

大気境界層中の低層構造物の屋根ピーク風圧の数値予測

野澤 剛二郎
(技術研究所)

Numerical Prediction of Peak Pressure on Roof of Low-rised Building Immersed in Atmospheric Boundary Layer

by Kojiro Nozawa

Abstract

The objective of this paper is to validate the Large eddy simulation (LES) technique for predicting a flow around an obstacle under the condition that a turbulent flow is approaching the obstacle. The turbulent inflow data were generated for both, a smooth surface and rough surfaces by the method we had proposed. A half-height cube was immersed in the turbulent boundary layers with several types of vertical velocity profile. With regard to the pressure distributions on the surface of the half-height cube, the computed time-averaged and rms values are in good agreement with previous experimental ones. However the peak pressure coefficients are underestimated, especially compared to full-scale data.

概 要

低層構造物の屋根面に対しては風の乱れにより平均的な変動の数倍にも及ぶ強い風圧力(ピーク風圧力)が短い時間に局所的に発生し、瓦などの外装材に大きな被害が及ぶことが知られている。現在、風洞実験により直接ピーク風圧を予測するほか、標準的な形状の建物であれば建築学会の荷重指針に基づいて算定する方法がとられる。将来的には複雑な形状の構造物や周囲の建物の影響が懸念される場合について、数値解析(CFD)により安価に予測できることが望ましい。本報告では、流入変動風作成技術を用いて都市部の強く乱された大気境界層を再現し、数値解析により低層構造物屋根面のピーク風圧を予測する。また、予測結果を風洞実験結果や荷重指針と比較することで数値解析によるピーク風圧予測の可能性を示した。

§ 1. はじめに

大気のような乱流境界層中に埋没している土木建築構造物まわりの風の性状は、乱れの含まれていない層流境界層のものとは大きく異なる。高層建築物の断面形状として良く用いられる角柱の隅角部から剥がれたせん断層を接近流の乱れが刺激し、抗力を減らすことは良く知られている。

低層構造物の場合には、ある迎角から突風が吹いた場合、屋根面の隅角部付近に強い円錐状渦が発生し、屋根面に強い負圧が生じる¹⁾。このように乱流中の流れの性状を検討することは構造物や外装材風荷重の合理的な評価に必要な不可欠なことである。風の数値シミュレーションはその膨大なデータを利用して、このような非周期的で局所的な現象のプロセスとメカニズムを明らかにするのに最適である。しかしながら、今まで行われた風の非定常数値シミュレーションのほとんどは乱流境界層ではなく、層流境界層を対象として行われてきた。これは、流入境界条件としての乱流境

界層の非定常データ(流入変動風)を作成する技術が確立されていなかったからである。しかし、近年、この流入変動風作成法が提案されており、そのうちの幾つかは実際に流入データとして使われている^{2,3)}。

本論文では著者らによって提案された流入変動風作成技術⁴⁾を用いて、乱流境界層中に埋没している低層構造物まわりの流れの数値シミュレーションを行う。最初にここで用いた流入変動風作成技術について紹介するとともに、比較的粗度の小さな境界層から、都市部の市街地をイメージした比較的粗度の大きな境界層までの三ケースについて流入変動風を作成する。作成された境界層について平均、変動風速を既往の実測や実験結果と比較する。次に実際に低層構造物まわりの流れの数値シミュレーションを行い、構造物表面の圧力分布について、その平均、変動分布を既往の実験結果と比較する。また、屋根面に発生するピーク風圧を既往の実験結果と比較することで、数値シミュレーションによるピーク風圧の予測可能性について検証する。

§ 2. 流入変動風の作成

周期境界条件を用いた滑面上を空間的に発達する乱流境界層流れのシミュレーションはSpalart & Leonard⁵⁾によって行われた。境界層の空間的な発達率に併せて鉛直方向の格子間隔を設定することで、格子に対する境界層流れの相似性が流れ方向に保たれるようにしている。このことにより、物理座標ではなく格子座標に対して周期境界条件を課することが可能となる。この手法は事前に境界層の空間的な発達率を予測する必要があるが、我々が対象とする大きな粗度を持つ境界層に対してその発達率を事前に予測することは困難である。一方、Lund *et al.*⁶⁾は直交格子に対して周期境界条件を用いる方法を提案している。この方法では計算結果を用いて直接的に境界層の発達率を算定し、壁法則や速度欠損則に基づいて流速分布を流入境界で再設定することで、周期境界条件を課しつつ、境界層の空間的な発達を許している。しかし、この手法は滑面に対して提案されており、我々が対象とする大きな粗度に対してはそのまま適用することができない。野澤ら^{4,7)}はラフネスブロックの設置とラフネス上の発達を予測する実験公式を用いることで、大きな粗度に対してLundの方法を適用可能とした。これらの方法はチャネル乱流のように流れ方向に圧力勾配を与えなくても、空間的に境界層が発達することで乱れが減衰しないという利点がある。著者はこのような境界条件を通常の周期境界条件と区別するために、準周期境界条件と呼ぶ。以下にこの手法の概要を示す。

2.1 流速のリスケージング

本手法では図-1に示すように、下流境界(recycle station)のデータをリスケールして流入境界(inflow boundary)に与える。ただし、境界層の上空では一定の速度 U_∞ を持つ層流が与えられている。

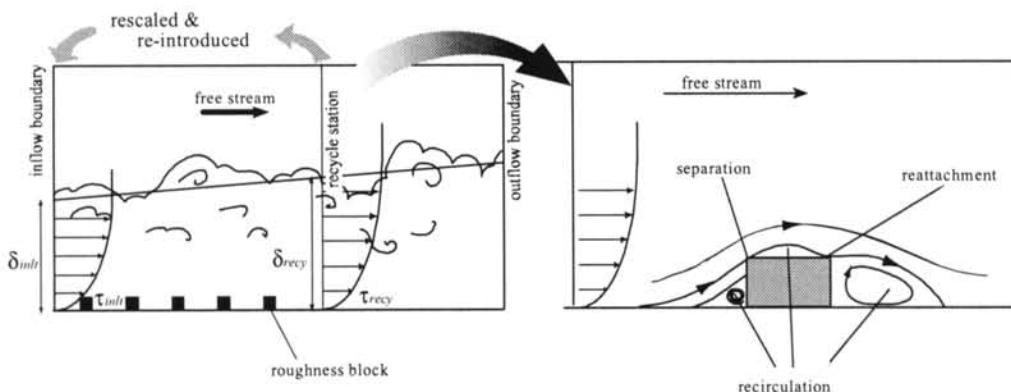


図-1 準周期境界条件を用いた流入変動風の作成と低層構造物まわりの流れへの適用

まず、下流境界で得られた流速 $u(y,z,t)$ は平均成分 $U(z)$ と変動成分 $u'(y,z,t)$ に分けられる。ここで、 x は流れ方向、 y はスパン方向、 z は鉛直方向軸である。また、計算結果の下流境界面と時間に対するアンサンブル平均より平均流速は算定される。各成分ごとに内層は壁法則、外層は速度欠損則に基づいて代表長さ l と速度を決めて、下式によりリスケージングを行う。

内層 (inner layer)

$$\begin{cases} U_{inlt} = \gamma U_{recy} \left(z^*_{inlt} \right) \\ u'_{inlt} = \gamma u'_{recy} \left(z^*_{inlt} \right) \\ u_{inlt} = U_{inlt} + u'_{inlt} \end{cases} \quad (1)$$

外層 (outer layer)

$$\begin{cases} (U_\infty - U)_{inlt} = \gamma (U_\infty - U)_{recy} (\eta_{inlt}) \\ u'_{inlt} = \gamma u'_{recy} (\eta_{inlt}) \\ u_{inlt} = U_{inlt} + u'_{inlt} \end{cases} \quad (2)$$

ただし、 $z^* = z/l_{inn}$ 、 $\eta = z/l_{out}$ 、 $\gamma = u_{\tau(inlt)}/u_{\tau(recy)}$ である。 l_{inn} と l_{out} は、それぞれ内層と外層の代表長さで、外層については境界層厚 δ を与える。また、内層については滑面ならば壁距離 v/u_τ 、粗面ならば等価砂粒径 k_s を与える。添え字の $|_{inlt}$ と $|_{recy}$ は、それぞれ流入と下流境界の物理量であることを示す。また、風速のスパン方向成分 v と鉛直方向成分 w に関しては、上式の平均成分について、 $\gamma=1$ とすることで計算を行う。高さ z に関しては零面変位分を考慮する必要があるが、予め零面変位量を予測することが困難なためと、零面変位による影響が少ないことからここでは考慮しないこととする。最後にリスケージングされた内層と外層、それぞれの平均流速 U と変動成分 u' は重み関数 $W(\eta)$ を用いて足し合わされ、流入境界に与えられる。

$$u = (U^{inn} - u^{'inn})\{1 - W(\eta)\} + (U^{out} - u^{'out})W(\eta) \quad (3)$$

$$W(\eta) = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \tanh \left[\frac{\alpha(\eta - b)}{(1 - 2b)\eta + b} \right] / \tanh(\alpha) \right\} \quad (4)$$

$$(\alpha = 4, b = 0.2)$$

2.2 リスケーリングパラメータの同定

さて、上記で示したようなリスケーリングを行うには摩擦速度比 γ と境界層厚比 $\delta_{init}/\delta_{recy}$ を同定する必要がある。計算結果から安定した値が得にくい境界層厚の比に代えて、ここでは運動量厚 θ の比を用いてリスケーリングを行う。これは、 δ と θ のそれぞれが主流方向に変化するものの、比較的短い主流方向長さに対してはその比がほぼ一定になっているという仮定の下に行われている。ここで、流入境界の運動量厚 θ_{init} を予め与えることで、計算結果から求まる下流境界の運動量厚 θ_{recy} との比 $\beta (= \theta_{init}/\theta_{recy})$ を求めることができる。しかし、摩擦速度比 γ は未知量であるため、 β と γ の関係式を導出する必要がある。

Prandtl *et al.*⁸⁾はラフネス上の境界層乱流の実験により吹送距離 x と局所摩擦抵抗 c'_f の関係式を求めている。

$$c'_f(x) = \left(2.87 + 1.58 \log \frac{x}{k_s} \right)^{-2.5} \quad (5)$$

ここで、 $\zeta \equiv \log c'_f(x)$ 、 $X(x, k_s) \equiv \log(x/k_s)$ とし、上式の両辺の対数を取り、 X で微分すると以下の式になる。

$$\frac{d\zeta}{dX} = \frac{-3.95}{2.87 + 1.58X} \quad (6)$$

本解析で再現する境界層の吹送区間は十分に短いので、吹送距離 x_0 の周囲では式(8)は定数と見なせる。そこで、吹送距離 x_0 に対して式(8)は以下のように近似できる。

$$\frac{c'_f(x)}{c'_f(x_0)} = \left(\frac{x}{x_0} \right)^{-r} \quad (7)$$

$$\text{ただし、} r = \frac{3.95}{2.87 + 1.58X(x_0, k_s)} \quad (8)$$

摩擦抵抗係数の定義から $c'_f \sim u_\tau^2$ が関係あるので、 $u_\tau \sim x^{-r/2}$ とすることができる。

一方、Prandtl *et al.*の全抵抗係数の公式についても同様の近似式を導出できる。

$$\frac{c'_f(x)}{c'_f(x_0)} = \left(\frac{x}{x_0} \right)^{-s} \quad (9)$$

$$\text{ただし、} s = \frac{4.05}{1.89 + 1.62X(x_0, k_s)} \quad (10)$$

この近似式と全抵抗係数の定義を利用して $\theta \sim x^{1-s}$ の関係が得られる。局所抵抗係数から導かれた関係式と合わせることで摩擦速度と運動量厚の関係が次のように導かれる。

$$u_\tau \sim x^{-r/2} = \left(x^{1-s} \right)^{-r/2} \sim \theta^{-1/n} \quad (11)$$

ここで、 $n \equiv (1-s)/(r/2)$ である。よって、運動量厚比 β と摩擦速度比 γ の関係式は次のように表せる。

$$\gamma = \beta^{-1/n} \quad (12)$$

ただし、等価砂粒径 k_s と吹送距離 x は依然として未知量である。

2.3 吹送距離と等価砂粒径の算定

吹送距離 x を算定するために、ここでは全抵抗係数 C_f の定義から運動量厚 θ との関係式を導く。全抵抗係数 C_f は以下のように定義される。

$$C_f(x) \equiv \frac{D(x)}{(1/2)\rho U_\infty^2 b x} \quad (13)$$

ここで、 D は全抵抗、 b は流路幅、 ρ は流体密度を表す。全抵抗 D はカルマンの運動方程式を用いて運動量厚 θ によって表すことができる。

$$D(x) = \int_0^x \tau_0(x) dx = \rho U_\infty^2 \{ \theta(x) - \theta(0) \} \quad (14)$$

上式を式(13)に代入することで次式を得る。

$$C_f(x) = \frac{2\theta(x)}{x} \quad (15)$$

ただし、 $\theta(0)=0$ としている。全抵抗係数 C_f に関してはPrandtlの実験公式⁸⁾を用いる。

$$C_f(x) = \left(1.89 + 1.62 \log \frac{x}{k_s} \right), \quad \left(10^2 < \frac{x}{k_s} < 10^6 \right) \quad (16)$$

Prandtlの実験公式でも $\theta(0)=0$ となるように考慮されている。これで式(16)と式(17)から、運動量厚 θ と吹送距離 x の関係式を導くことができる。

$$\theta^* = \frac{x^*}{2} \left(1.89 + 1.62 \log x^* \right)^{-2.5} \quad (17)$$

ただし、 θ^* と x^* は、それぞれ θ と x を k_s で無次元化したものである。運動量厚 θ は計算結果から求められるので、式(17)を x について反復計算を解けば吹送距離が求められる。一方、等価砂粒径 k_s は以下の方法で与える。粗面における乱流境界層の対数則域の風速分布は以下の式で表すことができる。

$$\frac{U}{u_\tau} = 5.75 \log \frac{x}{k_s} + 8.5 \quad (18)$$

Raupach *et al.*⁹⁾は様々な形状のラフネスを用いて実験を行い、ラフネス密度 λ と粗度長 z_0 の関係式を導いている。それによると、粗度長は、粗度高さとラフネス密度のみの関数となり、以下の式で表すことができる。

$$\frac{z_0}{h} = \exp[-\kappa C_0(\lambda)] \quad (19)$$

ただし、 $\lambda < 0.05$ の範囲では、 $z_0/h = \lambda$ と見なすことが可能である。さらに、 $B = 5.75 \log(h/z_0) = 5.75 \log(1/\lambda)$ とすることで、乱流境界層の対数則域は粗度長を用いて以下の式のようにも表すことができる。

$$\frac{U}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{Z}{z_0} \right) = 5.75 \log \left(\frac{Z}{h} \right) + B \quad (20)$$

上式を式(18)と比較することで k_s と z_0 の関係式が導出される。

$$\frac{k_s}{h} = 10^{\frac{8.5-B}{5.75}} \quad (21)$$

上式から分かるように粗度密度が決まれば、主流方向に一樣な値を k_s に予め与えておくこととなり、結果的に粗面の内層に関しては鉛直方向へのリスケージングは行われない。

これで、すべての関係式、係数が導かれたこととなり、乱流境界層の準周期境界条件に対するリスケージングが可能となる。

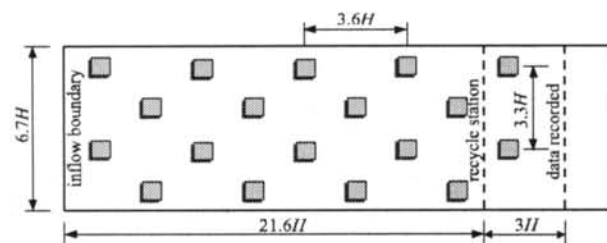


図-2 解析領域とラフネスブロックの配置(解析領域高さ10H)

2.4 ラフネスブロックの配置

市街地のような比較的大きな粗度の効果を実現する方法として、本論文では数値解析上ラフネスブロックを再現する方法を採る。しかし、ラフネスブロックまわりの流れを厳密に解こうとすると計算量が膨大になる。一方、ラフネス形状を厳密に再現することは乱流境界層を実現するうえで必ずしも重要でないことから、ここではCIP法¹⁰⁾を用いて少ない格子点数によりラフネスの性状を再現させる。さらに、ラフネスブロックの近傍のみにCIP法を適用すること、計算負荷の低減を狙い、瀧口ら¹¹⁾が提案した簡易CIP法を用いている。ラフネスブロックは図-2にあるように千鳥格子状に床面に配置している。ラフネスブロックの大きさと配置は以下のパラメータを用いて示すことができる¹²⁾。

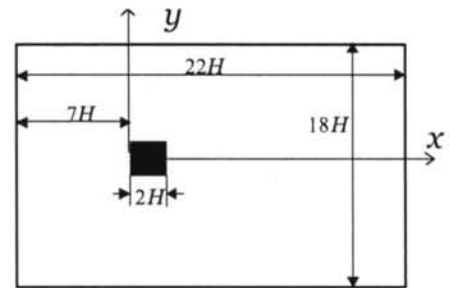
$$\text{mean separation distance} \quad D = \sqrt{A/n}$$

$$\text{roughness density} \quad \lambda = (h_y h_z) / D^2$$

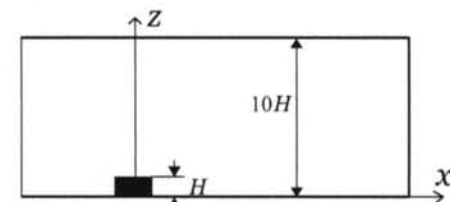
ここで、 A はラフネス領域の面積、 n はラフネス個数、 h_y, h_z はそれぞれラフネスブロックの見付け幅と高さである。本解析では図-2の配置でラフネスブロックを床面に並べ、ブロックの大きさを様々に変えて解析を行う。

§ 3. 数値解析手法

本論文では非圧縮性のNavier-Stokesの方程式と連続の式に基づいてラーゼ・エディ・シミュレーション



(a) 平面図



(b) 立面図

図-3 低層構造物まわりの流れにおける解析領域

(LES)の定式化が行われている。LESは空間フィルターにより粗視化された流れ場を再現する手法である。構造物まわりの流れの計算では、Smagorinskyモデルに基づくダイナミックプロシージャによりLESのモデル係数 C を同定している。一方、流入変動風の作成ではVan-Driest型の減衰関数を用いたSmagorinskyモデルによって計算が行われている。空間に対しては二次精度の中心差分を用いているが、構造物の上流側隅角部に対してのみ、数値不安定性を避ける目的で三次精度の風上差分を用いる。時間に対しては、対流項に二次精度のAdams-Bashforth法、粘性項にはCrank-Nicolson法を用いる。圧力と速度のカップリングにはFractional step法を用い、SORにより圧力を陰的に解いている。

図-3に計算領域を示す。低層構造物は高さが一辺の半分である1:1:0.5角柱で、床面に風に対して直交して置かれている。計算領域は鉛直方向に三つの領域

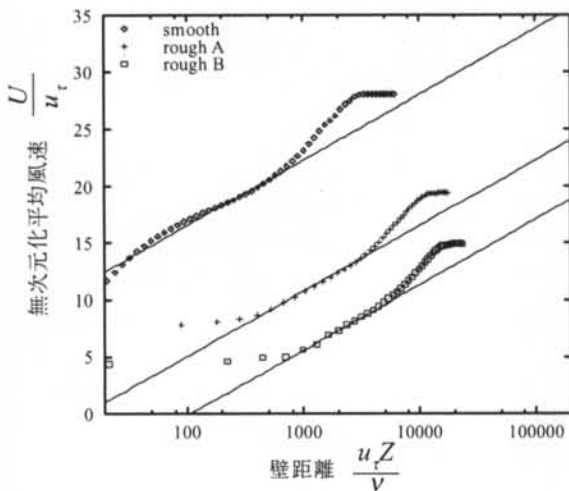


図-4 平均風速の対数則との比較

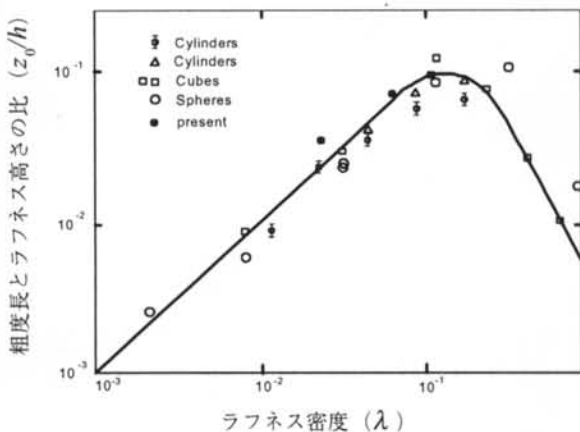


図-5 粗度長とラフネス高さの比とラフネス密度との関係

に分割され、それぞれ、水平方向の解像度の異なるCartesian格子となっている。各格子系の水平方向の解像度は2/3になっており、地表面に近いほど高解像度となっている。

鉛直方向の格子は地表面でやはり解像度が高くなるように、徐々に解像度を変化させている。また、構造物の近傍には新たな格子系を設置することで、構造物壁面近傍に十分な格子が配置されるようにしている。壁面に一番近い格子点の法線方向解像度は、前面で $H/100$ 、屋根面で $1.5H/100$ 、背面で $H/100$ となっている。

§ 4. 流入変動風の作成結果

本論文では流入変動風として粗度の異なる三種類の境界層を作成している。ひとつは滑面に対してLundの手法を用いて作成した乱流境界層であり、今後smoothと呼ぶ。他の二つは粗面に対して先に示した手法を用いたもので、それぞれrough Aとrough Bと呼ぶ。運動量厚と自由流の風速を用いたレイノルズ数はsmoothで 7×10^3 、rough Aで 3×10^4 、rough Bで 4.2×10^4 である。粗面において床面に均等に配置されたラフネスブロックの大きさは両ケースで異なっており、配置間隔とラフネスの大きさで決まる粗度密度 λ はrough Aで1.9%、rough Bで6.7%である。一方、ラフネスの配置と設置間隔は両ケースで同じである。

提案された手法により生成された乱流境界層の平均風速分布を対数則に対して比較したものが図-4である。平均風速は周期境界よりも下流側のラフネスブロックの無い位置で測定されている。ラフネスブロックの無い滑面の区間は十分に短く、内部境界層が速度分布に影響を与えることはない。横軸を壁距離で表したことにより、ラフネス密度とレイノルズ数の違いにより対数則の成立範囲が異なっている。平均風速分布から求められた粗度長とラフネス高さの比 z_0/h と粗度密度 λ の関係をプロットすると、その分布は既往の実験結果⁹⁾と良く整合する(図-5)。

変動風速は摩擦速度の無次元化によりすべての分布が一致すると言われる¹²⁾。 $Z/\delta=0.1$ の高さでの各成分の大きさは既往の実験や実測で $(\sigma_u/u_\tau, \sigma_v/u_\tau, \sigma_w/u_\tau) = (2.4, 1.4, 1.1)$ となるが、本解析結果でも同様の結果となっている(図-6)。

以上の結果から本手法を用いて作成された流れ場は、平均、変動流速について乱流境界層の性状を満足していると言える。ちなみに、対象構造物の軒高における乱れ強さ $I_u = (\sigma_u/U(H))$ はsmoothで8%、rough Aで14%、rough Bで26%となっている。軒高におけるレイノルズ数は 2×10^4 である。

§ 5. 低層構造物まわりの流れの解析結果

5.1 平均・変動圧力係数分布

低層構造物の中央断面($y=0$)における平均流線を図-7に示す。粗度のより大きなケースでは、屋根面上に形成される剥離泡は小さくなり、前縁の隅角部から剥離した流れは屋根面のより前縁に近いところに再附着している。このような流れ場の性状の違いは、接近流の乱れ性状の違いから生じることがわかる。図-8に低層構造物表面(rough B)の風圧係数分布を示す。負圧のピークは屋根面と側面の前縁隅角部に近いところみられる。また、同様のところで変動成分の正圧が大きくなっている。また、屋根面と側面の平均風圧が負圧から急激に回復していることがわかる。

構造物の中心断面における平均、変動風圧係数を実験結果と比較したものを図-9に示す。構造物前面の淀み点の平均風圧は乱れ強さに応じて0.83から1.0に変化している。屋根面における負圧の回復は接近流の乱れの影響を受けていることは明らかである。既往の実験¹³⁾(乱れ強さは16%から26%)の屋根面の平均風圧は多少ばらついているが、乱れ強さが26%のrough Bはそのばらつきの範囲内に入っている。

屋根面の変動風圧分布は風上面近くに値が小さくなるところがあるものの、比較的良く一致している。風上面近くの値の小くなる領域は、実験でもみられない上、準定常理論から予測される値よりも小さくなっている。風上面近くには風上差分法を用いているが、

この数値粘性により変動が抑えられていると考えられる。

5.2 ピーク風圧係数分布

屋根面のピーク風圧係数分布についてrough Bと既往の実験ならびに実測データと比較する(図-10)。実測データはテキサス工科大学で測定されたもので、切妻屋根の構造物である。ピーク風圧係数は評価時間が300無次元時間、平均化時間が0.1無次元時間として算定された。中心近くの $y/H=-0.05$ の位置では、計算結果は実測データのばらつきの範囲内にあり、乱れ強さが21%の実験結果よりも大きくなっている。また、前縁近くでは実験結果に近くなっている。端部に近い $y/H=0.35$ の位置では中心よりも下流で実測結果と良くあっているが、上流では過小評価している。Tieleman *et al.*¹⁶⁾は屋根面の角部近くのピーク値は直交方向の乱れ強さが影響することを示している。直交方向の乱れ強さが20%未満の実測と比較した場合、差は小さくなるが、若干計算結果は小さくなっている。

図-11には準定常アプローチとピークファクター法を用いて予測したピーク風圧係数を計算結果とともに示す。準定常アプローチは屋根面のピーク値は接近流の突風(ガスト)の強く受けるとして、平均風圧係数 C_p と接近流風速のガスト係数 G_v を用いて屋根面のピーク値 $-C_p G_v^2$ を予測する方法である。ピークファクター法はピーク値と平均、変動風圧分布の相関が高いことを利用して、適当なピークファクター g を与える

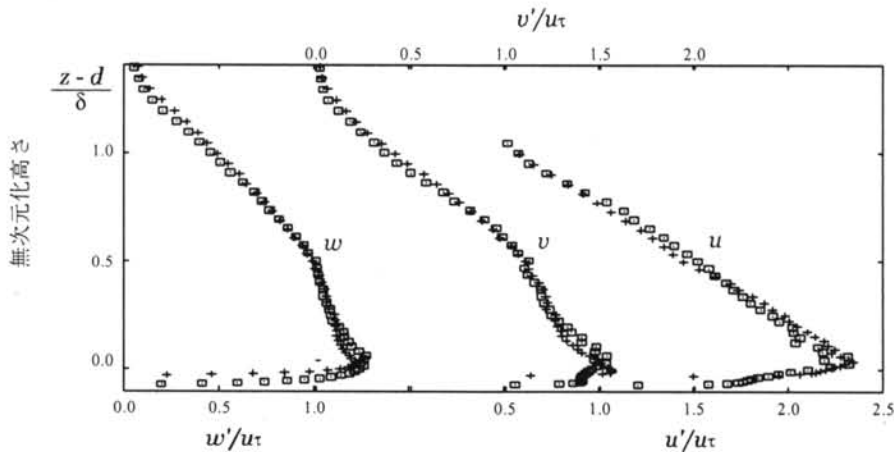


図-6 摩擦速度で規準化された変動風速分布

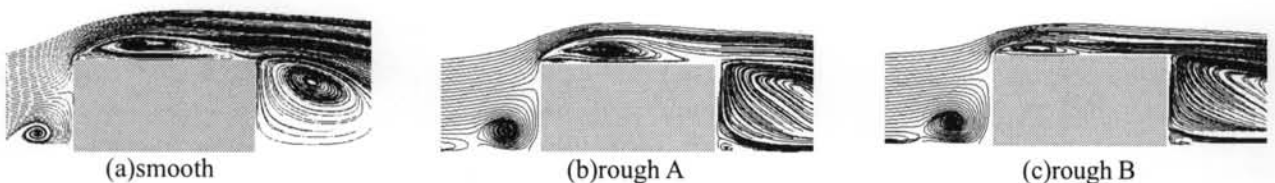


図-7 構造物の中心断面における平均流線

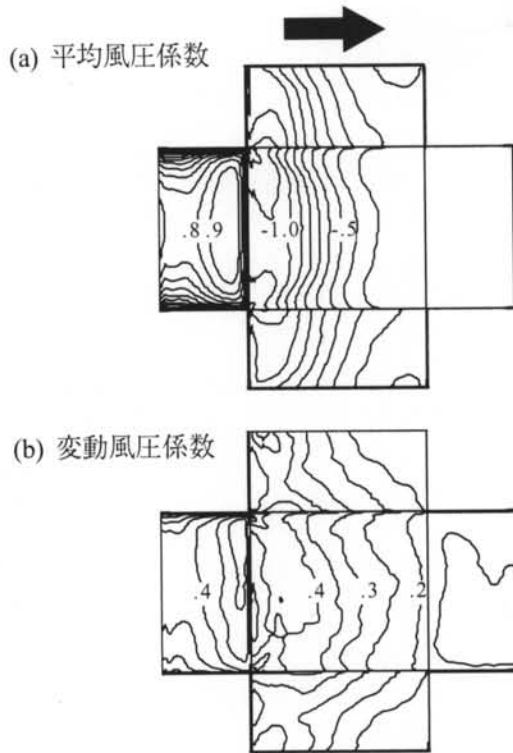


図-8 構造物表面の平均, 変動風圧係数分布

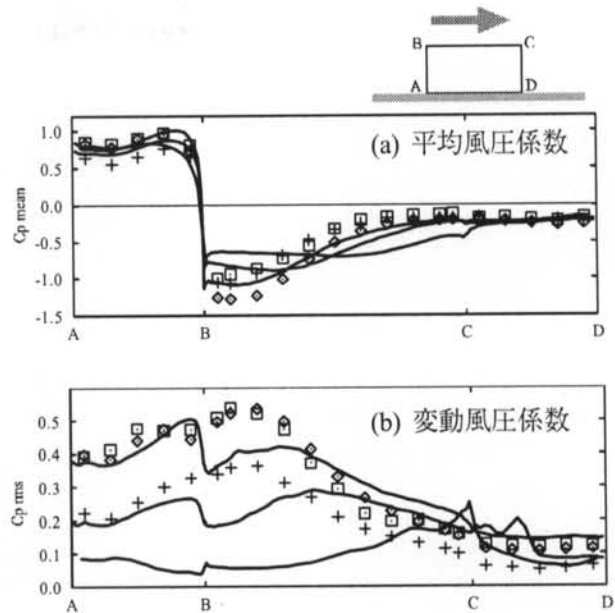
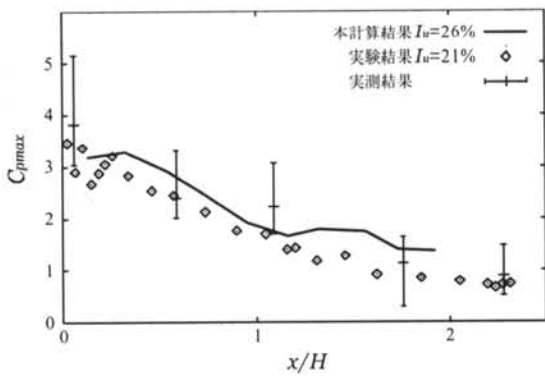
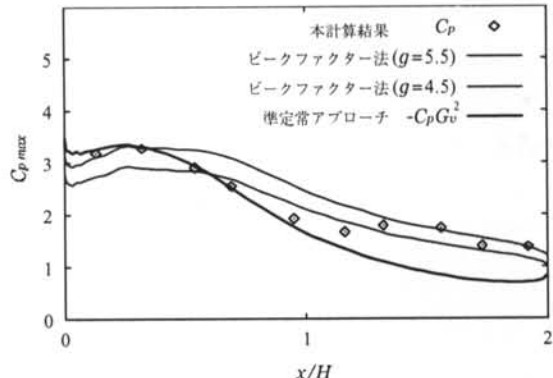


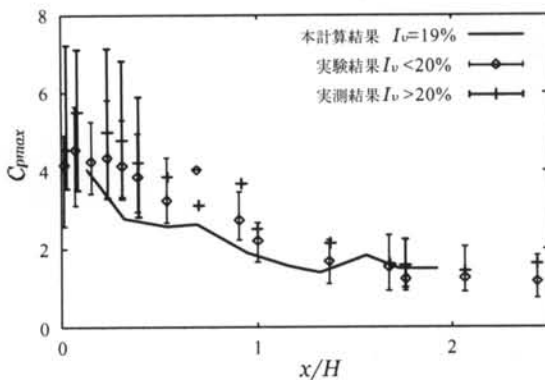
図-9 屋根面中央の平均, 変動風圧係数分布. 破線は smooth, 一点鎖線は rough A, 実線は rough B, シンボルは実験¹³⁾ (◇: $I_u=24\%$, +: $I_u=16\%$, □: $I_u=26\%$)



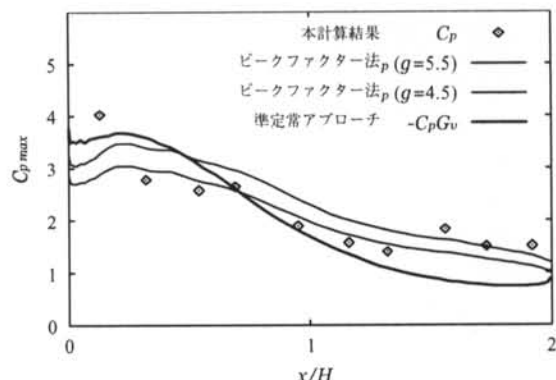
(a) $y/H = -0.05$



(a) $y/H = -0.05$



(a) $y/H = 0.35$



(a) $y/H = 0.35$

図-10 屋根面のピーク風圧係数分布の実測, 実験^{15,16)}との比較

図-11 準定常アプローチとピークファクター法によるピーク風圧係数分布の予測

ことで屋根面のピーク値を予測する方法である。平均風圧係数 C_p と変動風圧の標準偏差 σ_p を用いて $-C_p + g\sigma_p$ と表せる。 $y/H=0.05$ におけるピーク風圧は、風上面近くで σ_p が過少評価しているにも関わらず、ガストファクターを $g=4.5\sim 5.5$ とすることで予測が可能になることがわかる。既往の風洞実験でも同程度のピークファクターにより予測可能であることから、数値シミュレーションでも風洞実験と同じ物理的仕組みでピーク値が発生している可能性があることが推察される。一方、準定常アプローチとの比較では、構造物の中心近く ($y/H=0.05$) で風下端を除いて良くあっている。一般に、準定常アプローチは風下端近くでは過少評価する傾向にある¹⁴⁾ ことから、本計算結果と整合している。端部近く ($y/H=0.35$) では準定常アプローチに比べて過少評価する傾向にあるが、前縁角部については良くあっている。ただし、評価時間の短さがこの結果にどのように影響するか今後検討する必要がある。

§ 6. まとめ

本研究では、乱流境界層中に設置された低層構造物まわりの流れの数値シミュレーションを行った。流入における境界条件として空間発達型の乱流境界層に対する流入変動風の作成方法を示した。作成された三種

類の乱流境界層は既往の実験、実測結果の平均、変動風速を再現していた。

平均流線により低層構造物の屋根面に形成される剥離泡は接近流の乱れ強さに応じて小さくなっていた。また、構造物表面の平均風圧係数分布は既往の実験結果と良くあっており、前縁近くの負圧の回復具合が乱れ強さの影響を受けていることが示すことができた。変動風圧係数分布については、概ね実験結果とあっていた。ただし、前縁近くで値が小さくおおり、今後、数値粘性による影響を低減させる必要がある。

低層構造物の屋根面のピーク風圧係数については、風上面端部近くで変動風圧係数と同様に過少評価していた。また、ピーク風圧の評価時間が短いという問題はあるものの、数値シミュレーションにより得られた結果は実測データのばらつきの範囲内に入っており、準定常アプローチによる予測値との対応していた。以上の結果から、数値シミュレーションによる構造物表面のピーク風圧予測は十分に可能であると考えられる。今後は数値粘性の影響の低減と、長い評価時間による予測精度について検証する必要がある。

謝辞

本研究にあたり、東京工業大学大学院総合理工学研究科の田村哲郎教授には多大の指導とご協力をいただきました。末筆ながら大変感謝申し上げます。

<参考文献>

- 1) Kawai, H.: "Local peak pressure and conical vortex on building", Proceedings 10th International Conference Wind Engineering, 1999, 1807~1812.
- 2) 丸山敬, 盛川仁: "乱流境界層内の実測データを条件とする風速変動の数値シミュレーション", 第13回風工学シンポジウム, 1994, 573~578.
- 3) 近藤宏二, 持田灯, 村上周三: "生成された流入変動風を用いた乱流境界層のLES-流入風生成時のクロススペクトルマトリックスの再現精度が計算結果に及ぼす影響について", 日本建築学会構造系論文集, No.523, 1999, 47~54.
- 4) 野澤剛二郎, 田村哲郎: "ラフネス上に空間発達する乱流境界層のLESと変動風の評価", 日本建築学会構造系論文集, 第541号, 2001, 87~94.
- 5) Spalart, P. R., Leonard, A.: "Direct numerical simulation of equilibrium turbulent boundary layers", Turbulent Shear Flows 5, 1987, 235~252.
- 6) Lund, T. S., Wu, X., Squires, K. D.: "Generation of turbulent inflow data for spatially-developing boundary layer simulators", J. Comp. Phys., No.140, 1998, 233~258.
- 7) 野澤剛二郎, 田村哲郎: "空間発達型乱流境界層LESの都市域強風への適用性-乱れ特性の対応に関する検討-", 日本建築学会構造系論文集, 第554号, 2002, 37~44.
- 8) Schlichting, H.: "Boundary-Layer Theory, 7th Edition", McGraw-Hill Book Company, 1979.
- 9) Raupach, M. R., Thom, A. S., Edwards, I.: "A wind-tunnel study of turbulent flow close to regularly arrayed rough surfaces", Boundary-Layer Meteorology, Vol.18, 1980, 337~397.
- 10) Takewaki, H., Nishiguchi, A., Yabe, T.: "Cubic interpolated pseudo-particle method (CIP) for solving hyperbolic-type equations", J. Comp. Phys., Vol.61, 1985, 261~268.

- 11) 瀧口智志, 梶島岳夫, 三宅浩志: “固体粒子と乱流の相互作用の数値計算法”, 日本機械学会論文集B編, Vol.64, No.625, 1998, 48~54.
- 12) Raupach, M. R., Antonia, A., Rajagopalan, S.: “Rough-wall turbulent boundary layers”, Appl. Mech. Rev., Vol.44, 1991, 1~25.
- 13) “流体計算と風荷重評価”, 日本建築学会 耐風設計資料小委員会, 1994.
- 14) Letchford, C. W., Iverson, R. E., McDonald, J. R.: “The application of the Quasi-steady Theory to full scale measurements on the Texas Tech Building”, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., 48, 1993, 111~132.
- 15) Surry, D.: “Pressure measurements on the Texas Tech Building: Wind tunnel measurements and comparison with full scale”, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., 38, 1991, 235~247.
- 16) Tieleman, H. W., Suury, D., Mehta, K C.: “Full/model-scale comparison fo surface pressures on the Texas Tech experimental building”, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., 61, 1996, 1~23.

