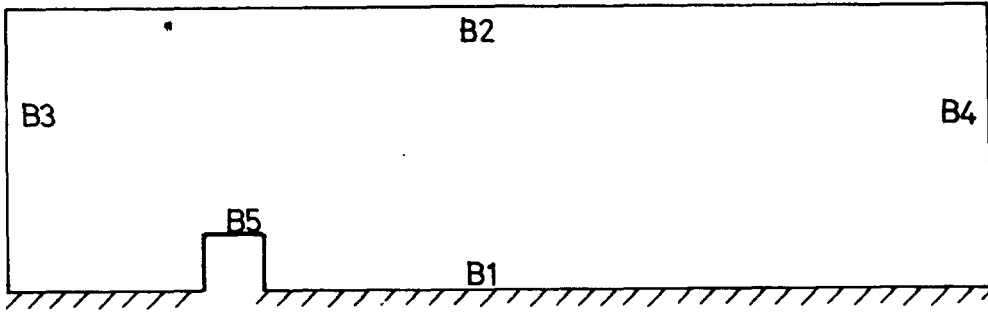


Fig. 3 Boundary Configuration

가 된다.

그리고 B2도 또 하나의 流線이 되고, 따라서 ϕ 값은 B3를 통과하는 유량에 따라 결정되는 상수이므로 B2에서

$$\begin{aligned} \phi &= \text{일정치} \\ &= \frac{(H/L)^{1.3}}{1.3(H^*/L)^{0.3}} \end{aligned} \quad (50)$$

이다.

한편 B1에서의 境界條件은 Downstream면을 建物이 놓인 位置에서 충분히 떨어진 곳에 설정하였을 때에는 $\partial\phi/\partial x=0$ 라는 境界條件을 사용할 수 있다. 그러나 엄밀히 말해 실제적으로 이러한 條件을 만족하기 위해서는 解析領域이 建物에서 상당히 멀리 떨어진 곳까지 포함되어야 하므로 Node수가 불필요하게 많아야 한다. 따라서 Node수를 줄이면서 물리적 조건을 근사적으로 만족시키기 위해 Linear Extrapolation을 사용한다.

B4에서

$$\phi = \text{Extrapolated Value} \quad (51)$$

이 된다.

3.3.3 渦流度에 대한 境界條件

Upstream면인 B3에서 $v(y)=0$ 이고 $\phi=\phi(y)$ 이므로 식(14)로부터

B3에서

$$\begin{aligned} \zeta &= -\frac{\partial^2\phi}{\partial y^2} \\ &= -\frac{0.3y^{-0.7}}{(H^*/L)^{0.3}} \end{aligned} \quad (52)$$

가 된다. 그리고 B2면은 Undisturbed Streamline

이므로

B2에서

$$\zeta = \text{일정치}$$

$$= -\frac{0.3(H/L)^{-0.7}}{(H^*/L)^{0.3}} \quad (53)$$

이 된다. 한편 Downstream에서는 流線函數에 대한 境界條件과 마찬가지로 취급할 수 있고

B4에서

$$\zeta = \text{Extrapolated Value} \quad (54)$$

가 된다.

그러나 B1과 B5에 대한 境界條件은 流線函數에서처럼 간단하지 않다. 이것은 Solid Surface가 Vorticity 생성의 주요 부분을 차지하기 때문이다.

Fig. 4에서와 같이 임의의 벽면에서의 Vorticity와 Stream Function을 ζ_s , ϕ_s 라 하고 벽면에서 수직거리 Δn 만큼 떨어진 곳에서의 값을 ζ , ϕ 라 하면 벽면에 접한 방향에 따른 v 의 速度變化가 없으므로

$$\zeta_s = -\left(\frac{\partial^2\phi}{\partial s^2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial n^2}\right)\Big|_s = -\frac{\partial^2\phi}{\partial n^2}\Big|_s \quad (55)$$

가 된다.

$\Delta n \ll 1$ 이므로 ϕ 에 대한 Taylor Series Expansion은

$$\phi = \phi_s + \frac{\partial\phi}{\partial n}\Big|_s \Delta n + \frac{(\Delta n)^2}{2} \frac{\partial^2\phi}{\partial n^2}\Big|_s + \dots \quad (56)$$

이 된다.

벽면에서 $\phi_s=0$ 이고 $u = \frac{\partial\phi}{\partial n}\Big|_s = 0$ 이므로 3차항

이상을 무시하면,

$$-\frac{\partial^2\phi}{\partial n^2}\Big|_s = -\frac{2\phi}{(\Delta n)^2} \quad (57)$$

이 된다.

따라서

$$\zeta_s = -\frac{2\phi}{(\Delta n)^2} \quad (58)$$

이 된다.

B1과 B5가 만나는 지점(建物の 最下端)에서 ζ 의 값은 0이 되며 한편 Sharp Corner에서는 Separation 이 일어나므로 위와는 다르게 근사화 시켜야 한다.

建物上端의 Sharp Corner들의 ζ 의 값을 구하는 데는 參考文獻 11에서 논의된 것과 같이 여러가지 方法이 있으나 本論文에서는 이 方法들을 Test해본 結果 그 중에서 가장 적절하다고 생각되는 다음과 같은 값을 택했다.

Fig. 5에서와 같이 Sharp Corner에서의 Vorticity 를 ζ 라 하고 수평거리 Δs 만큼 떨어진 곳에서의 Stream Function의 값을 ϕ_s , 수직거리 Δn 만큼 떨어진 곳에서의 Stream Function의 값을 ϕ_n 라 하면

$$\zeta = -\left[\frac{\phi_n}{(\Delta n)^2} + \frac{\phi_s}{(\Delta s)^2} \right] \quad (59)$$

가 된다.

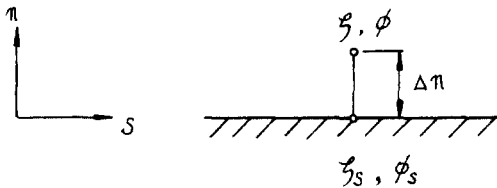


Fig. 4 Wall Boundary

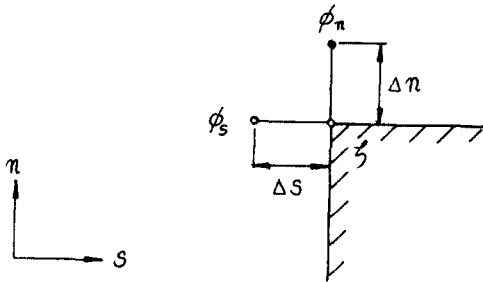


Fig. 5 Sharp Corner

3.3.4 壓力場에 대한 境界條件

Upstream면인 B3에 베르누이 方程式을 적용하면

$$P + \rho U^2/2 = P_c + \rho U_c^2/2 \quad (60)$$

이 되고 이 식을 無次元化하면

$$\bar{p} = \frac{P - P_c}{\rho U_c^2/2} = 1 - \left(\frac{U}{U_c} \right)^2 \quad (61)$$

이 되며, 따라서

B3에서

$$\bar{p} = 1 - \left(\frac{y}{H^*/L} \right)^{0.6} \quad (62)$$

이다.

Upperstream면과 Downstream면은 流線函數에 대한 境界條件과 마찬가지로 취급할 수 있고

B2에서

$$\begin{aligned} \bar{p} &= \text{일정치} \\ &= 1 - (H/H^*)^{0.6} \end{aligned} \quad (63)$$

이 된다.

B4에서

$$\bar{p} = \text{Extrapolated Value} \quad (64)$$

가 된다. 한편 지면과 建物面인 B1과 B5에서의 境界條件은 식(39)와 식(40)으로부터 유도할 수 있다. Surface에서의 No-Slip Condition과 연속方程式을 사용하면 식(39)와 식(40)은 각각

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} &= \frac{2}{Re} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \\ &= -\frac{2}{Re} \frac{\partial \zeta}{\partial y} \end{aligned} \quad (65)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} &= \frac{2}{Re} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \\ &= \frac{2}{Re} \frac{\partial \zeta}{\partial x} \end{aligned} \quad (66)$$

이 된다.

따라서 이 식을 Fig. 5에서와 같이 Surface의 수직 방향 n 과 수평방향 s 로 표시하면,

B1과 B5에서

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial s} = -\frac{2}{Re} \frac{\partial \zeta}{\partial n} \quad \text{or} \quad \frac{\partial \bar{p}}{\partial n} = \frac{2}{Re} \frac{\partial \zeta}{\partial s} \quad (67)$$

이 된다.

그리고 建物の Sharp Corner에서의 \bar{p} 값은 隣接한 Node의 평균값을 취했다.

3.4 계산방법

51×23의 Grid를 사용하여 Successive Substitution 方法¹³⁾으로 計算했으며 Prime-750 Computer를 利用했다.

3.4.1 Relaxation Factor의 설정

渦流度에 대해서는 반복(Iteration)과정의 발산을 막기 위해 Under-Relaxation Factor를 적용하고,¹³⁾ 流線函數에 대해서는 수렴률을 증가시키기 위해 Over-Relaxation Factor를 적용하며 壓力場에서도

流線函數와 같이 Over-Relaxation Factor를 적용하였다.

$$\begin{aligned} \zeta^K &= \beta_1 \zeta^K + (1 - \beta_1) \zeta^{K-1} \\ \phi^K &= \beta_2 \phi^K + (1 - \beta_2) \phi^{K-1} \\ \bar{p}^K &= \beta_3 \bar{p}^K + (1 - \beta_3) \bar{p}^{K-1} \end{aligned} \quad (68)$$

이다. 數值的 Test를 통해 β_1 , β_2 및 β_3 의 값은 0.25, 1.60, 1.60으로 각각 주었다.

3.4.2 수렴의 판정 (Convergence Criterion)

반복계산도중 ζ , ϕ , \bar{p} 의 모든 값에 대한 변화가 이전의 최대값으로 나누어진 값의 가장 큰 값이 10^{-n} 이하인 경우 수렴이 완료된 것으로 본다.¹³⁾

$$\begin{aligned} [(\zeta^K - \zeta^{K-1}) / \zeta_{\max}^{K-1}]_{\max} &\leq 10^{-n} \\ [(\bar{p}^K - \bar{p}^{K-1}) / \bar{p}_{\max}^{K-1}]_{\max} &\leq 10^{-n} \\ [(\phi^K - \phi^{K-1}) / \phi_{\max}^{K-1}]_{\max} &\leq 10^{-n} \end{aligned} \quad (69)$$

여기서 n 은 보통 3-5 사이의 값이나 本計算에서는 $n=3$ 으로 하여도 충분히 정확한 結果를 얻을 수 있었다.

3.4.3 흐름도 (Flow Chart)

Computer Program은 Fig. 6과 같은 순서에 의해 작성하였다.

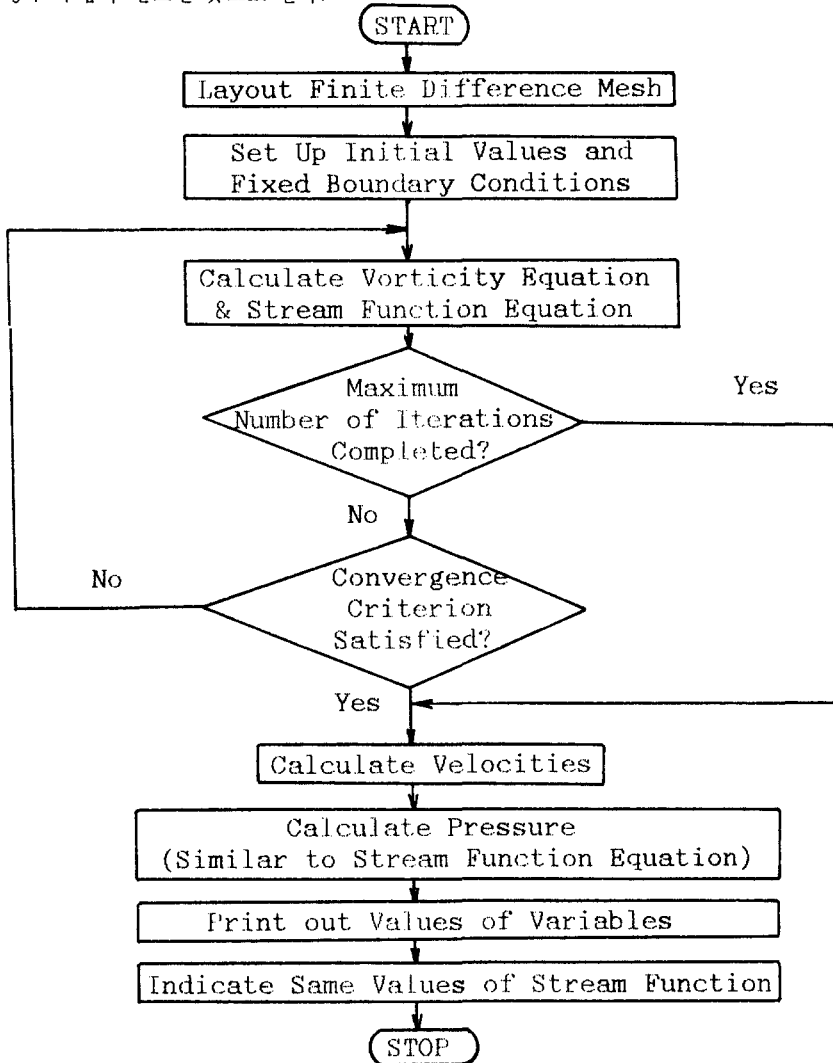


Fig. 6 Flow Chart of the Computer Program

IV. 數值結果 및 解析

差分方程式을 計算하기 위해 建物높이 H^* 는 6m, 建物높이에서의 速度 U_c 는 5m/sec로 채택했다. 參考文獻 14에 따르면 建物에 의하여 流動場이 영향을 받지 않는 높이를 대략 建物높이의 3배정도라고 명시하였으므로, 후에 큰 建物이 있을 때를 고려하여 流動量의 높이 H 는 30m로 취했고, 流動場의 길이 L 은 100m로 하였으며 이 값들에 의해 8.907×10^6 의 값을 가지는 레이놀즈수가 사용되었다.

既存의 實驗結果와의 비교분석을 위하여 單一建物에 대해서 數值解가 얻어졌으며, 建物이 隣接한 境遇로 확장하였다.

本問題에 대한 數值解의 一般的인 性質을 여러 Test를 통해서 살펴본 結果, 첫째로 앞의 Vorticity 境界條件에서 언급한 바와 같이 Sharp Corner에서의 Vorticity의 境界條件에 따라 結果에 큰 영향을 미쳤으며, 둘째로 Streamline의 형상과 後流의 형상은 Re 수가 $10^6 \sim 10^7$ 범위에서 Re 수에 무관하고 주로 建物の 형상과 Upstream Boundary의 速度分布에 의존했다. 셋째로 Downstream에서의 境界條件을 Extrapolated Value로 취하였기 때문에 한정된 境界條件(예를들면, $\partial \zeta / \partial x = 0$)을 적용한 境遇와는 달리 각 Node에서의 값들은 반복계산이 되는 동안 그 차이 값은 작아지며 수렴해가지만 그 자체값은 계속

변해나간다.

따라서 비교해 볼 수 있는 양과 비교하여 수렴조건을 선택하는데 많은 애로점이 있었다.

4.1 單一建物인 境遇

建物の 폭 W^* 와 Roof Pitch가 再循環 流動地域의 범위에 미치는 영향을 보여주는 Fig. 7을 보면 流動의 後流에서 再循環 地域의 범위는 建物높이 H^* , 建物の 폭 W^* 및 지붕의 경사에 의존한다. 우리가 數值解를 얻는데 사용된 建物は Flat Roof 이므로 Roof Pitch가 0이고 2次元이므로 建物の 폭 W^* 를 무한대(∞)라고 생각하면 Fig. 7에서 X^*/H^* 는 대략 6-8이 된다.

單一建物 周圍의 Streamline들의 分布를 보여주는 Fig. 9에서 建物높이 H^* 는 6m이고 Recirculating Zone의 크기 X^* 는 대략 40m 정도이므로 $X^*/H^* = 6.7$ 이 된다. 따라서 후류의 再循環地域의 범위는 거의 일치한다고 볼 수 있다.

既存實驗値와 理論結果値의 平均表面 壓力係數의 비교를 나타내는 Table. 1을 보면 定量的으로 다름을 알 수 있다. 이것은 2가지 이유에서 비롯된다고 볼 수 있다. 첫째로 基準壓力을 어떻게 정하였는지에 따라 다르기 때문이고, 둘째로 實驗은 3次元으로 수행되었기 때문이다. 그러나 定性的으로는 근사적으로 일치함을 볼 수 있다.

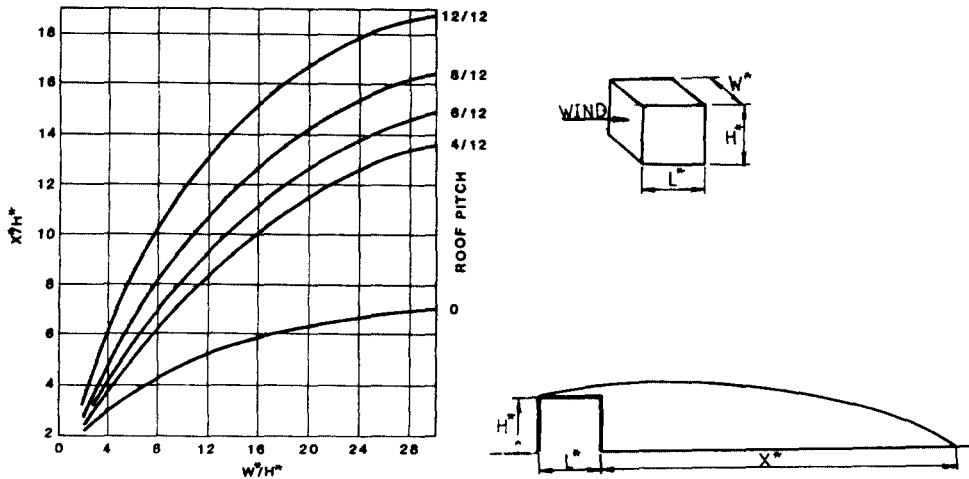


Fig. 7 Effect of Building Width and Roof Pitch on Zone of Recirculating Flow¹⁵⁾

Table 1. Representative Average Surface Pressure Coefficients¹⁴⁾

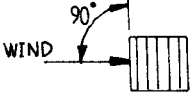
Wind Direction	Location	實驗 Average Cp	理論 Average Cp
	Upwind Wall	+0.8	+0.3
	Flat Roof	-0.5	-1.4
	Rear	-0.4	-1.7

Table 2. Pressure Coefficient Distributions for the Surface of a Low Building

Location	Point	Pressure Coefficient(Cp)
Upwind Wall	1	+0.287
	2	+0.294
	3	+0.326
	4	+0.361
	5	+0.345
Flat Roof	6	-1.066
	7	-1.293
	8	-1.436
	9	-1.536
	10	-1.611
Rear	11	-1.711
	12	-1.710
	13	-1.707
	14	-1.704
	15	-1.701

앞의 Fig.1에서 보여지는 정체지역이 형성되는 곳에서는 다른 부분보다 큰 陽의 壓力이 작용했다. Fig.9에서 보는 바와 같이 상류쪽의 建物の Sharp Corner에서 Separation이 發生하므로 지붕과 建物の 後面에서는 큰 陰의 壓力이 작용한다.

그러므로 Smooth한 형상의 建物에 비해 훨씬 큰 Drag Force가 생기고 建物の 前, 後面의 壓力差나 지붕에서의 陰의 壓力등은 建物の Stability에 큰 영향을 끼친다.

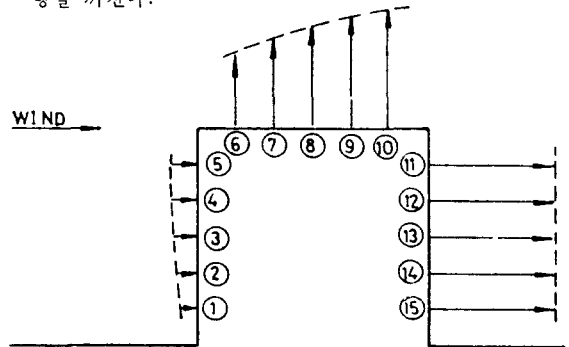


Fig. 8 Pressure Coefficient Distributions for the Surface of a Low Building

單一-建物에서의 表面壓力係數의 分布를 보여주고 있는 Fig.8과 Table.2를 보면 사각형의 단면을 가지는 建物일 境遇 前面에서는 陽의 壓力이 작용하고

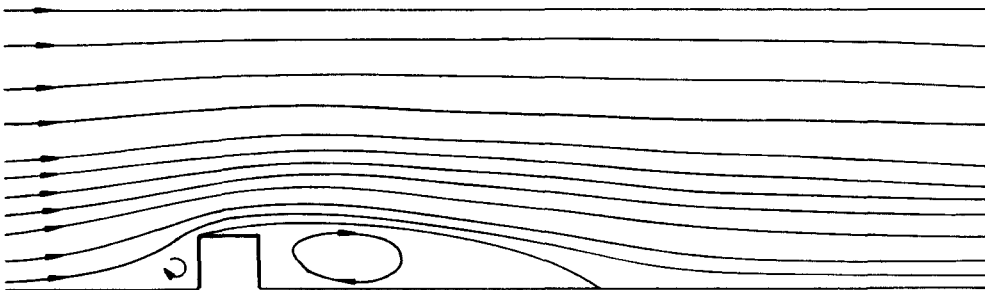


Fig. 9 Streamlines Around a Low Building

建物の後面보다 建物사이에서 보다 せん강도의 再循環 地域이 형성되기 때문이다.

4.2 같은 높이의 建물이 隣接한 境遇

하나의 建物과 下流쪽으로 $2L^*$ 의 거리만큼 떨어진 곳에 또하나의 똑같은 建물이 位置할때의 Streamline 들은 Fig. 11에서 보여지고, 表面壓力係數의 分布는 Fig. 10 및 Table. 3에서 보여진다.

上流쪽의 建물은 單一-建物일 境遇의 壓力係數 分布와 유사하다. 또한 下流쪽의 建물은 陰의 壓力만이 작용하게 되며, 크기는 上流쪽 建物後面의 陰의 壓力값과 거의 같다. 이것은 앞의 建물의 後流안에 뒤의 建물이 位置하기 때문이며, 뒤의 建物에 의해 單一-建물이 있을때보다 보다 せん 강도의 再循環 地域이 建物사이에 형성되므로 뒤의 建물의 前面에서도 큰 陰의 壓力이 작용한다고 볼 수 있다.

따라서 동일크기의 建물이 隣接한 境遇, 뒤의 建物에 의한 앞의 建物에서의 壓力分布는 영향을 받지 않으나 뒤의 建물은 큰 영향을 받는다고 할 수 있다.

한편 Table. 3을 자세히 살펴보면, 앞의 建물은 流動方向의 Drag Force를 받으나 뒤의 建물은 流動의 反對方向의 Drag Force를 받게 되는데 이것은 뒷

Table 3. Pressure Coefficient Distributions for the Surface of Two Equal Low Buildings

Location	Point	上流의 建物 Pressure Coefficient(Cp)	下流의 建物 Pressure Coefficient(Cp)
Upwind Wall	1	+0.245	-1.807
	2	+0.251	-1.815
	3	+0.281	-1.829
	4	+0.319	-1.845
	5	+0.297	-1.857
Flat Roof	6	-1.064	-1.756
	7	-1.283	-1.734
	8	-1.424	-1.716
	9	-1.524	-1.699
	10	-1.602	-1.683
Rear	11	-1.730	-1.621
	12	-1.737	-1.608
	13	-1.740	-1.598
	14	-1.741	-1.591
	15	-1.740	-1.586

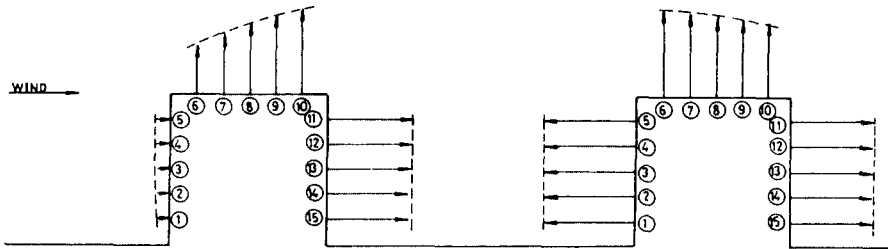


Fig. 10 Pressure Coefficient Distributions for the Surface of Two Equal Low Buildings

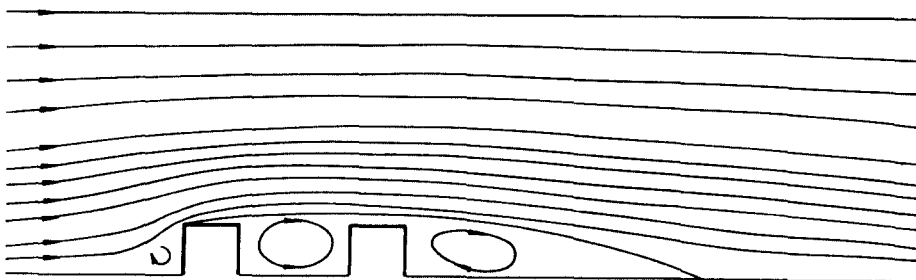


Fig. 11 Streamlines Around Two Equal Low Buildings

4.3 두배높이의 建물이 뒤에 位置한 境遇

하나의 建物과 下流쪽으로 $2L^*$ 의 거리만큼 떨어진 곳에 建物의 길이가 같고 높이가 2배인 建물이 位置할 때 Streamline들은 Fig. 13에서 나타나고 있으며 建物表面의 壓力係數의 分布는 Fig. 12와 Table. 4에서 보여진다.

같은 높이의 建물이 隣接한 境遇와는 달리 높은 建물이 뒤에 位置한 境遇에는 建物사이의 流動과 表面壓力係數의 分布는 좀 복잡하다. 양쪽 建物의 바람이 부는 쪽의 Sharp Corner에서는 두 곳 다 Separation이 發生한다. 그러나 같은 높이의 建물이 隣接한 境遇와는 달리 앞의 작은 建物에서의 Separation에 의한 後流는 큰 建物에 의하여 약화되며, 뒤의 큰 建物에서의 Separation에 의해 큰 後流가 큰 建物뒤에 형성된다. 이와 같이 큰 建物에 의해 流動樣相이 바뀌어 앞의 建物에도 영향을 미치게 된다.

建物表面의 壓力分布를 살펴보면, 앞의 작은 建物의 前面의 壓力係數는 單一建物이나 혹은 隣接한 同 一 높이의 建물이 있을때에 비하여 값이 커진다. 이것은 큰 建物만이 뒤에 있는 境遇를 생각하고 Streamline을 그려보면 쉽게 알 수 있다. 즉 뒤의 큰 建物에 의해 Streamline이 늦게 발달되고 따라서 앞의 작은 建物의 前面에는 거의 경사가 없는 流動이 부딪치기 때문이다.

한편 앞의 建物의 Sharp Edge에서의 Separation에 의한 後流는 이와같은 流動樣相에 따라 약화되고 따라서 앞의 建物의 지붕이나 後面에는 앞에서 언급한 境遇에 비해서 훨씬 작은 陰의 壓力이 作用한다.

그리고 큰 建物의 前面은 앞의 建物에 의한 약한

後流가 정체되는 곳(建物의 上部)제외하고는 아주 작은 陽의 壓力이 作用한다. 이것도 위에서 언급한 流動樣相 때문이다. 그러나 큰 建物에서 비롯된 큰 강도의 後流에 의해 큰 建物의 지붕이나, 後面에는 큰 陰의 壓力이 作用한다고 볼 수 있다.

Table 4. Pressure Coefficient Distributions for the Surface of a Low and a High Building

Location	Point	上流의 建物 Pressure Coefficient (Cp)	Point	下流의 建物 Pressure Coefficient (Cp)
Upwind Wall	1	+0.036	1	+0.572
	2	+0.581	2	+0.036
			3	+0.034
			4	+0.030
			5	+0.028
3	+0.617	6	+0.035	
		7	+0.064	
		8	+0.133	
		9	+0.254	
		10	+0.430	
		11	+0.572	
Flat	6	-0.190	12	-1.315
	7	-0.275	13	-1.594
Roof	8	-0.300	14	-1.755
	9	-0.292	15	-1.852
	10	-0.262	16	-1.911
Rear	11	-0.087	17	-1.944
			18	-1.938
	12	-0.063	19	-1.933
			20	-1.930
	13	-0.048	21	-1.930
			22	-1.931
	14	-0.039	23	-1.933
			24	-1.934
	15	-0.034	25	-1.932
			26	-1.929
			27	-1.925

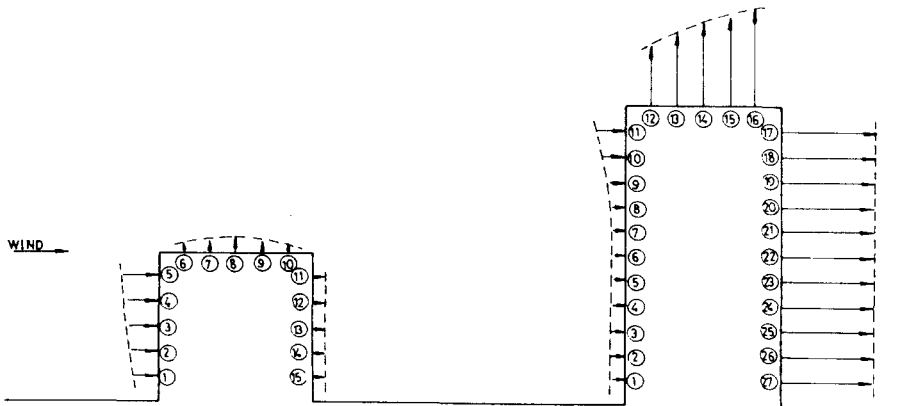


Fig. 12 Pressure Coefficient Distributions for the Surface of a Low and High Building

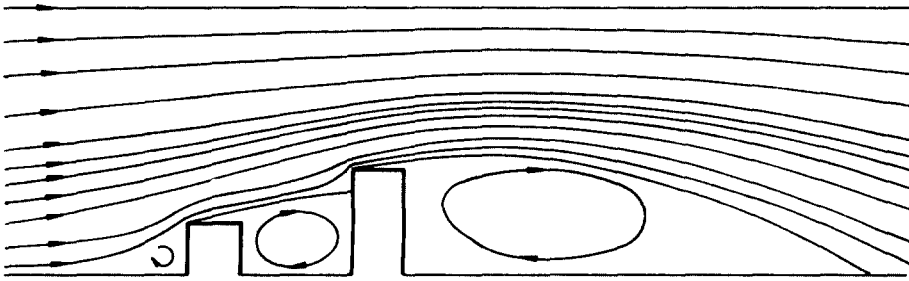


Fig. 13 Streamlines Around a Low and a High Building

이상에서 알 수 있는 바와 같이 큰 建物이 뒤에 있을 境遇는 同 - 높이의 建物이 뒤에 있는 境遇와는 달리 앞의 建物에도 많은 영향을 끼친다는 것을 알 수 있고, 參考文獻 14에서 뒤의 建物은 앞의 建物에 영향을 거의 안끼친다는 結論에는 좀더 檢討해야 할 여지가 있다고 보여진다.

V. 結 論

建物周圍의 2次元 流動場에 관해 有限差分法을 利用하여 解析한 結果 다음과 같은 結論을 얻었다.

첫째, 單一-建物만이 있을 境遇 기존의 實驗이나 理論적인 結果와 定性的으로 일치한다.

둘째, 동일높이의 建物이 隣接해 있는 境遇 壓力 係數에 있어서 뒤의 建物은 앞의 建物에 거의 영향을 미치지 않지만 뒤의 建物은 앞의 建物에 의해 많은 영향을 받게 되며, 建物 사이에는 單一-建物の 後流에 비해서 훨씬 큰 강도의 再循環地域이 형성된다.

셋째, 두배높이의 큰 建物이 뒤에 있는 境遇는 서로 영향을 미치는 상호 關係를 나타낸다. 그리고 두번째 結論과는 달리 큰 建物에 의해 앞의 작은 建物높이 이상의 Streamline이 낮게 발달하므로 앞의 建物에서의 Sepatation에 의한 後流는 많이 약화된다. 따라서 建物사이에는 약한 강도의 再循環地域이 형성된다.

이상과 같은 結論은 建物を 건축하거나 실내의 냉난방시에 열 손실을 計算하는데에 利用할 수도 있으나, 본 論文에서는 2次元으로 計算하였으므로 3次元으로의 확장 및 大氣의 亂流流動도도 고려한 解析이 수행되어야 하며, 이와 같은 解析을 통해 結果를

얻는다면 하나의 設計 Code로서 利用될 수 있을 것이다. 본 論文에서 隣接한 建物에 의한 영향을 解析한 것이 하나의 성과로 받아들여질 수 있다고 본다.

Reference

1. P. Sachs, Wind Forces in Engineering, Pergamon press, New York, Chapter 7, 1972.
2. J. E. Cermak, "Applications of Fluid Mechanics to Wind Engineering", Journal of Fluids Engineering, September 1975.
3. T. Hanson, D.M. Summers and C. B. Wilson, "Numerical Modelling of Wind Flow over Buildings in Two Dimensions" International Journal for Numerical Methods in Fluids, Vol. 4, pp. 25-41, 1984.
4. T. Hanson, F. Smith, D.M. Summers and C.B. Wilson, "Computer Simulation of Wind Flow around Building", Computer Aided Design, Vol. 14, No. 1, January 1982
5. A.S. Monin, "The Atmospheric Boundary Layer", Annual Review of Fluid Mechanics Vol. 2, pp. 225-250, 1970.
6. Hans A. Panofsky, "The Atmospheric Boundary Layer Below 150 Meters", Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 6, pp. 147-178, 1974.
7. A. J. Chorin, "Numerical Study of Slightly Viscous Flow", J. Fluid Mech., Vol. 57, pp. 785-796, 1973.

8. A. J. Chorin, "Vortex Sheet Approximation of Boundary Layers", J. Comput. phys., Vol. 27, pp. 428-442, 1978.
9. L. S. Caretto, R. M. Curr and D. B. Spalding "Two Numerical Methods for Three-Dimensional Boundary-layers", Comput. Methods Appl. Mech. Eng., Vol. 1, pp. 33-57, 1972.
10. Suhas V. Patankar, Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, McGraw-Hill, pp. 30-31, 83-85, 1980.
11. P. J. Roache, Computational Fluid Dynamics, Hermosa Publishers, pp. 19-22, 169-171, 1972.
12. J. E. Cermak, "Aerodynamics of Buildings", Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 8, pp. 75-103, 1976.
13. A. D. Gosman, W. M. Pun, A. K. Runchal, D. B. Spalding, M. Wolfshtein, Heat and Mass Transfer in Recirculating Flows, Academic press, Chapter 3, 1969.
14. Air Flow around Buildings, ASHRAE Handbook, Chapter 14, 1981.
15. E. S. Holdredge and B. H. Reed, "Pressure Distribution on Buildings", Summary Report to Department of the Army, Camp Detrick Ferderick, MD, Texas Engineering Experiment Station, College Station, 1956.