

## 都市表面の対流熱伝達率に関する既往研究のレビュー

Review of the former researches on the convective heat transfer coefficient of urban surfaces

萩島 理<sup>1)</sup> 谷本 潤<sup>1)</sup> 成田健一<sup>2)</sup>  
 Aya HAGISHIMA Jun TANIMOTO Ken-ich NARITA

- 1) 九州大学大学院総合理工学研究院  
*Interdisciplinary Graduate School of Engineering Sciences, Kyushu University*
- 2) 日本工業大学工学部建築学科  
*Department of Engineering, Nippon Institute of Technology*

本稿では、近年ヒートアイランド現象など都市域に特有の現象をより高精度に予測することを目的として開発されている都市キャノピーモデルに必要な都市表面熱伝達率の既往研究についてレビューを行った。まず、伝達率の測定方法の概要及び長所と短所について概観した。次に観測・実験研究の主な成果について報告した。その要旨は次の3点である。

- 1) 実大建物表面の熱伝達率の観測例は多数あるが、研究者間で  $U-h$  の関係式は異なっている。その要因としては、建物形状、風速定義高さ、表面温度と気温の差  $T$  などが考えられるが、各因子の影響を定量的に検討した例は殆ど無い。
  - 2) 縮小模型実験については、中立条件下で立方体や2次元リブの規則的配列の粗度群に対して、粗度形状と伝達率の関係や面内伝達率分布についての報告が複数行われている。
  - 3) 縮小模型実験で得られる伝達率を実大スケールに外挿できるか否かについて、観測データに基づく検証は行われていない。
- 最後に、都市表面熱伝達率のモデルとして、大規模水平屋根を対象とした Clear *et al* (2003)、自然対流下の粗面を対象とした Kondo *et al* (1997)、中立条件下の2Dキャノピーを対象とした Harman *et al* (2004) の3つのモデルの紹介を行った。

The convective heat transfer coefficient (CHTC) of urban canopy is one of the most crucial parameters for estimating the turbulent heat flux at urban area. However the features of that are not clarified sufficiently. Thus the authors reviewed the numerous researches on CHTC of urban surfaces, which contains both the indoor and outdoor experiments and three theoretical works of modeling. They are summarized as follows.

- 1) The features of measurement methods of CHTC are presented.
- 2) It is reported that the regression curves of CHTC with the function of wind velocity based on the experimental data at the various building surfaces do not agree. From the well-known thermal and aero-dynamical theory, this result should be due to the differences of the measurement conditions of building shape, the measurement height of the wind velocity and the stability. However these impacts on CHTC are not estimated quantitatively.
- 3) Several results of wind tunnel experiment using the regularly arranged urban-like obstacles under neutral condition are presented. They showed the relationship between CHTC of urban surfaces and urban geometry.
- 4) Comparison between the indoor experiments using scaled models and outdoor experiments on building surfaces has not performed yet.

### ・ 緒 言

従来まで、メソスケールモデルにおける都市域のフラックス算定に関しては、粗度やアルベドなどの空間代表パラメータを用いて、都市を1次元の地盤と近似して熱収支を解くことで都市域のフラックスを算出する、所謂スラブモデルが一般的であった。これに対して、ここ数年来、ヒートアイランド現象

など都市域に特有の現象をより高精度に予測することを目的として、「都市キャノピーモデル」と総称される、新しいメソスケールの地表面スキームの開発が行われてきている。都市キャノピーモデルは図-1に示す単層モデル (Kusaka *et al*, 2001; Masson, 2000) と多層モデル (Ashie *et al*, 1999; 近藤ほか, 1998) に大別できるが、いずれも建物群の凹凸を考慮した放射伝熱モデル、建物群による気流低減を表

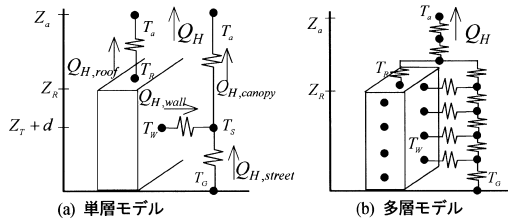


図 - 1 都市キャノピーモデルの模式図 (Kusaka et al, 2001).

Fig. 1 Schematic diagram of urban canopy model (Kusaka et al, 2001)

現した drag force モデル, 建物屋根, 壁, 道路の表面温度の違いを考慮した対流・伝導モデルなど, 多数のサブモデル群から成る統合モデルである. 都市形状や建物壁面・道路の日射反射率などの都市計画, 建築設計上の制御因子のインパクトが陽的に考慮されているため, ここ数年来ヒートアイランド緩和策の比較検証を目的とした工学的研究において盛んに用いられている.

しかし, 都市キャノピーモデルには, 幾つかの大胆な仮定や検証が不十分なサブモデリングが含まれており, モデル全体の挙動や精度は検証の途上にあるといえる. 都市キャノピーモデルの中でも特に大きな不確定要素となっているのは, 都市キャノピー表面とキャノピー大気間の顕熱フラックスの輸送効率を定義するキャノピー表面熱伝達率のモデリングである. 都市の表面熱伝達率に関しては, 都市気候分野のみならず建築工学, 伝熱工学分野において関連する研究が散見されるが, 周辺気流, 建物密度などを考慮した包括的なモデリングの手法は確立していないのが現状である. そこで, 本稿では, 都市表面伝達率の観測及びモデリングに関するこれまでの研究の現状について紹介を行う.

記号:

$a$ : 日射吸収率,  $e_s$ : ナフタレンの飽和蒸気圧 [Pa],  $C_h$ : 熱のバルク係数,  $c_p$ : 空気の定圧比熱 [J/kg],  $D$ : 拡散係数 [m<sup>2</sup>/s],  $E$ : 加熱量 [W/m<sup>2</sup>],  $EV$ : 蒸発フラックス [kg/(m<sup>2</sup>s)],  $F_{sub}$ : ナフタレンの昇華量 [kg/(m<sup>2</sup>s)],  $g$ : 重力加速度 [m/s<sup>2</sup>],  $Gr$ : グラスホフ数,  $H$ : キャノピー高さ [m],  $h$ : 対流熱伝達率 [W/(m<sup>2</sup>K)],  $h_D$ : 物質伝達率 [m/s],  $kx$ : 物質移動係数 [kg/(m<sup>2</sup> s kg/kg)],  $Ln$ : 自然対流の代表長さ [m],  $LR$ : 入射長波放射量 [W/m<sup>2</sup>],

$Nu$ : ヌッセルト数,  $Pr$ : プラントル数,  $q$ : 建物外皮の対流及び放射による取得熱量の合計 [W/m<sup>2</sup>],  $Q_E$ : 潜熱フラックス [W/m<sup>2</sup>],  $Q_G$ : 地表面の伝導熱フラックス [W/m<sup>2</sup>],  $Q_H$ : 顕熱フラックス [W/m<sup>2</sup>],  $Q^*$ : 正味放射量 [W/m<sup>2</sup>],  $R$ : 気体定数 [J/(kg·K)],  $Ra$ : レイリー数,  $Re_c$ : 限界レイノルズ数 (= 1000),  $Re$ : レイノルズ数,  $R_f$ : 強制対流乗数 (表面粗さによる定数),  $Sc$ : シュミット数,  $Sh$ : シャーウッド数,  $SR$ : 入射日射量 [W/m<sup>2</sup>],  $T_{air}$ : 空気温度 [K],  $T_s$ : 表面温度 [K],  $T_e$ : 相当外気温度 [K],  $T_{s,n}$ : ナフタレンの表面温度 [K],  $T = T_s - T_{air}$ ,  $U$ : 風速 [m/s],  $U_h$ : 測定対象面からの高さ  $h$  [m] の風速 [m/s],  $W$ : 都市キャノピーの道路幅 [m],  $x$ : 代表長さ [m],  $x_c$ : 強制対流の限界長さ [m],  $\alpha$ : 熱拡散率 [m<sup>2</sup>/s],  $\beta$ : 体膨張係数 [1/K],  $\epsilon$ : 放射率,  $\rho$ : 空気の密度 [kg/m<sup>3</sup>],  $\rho_{air,n}$ : 空気中のナフタレン蒸気密度 [kg/m<sup>3</sup>],  $\rho_{s,n}$ : ナフタレン表面の蒸気密度 [kg/m<sup>3</sup>],  $\lambda$ : 熱伝導率 [W/(m K)],  $\nu$ : 動粘性係数 [m<sup>2</sup>/s],  $\nu_p$ : 建物面積率,  $\nu_c$ : カルマン定数, 添字  $-a, -b$ : 2 枚組 SAT 計の各々

無次元数

$$Gr = \frac{g \cdot T \cdot Ln^3}{2}, Nu = \frac{hx}{\lambda}, Pr = \frac{\nu}{\alpha}, Ra = Pr \cdot Gr,$$

$$Re = \frac{U \cdot x}{\nu}, Sh = \frac{h_D \cdot x}{D}, Sc = \frac{\nu}{\alpha}$$

・都市表面の熱伝達率  $h$  の定義

都市表面の熱収支式は, 以下で表される.

$$Q^* = Q_H + Q_E + Q_G \tag{1}$$

ここで顕熱フラックスは, 対流熱伝達率を用いた場合(2)式で, バルク係数を用いた場合(3)式にて表される.

$$Q_H = h \cdot (T_s - T_{air}) \tag{2}$$

$$Q_H = c_p \cdot C_h U (T_s - T_{air}) \tag{3}$$

伝熱工学分野では, 対流熱伝達率の無次元数であるヌッセルト数に関して, レイノルズ数, グラスホフ数等を用いた経験式が多数提案されている. 例えば, 平板に沿った境界層における強制対流の局所ヌッセルト数は, 層流領域では(4)式, 乱流領域では Johnson-Rubesin の(5)式が知られている. また, 一樣伝熱面温度の平板の自然対流については, (6)~(7)式によりレイリー数で整理される (日本機械学会, 1986).

$$Nu = 0.332 Pr^{1/3} Re^{1/2} \tag{4}$$

但し,  $Pr > 0.5$  層流

$$Nu = 0.0296 \cdot Pr^{2/3} Re^{4/5} \quad (5)$$

但し,  $0.5 < Pr < 5$  乱流

$$\text{局所} \quad Nu_x = \left\{ \frac{3}{4} \left( \frac{Pr}{2.4 + 4.9\sqrt{Pr} + 5Pr} \right)^{1/4} \right\} Ra^{1/4} \quad (6)$$

但し,  $10^4 \leq Ra \leq 4 \times 10^9 \sim 3 \times 10^{10}$

$$\text{平均} \quad \overline{Nu}_l = \frac{4}{3} (Nu_x)_{x=l} \quad (7)$$

しかし、複雑形状の都市表面では、代表風速や代表長さを定義することが困難なため、これらの無次元式を適用することは困難である。

一方、建築工学の分野では、建物表面熱伝達率は空調設備の機器容量算定に必要なパラメータと位置づけられるが、その最も古典的なモデルは、対流熱伝達率を風速の一次関数または指数関数として定義した Jurges による (8) ~ (11) 式である (McAdams, 1954)。

$$\text{普通面} \quad U < 4.9 \quad h = 5.6 + 3.9U \quad (8)$$

$$U \geq 4.9 \quad h = 7.2U^{0.78} \quad (9)$$

$$\text{粗面} \quad U < 4.9 \quad h = 6.2 + 4.3U \quad (10)$$

$$U \geq 4.9 \quad h = 7.6U^{0.78} \quad (11)$$

この式は風洞の一様流中に垂直に設置された0.5m角の加熱銅板の熱伝達率の実験式であるため、1)境界層の未発達部分を含んだ小面積の平板の値を十~数十メートルのスケールを有する建物外表面に適用することには問題がある、2)「風速」はどの位置の風速を指すのか(上空風か壁面近傍なのか)が明確ではない、等の問題が以前から指摘されてきたが、ASHRAE(the American Society of Heating, Refrigerating and Air-Conditioning Engineers)の推奨式として長年取り上げられていた。この問題点を解消すべく、これまで複数の研究者が建物表面での実測結果から新しい風速と対流熱伝達率の実験式を提示してきたが、建物周辺の気流性状、表面サイズ等、実測場所固有の条件が得られた結果に与える影響が十分に吟味された例は少なく、建築工学分野で Jurges の式の問題を本質的に解消した代替モデルは提示されていない、と言える。

### ・伝達率の測定方法

伝達率を実験的に求める方法は主に2つに大別出来る。第一の方法は、対流以外の熱収支成分の測定値から残差項の対流成分を推定し、表面温度と空気温度との差で除すことで対流熱伝達率を算出する、というものである。第二の方法は、水蒸気の蒸発や

ナフタレンの昇華等の物質移動現象から物質伝達率を求めよう、というものである。以下に、これらの方法の概要を述べる。

#### 1. 熱収支残差から算出する方法(熱収支残差法)

吸水性の無い乾き面では、表面の蒸発潜熱はほぼゼロと見なせる。そこで、熱収支成分の中の正味放射量及び伝導熱量が直接測定出来れば、残差として顕熱フラックスが推定出来る。また、得られた顕熱フラックスを表面温度と気温の差で除することで対流熱伝達率が推定出来る。この手法は、顕熱フラックスの推定方法により更に幾つかの方法に細分出来る。それらの模式図を図-2(a)~(d)に示す。

##### 1) 直接熱収支法

最もシンプルなのは図-2(a)に示す方法である(以下「直接熱収支法」とする)。伝導熱量は、薄板状の熱流センサーを対象面に接着して測定することが多いが、その際、センサー表面が周囲の建物外表面と同じ吸収率、放射率、粗度となるよう、センサー表面に加工を施す。正味放射量については、測定対象面の近傍に放射収支計を設置して測定することが一般的である。この場合、放射センサーから対象面を見る形態係数が十分に1に近く、対象面の温度分布が一樣とみなせることが必要となる。そのため、直接熱収支法は、ある程度の広がりや有するフラットな建物屋根面等に適用されることが多く、バルコニーや庇などの凹凸を有する壁面や、縮小模型には適用出来ない。また、正味放射量や伝導熱流が極めて小さい条件や表面温度と気温の温度差が小さくなる条件では、対流熱伝達率の推定誤差が大きくなるため、測定時間は昼間に限定される。この方法の利点は、熱流センサーの仕上げを周囲の対象面と同等にすることで、測定対象面の温度と風速の境界層をみださない条件で、in situ の伝達率の測定が出来る点にある。この方法を用いた実測例としては、浦野ほか(1983)、Hagishima *et al* (2003)などが挙げられる。

##### 2) SAT 計法

次に、建築工学分野で良く用いられる方法としては、図-2(b)に示す通り、断熱材を用いた試験体を対象面に固定する方法(以下、「SAT 計法」とする)がある。SAT とは(12)式で定義される相当外気温度  $T_s$  (Sol-air Temperature) の略称で、日射と長波放射の授受を考慮して外気温度を補正したものである。定常を仮定した場合、(13)式により建物外壁面が外気

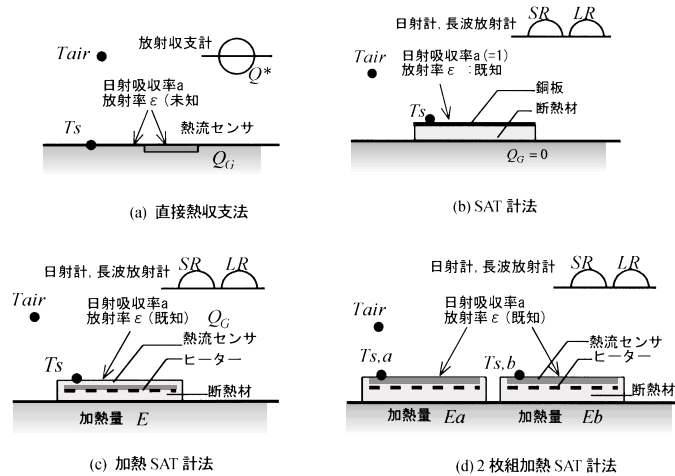


図 - 2 熱収支残差による対流熱伝達率測定方法の模式図。

Fig. 2 Schematic diagram of measurement methods of the convective heat transfer coefficient based on the estimation of thermal balance.

及び周辺地物・大気から受け取る熱量を簡易的に表現出来るため、空調負荷の算定などに用いられてきた。「SAT計」という呼称は、相当外気温度の計測装置、という意に由来するが、実際には主として建物外表面対流熱伝達率  $h$  の測定を目的として使われている。

$$T_e = T_{air} + \frac{1}{h} \left( a \cdot SR + \epsilon \cdot (LR - T_s^4) \right) \quad (12)$$

$$q = h \cdot (T_e - T_{air}) \quad (13)$$

試験体は、黒色艶消し塗装を施した薄い銅板が表面に貼付された断熱材から成る。表面の日射吸収率及び放射率が既知ならば、面への入射日射量、入射長波放射量、表面温度の測定値から、正味放射量が推定出来る。また、断熱材を用いることにより伝導熱流はゼロとみなせる。よって、次の(14)式から試験体の対流熱伝達率が得られる。試験体周辺の風速・温度境界層が、周囲と大差無いとみなせる場合は、得られた対流熱伝達率を、試験体を設置した建物外表面の伝達率と等しいとみなすことが出来る。

$$h = \frac{(a \cdot SR + \epsilon \cdot LR - T_s^4)}{(T_s - T_{air})} \quad (14)$$

この方法は、建物外壁などでガラス窓や壁表面温度の異なる面がモザイク状に分布するような場合など、放射収支計でダイレクトに面の正味放射量を測定するのが困難な場合にも正味放射量が推定できる利点がある。夜間は、(14)式の分子、分母ともに小さな値となり対流熱伝達率の推定誤差が大きくなるた

め、測定時間帯は日中に限定される。短所としては、1 試験体に黒色塗装を施すことで、試験体表面が実際の建物外表面に比べ高温となり、測定対象面の温度境界層を乱す可能性があること 2 試験体を建物外壁に埋め込むことが困難な場合、試験体が測定対象面に対する突起物となり、速度境界層を乱すこと 3 太陽の入射角度に関わらず日射吸収率を 1 に保つことが難しいため、場合によっては正味放射量の推定値に大きな誤差が混入する可能性が有ること、などが挙げられる。この方法を実際の建物屋根面に適用した例としては、小林ほか(1994)、小林ほか(2000)が挙げられる。

### 3) 加熱 SAT 計法

図 - 2(c)に示す通り試験体にヒーターを組み込んだ試験体を用いる方法であり、(以下、「加熱 SAT 計法」とする)次式により対流熱伝達率を推定するものである。

$$h = \frac{(a \cdot SR + \epsilon \cdot LR - T_s^4 - Q_G + E)}{(T_s - T_{air})} \quad (15)$$

ヒーターにより人為的に空気温度と表面温度の差を生じさせるため、夜間の測定が可能である。屋外での建物外表面を対象とした測定例としては、Yazdanian *et al* (1994)、Loveday *et al* (1996a, 1996b) が挙げられる。また大塚ほか(1999)は、直方体模型群を用いた風洞実験にこの手法を適用している。この実験では、模型をアルミの光沢面で覆うことにより正味放射量をゼロとみなしている。

#### 4) 2枚組加熱 SAT 計法

図-2(d)に示す通り、測定対象面に表面仕上げの同じヒーター内蔵 SAT 計を2個設置する方法である。2個の SAT 計はヒーターの加熱量を調整して表面温度が異なる条件とする。このとき、(16)(17)式に示す2つの熱収支式の入射放射量をキャンセルすることにより、(18)式に基づき対流伝達率が算出できる。この手法では2個の SAT 計の入射放射量、参照気温  $T_{air}$  及び対流熱伝達率を同一と見なしているため、2個の SAT 計が同一の気流・温度条件となるように留意する必要がある。佐藤ほか(1972a, 1972b)、Ito *et al* (1972) 及び Sharples (1984) は、この手法を用いて実大建物の外壁面熱伝達率の測定を行っている。

$$E_a + a \cdot SR + \cdot LR - \cdot T_{s a}^4 = h \cdot (T_{s a} - T_{air}) \quad (16)$$

$$E_b + a \cdot SR + \cdot LR - \cdot T_{s b}^4 = h \cdot (T_{s b} - T_{air}) \quad (17)$$

$$h = \frac{E_a - E_b - (T_{s a}^4 - T_{s b}^4)}{T_{s a} - T_{s b}} \quad (18)$$

以上、熱収支の残差から対流熱伝達率を求める主な手法について述べた。上記以外にも、測定条件に応じて、伝導熱量や正味放射量の測定に様々な工夫が行われている。例えば、Kanda *et al* (2002) は、屋外において立方体ブロック群の壁面・屋根面のバルク輸送係数の測定を行う際、模型表面での正味放射量をダイレクトに測定することが困難なため、別途、水平面全天日射量と長波放射量の測定値を用いてモンテカルロ法による3次元放射計算を行い、測定対象面の正味放射量の推定を行っている。

#### 2. 物質伝達とのアナログから伝達率を算出する方法

熱伝達と物質伝達にアナログが成り立つと仮定すると、 $Nu$ 数と  $Sh$ 数は無次元数を用いて(19)(20)式で表される。

$$Nu = C \cdot Re^m \cdot Pr^n \quad (19)$$

$$Sh = C \cdot Re^m \cdot Sc^n \quad (20)$$

$$\frac{Nu}{Sh} = (Pr/Sc)^j \quad (21)$$

$$\frac{Nu}{Sh} = \frac{h}{h_D} \frac{D}{c_p} \quad (22)$$

(19)(20)式の両辺をそれぞれ除して得られる(21)式と、 $Nu$ 数と  $Sh$ 数の定義式から得られる(22)式から  $Nu$ 数と  $Sh$ 数を消去すると、対流熱伝達率は物質伝達率及びル

イス数  $Le$  で表される。気体の多くは  $Le = 1$  となることが知られている。

$$h = h_D \cdot c_p \cdot Le^{1-n} \quad (23)$$

$$Le = ( \quad / D ) \quad (24)$$

熱収支残差法は  $Q^*$  が小さい条件では誤差が大きくなるのに対し、物質伝達現象にはそのような制約が無いため、夜間や室内実験でも強制対流時のデータが安定して取れる利点がある。この理論に基づき都市キャノピー表面物質伝達率を測定した既往研究では、ナフタレン昇華法、濾紙蒸発法、食塩水蒸発法の3つの手法が用いられている。

#### 1) ナフタレン昇華法

鋳型整形したナフタレン、若しくはナフタレンで表面をコーティングした模型を気流下に一定時間設置し、精密天秤やダイヤルゲージを用いてナフタレンの昇華量を測定し、(25)式から伝達率を推定する方法である。測定方法の概要については Goldstein *et al* (1995) に詳述されている。任意形状における伝達率が簡易に測定出来るため、機械工学の分野では広く用いられている。

$$h_D = \frac{F_{sub}}{(s_n - air_n)} \quad (25)$$

なお、ナフタレンの昇華に伴う相変化熱は極めて小さいため、放射や電気による加熱の無い一般的な条件下では、ナフタレン表面温度と空気温度はほぼ等しいとみなし、(26)式によりナフタレン表面の飽和蒸気濃度を推定するのが一般的である。

$$s_n = \frac{e_s}{RT_{s_n}} \quad (26)$$

$$\log_{10} e_s = B_1 + \frac{B_2}{T_{s_n}} \quad (27)$$

$$B_1 = 13.57, B_2 = -3729$$

この方法の利点は、1)測定項目が少なく簡便であること、2)ナフタレンの整形により様々な形態の伝達率が測定できること、等が挙げられる。対する留意点は、1)ナフタレンは人体に有毒であり、室内での測定では換気に十分注意を要すること、2)屋外の日射のある条件下では、表面温度を雰囲気温度と等しいとする近似が成り立たなくなるのに加え日影により温度分布が生じるため、多点での表面温度計測が必要となり、概して測定が難しくなること、3)バックグランド濃度を一定(ゼロ)に保つため、主に open circuit 型の風洞内での測定に限定されること、等である。

建物外表面の伝達率に関する測定事例としては、

山形傾斜屋根に設置されたソーラーパネルの対流熱伝達率をターゲットとした Sparrow *et al* (1982) や 2次元キャノピーの各面伝達率を測定した Barlow *et al* (2002a, 2002b, 2004) が挙げられる。

2) 濾紙蒸発法

飽和状態の濾紙を貼付した薄板状の試験体を測定対象面に固定し、環境下に設置する前後の試験体の重量変化から蒸発量及び物質伝達率を得る方法である。なお、ナフタレン昇華法とは異なり水の相変化熱が大きいため濾紙表面温度の測定は必須となる。この測定法を用いた例としては、風洞実験による2次元キャノピーや3次元キャノピー各面の物質伝達率を明らかにした成田ほか(1991, 2000)、建物窓面の伝達率を対象とした成田ほか(1997)が挙げられる。

3) 塩分濃度測定法

塩水を満たした水槽を風洞の測定部に配置し、気流下に一定時間静置した前後の塩分濃度変化の測定値から蒸発量及び伝達率を推定する方法である(成田ほか, 1986a; 1986b; 1986c)。本手法は鉛直面の測定が出来ないという制約はあるが、塩水を満たす水槽のサイズを大きくしてその中に複数の模型群を並べることで、不均一形状のバルクの床面伝達率を推定することが可能であり、ナフタレン昇華法や濾紙蒸発法には無い利点がある。それを生かして、成田ほか(1986c)では様々な粗度密度及び高さ分布条件での直方体粗度群の床面伝達率の測定を行って

いる。

・ 実在建物外表面を対象とした屋外観測

1. 水平屋根面

実大の建物外表面を対象とした観測は対象面周辺の気流分布を多点計測することが困難なため、周辺気流特性を考慮した汎用的な知見を得ることに限界があるが、自然風下での実スケールのデータが得られるという点で貴重である。建物水平屋根面を対象とした観測の例を表-1に、風速と対流熱伝達率に関する実験式を図-3に、それぞれ示す。なお、共存対流の Clear *et al* (2003) による推定式を併せて記載している(モデルの詳細については 章で述べる)。

対象面からの高さ0.13mで風速を定義した Hagishima *et al* (2003)(以下, S+0.13m と表記)だけが他の結果に比べて勾配が急で大きな値となっているのは、風速の測定位置が床面に極めて近く、速度境界層の底部に位置しているためと考えられる。また、風速測定位置が0.6mの浦野ほか(1983)と Hagishima *et al* (2003), S+0.6m は、屋根のサイズが異なるものにも関わらず、極めて類似した結果となっている。小林ほか(1994), S+1.5m, S+10m は、浦野ほか(1986), Hagishima *et al* (2003), S+0.6m に比べ勾配が緩やかで小さな値を示し、風速5m/sでは両者の対流熱伝達率には約8W m<sup>-2</sup> K<sup>-1</sup>の差が生じている。一方、1m/s以下の弱風域では

表 - 1 建物水平屋根面の対流熱伝達率に関する実測例。

	階数 表面仕上	部位寸法	$L_n^{*1}$	$x^{*2}$	部位内 測定位置	測定法	条件	風速 測定高さ	対流熱伝達率の推定式
浦野ほか (1983)	4(塔屋) モルタル	4.6×10.9m <sup>*3</sup> 面積 50 m <sup>2</sup> 周長 31m	1.6	3.9 <sup>*6</sup>	中央1点	直接 熱収支法	$\Delta T < 0,$ $\Delta T > 0$	0.6m	$h = 2.3U_{0.6} + 8.7$
小林ほか (1994)	3 モルタル	45×25m <sup>*3</sup> 面積 1125 m <sup>2</sup> 周長 140m	8.0	17.5 <sup>*6</sup>	中央1点	SAT 計法 <sup>*7</sup>	$\Delta T > 0$	10m	$h = 0.93U_{10} + 6.7$
								1.5m	$h = 1.0U_{1.5} + 7.4$
小林ほか (2000)	3 モルタル	45×25m <sup>*4</sup> 面積 1125 m <sup>2</sup> 周長 140m	8.0	17.5 <sup>*6</sup>	中央1点	SAT 計法 <sup>*7</sup>	$\Delta T < 0$ $U_{10} < 2.5$ $\Delta T < 0$ $U_{1.5} < 2.0$	10m	$h = 2.83U_{10} + 1.61$
								1.5m	$h = 3.20U_{1.5} + 1.75$
Hagishima <i>et al</i> (2003)	2 7ス7ルト シート防水	22.2×15.3m <sup>*3</sup> 面積 340 m <sup>2</sup> 周長 75m	4.5	9.4 <sup>*6</sup>	格子状 16点	直接 熱収支法	$\Delta T > 15$	0.13m	$h = 3.96U_{0.13} + 6.42$
								0.6m	$h = 2.28U_{0.6} + 8.18$
Clear <i>et al</i> (2003)	1 7ス7ルト シート防水	面積 2940 m <sup>2</sup> 周長 287m	10.2	28.3	中央1点	直接 熱収支法	$\Delta T > 0$	3m	$h = \eta \frac{\lambda}{Ln} Nu_{natural} + \frac{\lambda}{x} Nu_{forced}$ $Nu_{natural} = a \cdot Ra^b, Nu_{forced} = R_f \cdot c \cdot Re^d \cdot Pr^{1/3}$
Clear <i>et al</i> (2003)	1 7ス7ルト シート防水	面積 2370 m <sup>2</sup> 周長 195m	12.1	27.3	中央1点	直接 熱収支法	$\Delta T > 0$	3m	$\eta = \ln(1 + Gr_x / Re^2) / [1 + \ln(1 + Gr_x / Re^2)]$ $\Delta T \geq 0; a=0.15, b=1/3, \Delta T < 0; a=0.27, b=1/4$ $x \geq x_c; c=0.0296, d=4/5, x < x_c; c=0.332, d=1/2$

\*1 (面積/周長)としている。 \*2 外周から測定点までの平均長さとしている。 \*3 外周に高さ0.24mの立ち上がり有り。 \*4 外周に高さ1.2mの立ち上がり有り。 \*5 外周に高さ0.25mの立ち上がり有り。 \*6 (周長÷4)としている。 \*7 SAT計サイズは12.9×13.1m

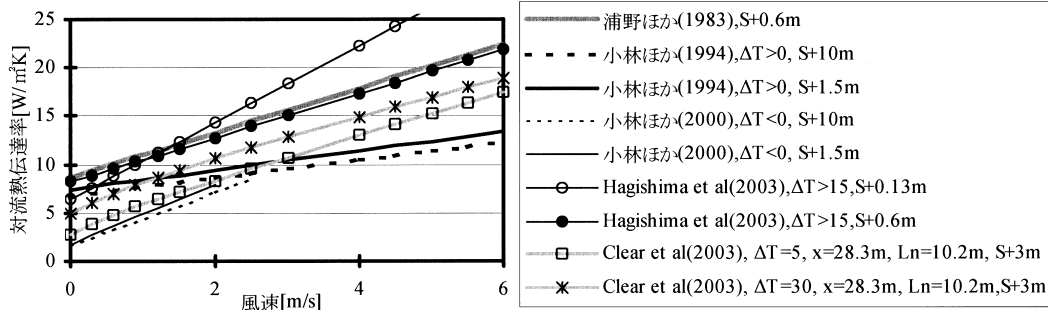


図 - 3 建物水平屋根面の対流熱伝達率と風速の関係．凡例の「S+10m」は対象面からの高さ10mの風速による関数を意味する． $T = T_s - T_{air}$ ．

Fig. 3 Relationship between wind velocity and convective heat transfer coefficient of horizontal roof of the buildings. "S+10m" indicates the wind velocity measured at the height of the ten meters above the objective surface.  $T = T_s - T_{air}$ .

下向き熱流の小林ほか(2000)を除く全ての実験式は類似の値を示し、切片は6.42~8.7の範囲となっている。

このように研究者による  $U-h$  の関係が異なる理由として、風速測定位置、屋根寸法の条件のみならず、表面温度と空気温度の差  $T$  が考えられるが、その影響を定量的に考察した例は殆ど無い。その理由として、1)屋外実測の殆どが 1 章 1 節にて紹介した熱収支残差法に拠るため、測定誤差の大きくなる  $T$  の小さな条件下のデータが取得しにくい事、2) 気流・温度条件を定常に保つ事の出来る室内実験とは異なり、日射や風速の時変動が大きな条件下では、対流熱伝達率測定に用いる測定機器間の応答速度の違いなどによる誤差が大きい為、風速に比べ感度の小さな  $T$  の対流熱伝達率に及ぼす影響を抽出する事が困難な事、などが挙げられる。

## 2. 鉛直壁面

建物の鉛直面の対流熱伝達率に関する実測例を表 - 2 に示す。

この中で特に繰り返し建築工学分野で引用されてきた Ito et al (1972) は、6 階建て建物の壁面 8ヶ所 (3~6 階) で対流熱伝達率、近傍風速及び上空風速の測定を行い、1) 上空風速と壁面近傍風速の関係は風向によって変化する、2) 壁面近傍 30cm の風速条件が同じ場合、壁面の端部や最上階では他に比べ対流熱伝達率がやや大きな値を示すが、全般的には近傍風速 - 対流熱伝達率の関係に及ぼす風向や壁面内位置の影響は比較的小さい、という結果を得ている。

このデータは ASHRAE Task Group (1975) により対流熱伝達率 - 近傍風速、近傍風速 - 上空風速の関係式として整理され、ASHRAE DOE-2 モデル (建物空調負荷予測のコンピューターソフトウェア) に組み込まれている。

これに対して、18階建て建物の壁面内 4ヶ所 (6, 14, 18階) について同様の実測を行った Sharples (1984) では、壁面が主風向に相対する windward の場合、最上階及び壁面端部の対流熱伝達率は同じ壁面近傍風速条件の他の位置に比べ大きな値を示しており、その傾向は Ito et al (1972) に比べ顕著になっている。

表 - 2 に含まれる対流熱伝達率と壁面近傍風速との近似式を図 - 4 に示す。一見して研究者により対流熱伝達率の実験式は全く異なることが確認できる。例えば、ベランダや庇などによる壁面の凹凸が少なくフラットな中層~高層建物壁面を対象とした Sharples (1984) と Loveday et al (1996) は、風速の測定位置が壁面から 1m の同じ条件であるにも関わらず、熱伝達率は大きく異なる値を示している。同じ建物壁面内の複数の場所で測定した Sharples (1984) では、壁面の中央に比べ端部の方が大きな値を示していることから推察するに、Loveday et al (1996) の測定対象建物が幅 9m と狭く縦長の形状であったため、測定点周囲では建物エッジからの境界層が未発達であったことが理由の 1つとして考えられる。また、成田ほか(1997)の対流熱伝達率は、風速位置が壁面から 0.3m と同じ条件であった Ito et al (1972) の半分以下の小さな値を示している。これは、

表 - 2 建物鉛直面の対流熱伝達率に関する実測例

建物階数	測定対象部位の寸法及び形状	部位内測定位置	測定法	試験体寸法	気流条件	温度条件	風速測定位置 <sup>*2</sup>	周辺状況	対流熱伝達率の算式
Ito et al (1972)	平面形状：方型 H18m 程度 凹凸は少ない	3~6階の中央、端部の計8点	2枚相加熱SAT計法	0.3×0.3m	windward + leeward	夜間、ΔT>0 <sup>*1</sup>	S+0.3m, rooftop+8m	周辺障害物無	$h = 18.6U^{0.605}$ <sup>*3</sup> U: 壁近傍風速 但し、 $U = 0.25U_{10}$ ; $U_{10} > 2$ $U = 0.5U_{10}$ <sup>2</sup> ; windward $U = 0.05U_{10} + 0.3$ : leeward $U_{10}$ : 地上10mの風速
Nicol (1977)	不明	不明	直接熱収支法 (ガラス窓)	不明	屋上 V<5.5m/s, windward	冬夜間、ΔT>0 <sup>*1</sup>	rooftop	周辺障害物無	$h = 4.52U + 7.69$ U: 屋上風速
Sharples (1984)	平面形状：長方形 幅36×高さ78m	6,14,18F 壁中央, 18F 壁端部の計4点	2枚相加熱SAT計法	0.25×0.25m	windward + leeward	夜間、ΔT>0	S+1m, rooftop+6m	不明	18 <sup>th</sup> floor centre $h = 1.3U + 4.7$ ; windward, $h = 2.2U + 2.4$ ; leeward 18 <sup>th</sup> floor edge $h = 1.7U + 4.9$ ; windward, $h = 1.7U + 5.3$ ; leeward 14 <sup>th</sup> floor centre $h = 0.99U + 3.4$ ; windward, $h = 1.7U + 0.1$ ; leeward 16 <sup>th</sup> floor centre $h = 0.65U + 1.9$ ; windward, $h = 2.1U - 0.6$ ; leeward U: 壁近傍 1m の風速
吉田(1989)	不明	4F 壁	直接熱収支法	不明	U<2.5m/s	夜間、日中、ΔT<0, ΔT>0	S+0.5m	不明	$h = 6.3U + 1.8$ U: 壁近傍0.5mの風速
Yazdanjani et al (1994)	(コンテナサイズ) 凹凸は少ない	1階窓	加熱SAT計法	1×1m	windward + leeward	冬季夜間、ΔT>10	地上10m	不明	$h = \sqrt{[C(\Delta T)^{0.15}] + [aU]^b}$ U: 地上10mの風速 windward: C=0.84, a=2.38, b=0.89, leeward : C=0.84, a=2.86, b=0.617
Lowday et al (1996)	幅9×高さ28m, 凹凸は少ない	7F 壁1ヶ所	加熱SAT計法	0.8×0.5m	windward + leeward	夜間	S+1m, rooftop+11m	周辺障害物少	$h = 16.15U^{0.397}$ : windward, $h = 16.25U^{0.503}$ : leeward U: 壁近傍 1m の風速
Taki et al (1996)	幅9×高さ28m, 凹凸は少ない	7F 壁1ヶ所	加熱SAT計法 (周囲リブ付き)	0.8×0.5m	windward + leeward	夜間	S+1m, rooftop+11m	周辺障害物少	$h = bU^n$ (b と n が実験定数、材厚 D に応じて整理)
成田ほか(1994) 成田ほか(1997)	高さ31.3m, /V/U/二一有り	7F 壁2ヶ所	濾紙蒸発法	0.71×0.71m	windward + leeward	-8<ΔT<5	S+0.3, 0.62m, rooftop+15m	H/W=0.75	$h = 1.69U_R + 3.21$ : windward, $h = 0.89U_R + 2.93$ : leeward $h = 5.84U^{0.415}$ $U_R$ : 屋上15mの風速 U: 壁近傍0.5mの風速 /V/U/二一奥の窓面の値
Hagishima et al (2003)	2.4×2.4m, 凹凸は少ない	中央点	直接熱収支法	不明	windward + leeward	ΔT>15	S+0.13m	周辺障害物無	$h = 10.21U + 4.47$ U: 壁近傍0.13mの風速

\*1 論文中には明記されていないが、測定原理及び測定条件から ΔT>0 と推測される。  
\*2 「S+1m」は、測定対象面からの距離 1m を意味する。  
\*3 Ito et al (1972)の論文中には上空風速、近傍風速、対流熱伝達率の散布図が記載されているが、近似式は明記されていない。この式は、Ito et al (1972)のデータに基づきASHRAE Task Group が整理したものである。



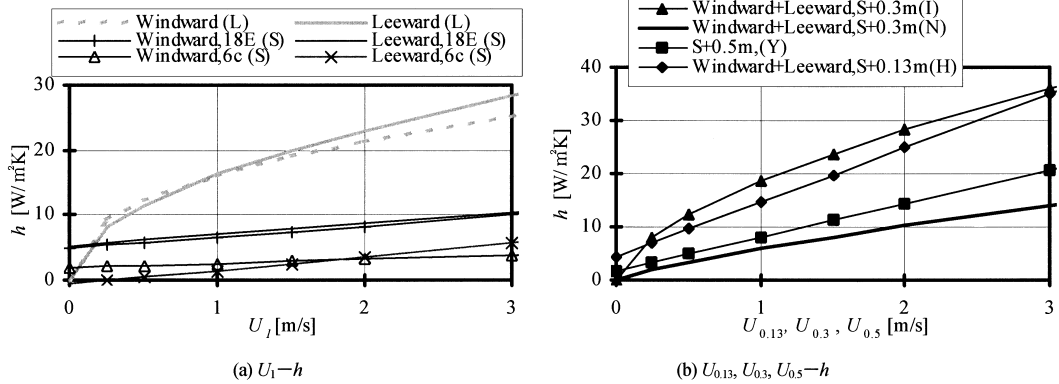


図 - 4 建物鉛直面の対流熱伝達率と近傍風速の関係。

凡例の S+0.3m : 対象面からの距離 0.3m の風速による関数を意味する, 18E : 建物18階壁端部のデータ, 6c : 建物 6 階壁中央部のデータ (H): Hagishima *et al* (2003), (I): Ito *et al* (1972) (L): Loveday *et al* (1996) (N): 成田ほか (1997) (S): Sharples (1984) (Y): 吉田 (1989).

Fig. 4 Relationship between wind velocity and convective heat transfer coefficient of vertical wall of the buildings.

“ S+0.3m ” indicates the wind velocity measured at the height of the 0.3-meter above the objective surface. “ 18E ” indicates the data observed at the edge of the wall of 18<sup>th</sup> floor and “ 6c ” indicates the data observed at the central wall of the 6<sup>th</sup> floor. (H) (I) (L) (N) (S) and (Y) indicate the data of Hagishima *et al* (2003) Ito *et al* (1972) Loveday *et al* (1996) Narita *et al* (1997) Sharples (1984) and Yoshida (1989) respectively.

成田ほか (1997) の測定場所がバルコニーに囲まれた窓面であったため, 測定対象面周囲の気流場がフラットな壁面を対象とした Ito *et al* (1972) とは全く異なっていたことが原因の一つと考えられる。

以上要するに, 壁面の対流熱伝達率 - 近傍風速の特性に研究者間の違いが大きいの, 建物壁面近傍の気流場が風向, 周辺建物の配置, 壁面の凹凸, 壁面内のエッジからの位置等により大きく変化し, 水平屋根に比べ実測場所固有の影響が混入しやすいことが原因と考えられる。

・ 縮小模型を用いた実験

縮小模型を用いた実験は, 模型サイズが建物実スケールと大きく異なるため  $Gr$  数などの無次元数を一致させることが困難である, といった問題はあるが, 模型配列や風向等の条件を変化させることが容易で, 実スケールでは殆ど不可能なキャノピー層内外気流の多点計測も可能なため, 都市表面伝達率の特性を包括的に把握する上で極めて有効な方法である。

表 - 3 に既往研究の概要を示す。風洞装置を用い

た流入風一定条件で中立下の実験が多く, 屋外での非等温条件での実験例は Swaid (1993), Kanda *et al* (2002) など少数である。

以下に, 縮小模型を用いた既往の伝達率の実験結果を幾つかのトピックに分類して紹介する。

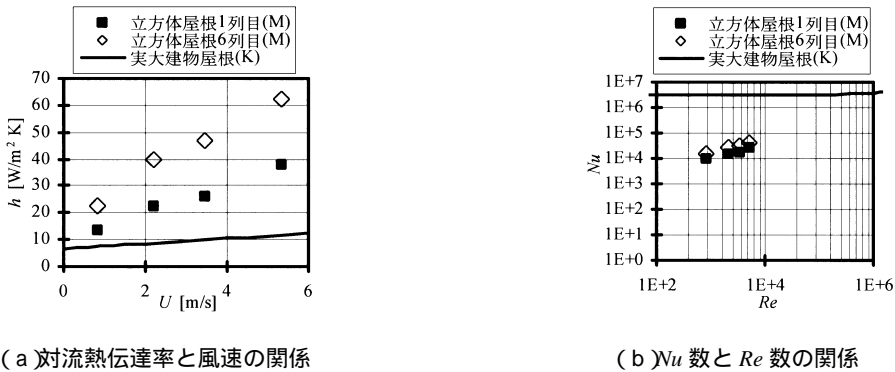
1. 風速と伝達率の関係

実大建物に比べ数百分の一のスケールの縮小模型を用いた実験で最も問題となるのは, その結果をどのように都市にスケールアップするか, であろう。そこで, 熱収支残差法を用いて風洞装置内の立方体模型を対象とした Meinders *et al* (1997) と, 実大建物屋根を対象とした小林ほか (1994) の対流熱伝達率の比較を図 - 5 に示す。Meinders *et al* (1997) では, 15mm の立方体模型を主流方向に 8 個並べ風上 1 ~ 6 列目の模型 5 面の平均対流熱伝達率を測定している。これに対し, 小林ほか (1994) は SAT 計法により 3 階建て建物の水平屋根面の対流熱伝達率を測定している。なお,  $Re$  数の代表長さは模型高さ及び建物高さ, 参照風速は, 風洞のバルク風速及び建物屋根からの高さ 10m の風速 (約 2H) として

表 - 3 縮小模型を用いた対流熱伝達率に関する実験例

著者	実験条件	模型配列	Re 数	測定法	主な結果
Sparrow (1982)	風洞 中立 風洞 中立 $\zeta/H=15$	単独三角柱 (山形斜縁屋根) 単独リブ(D/H=0.5,1,2) 2個のリブによる2D キャビティ (W/H=1,2,4, 2個のリブ高さと同じ場合)	$Re=25,000 \sim 100,000$ $Re=10,000$ 代表長さ: H, U <sub>∞</sub> 参照	ナフタレン昇華法 塩分濃度測定法	山形斜縁屋根(leeward, windward)のj 因子と Re 数の関係 床面伝達率分布
成田ほか (1986b)	風洞 中立 $\zeta/H=15$	単独立方体 立方体相対粗粒(H/W=0.5,1,1.5, 半島, 鞍形, $\lambda_p=0.25 \sim 0.64$ ) 立方体粗粒群(非整形配列で模型高さ分布のH/H=0~0.5)	$Re=10,000$ 代表長さ: H, U <sub>∞</sub> 参照	塩分濃度測定法	単独立方体周辺の床面伝達率分布と気流性状の関係 吹走距離 - 平均伝達率の関係, 街路床面の平均伝達率 - 粗度密度 $\lambda_p$ の関係 模型高さの標準偏差と伝達率の関係
成田ほか (1986c)	風洞 中立 $\zeta/H=15$	単独立方体 3D キャノピー(立方体整形配列)	$Re=12,000$ 代表長さ H, U <sub>∞</sub> 参照	濾紙蒸発法	単独立方体模型の局所熱伝達率分布 (各面を 6 × 6 分割) 伝達率と W/H の関係 吹走距離と伝達率の関係
Swaid (1993)	屋外	2 枚の平行板によるキャビティ(2 枚の板高さが同じ場合, 違う場合の面方変換 H/W=0.375, 0.5, 0.67, 0.75, 1, 2)	—	—	キャビティの熱収支観測 (文献中には伝達率の値は記載されていないが, $Q^*$ と $\Delta T$ から熱伝達率が算出出来る)
Aliga et al (1993, 1994)	風洞 中立 $\zeta/H=6 \sim 15.2$	2D キャノピー (H/W=0.25 (14列), 0.09(6列))	$Re=50,000 \sim 1,500,000$ 代表長さ: D <sub>x</sub>	冷却速度測定 (模型表面加熱)	各面の局所熱伝達率分布と平均熱伝達率, 吹走距離 - 平均熱伝達率の関係 再付着, 剥離点と伝達率との関係
Kondo et al (1997)	室内 不安定 (自然対流)	水平平板 3D キャノピー (立方体の半島配列)	$Re=10^{10} \sim 10^{11}$	熱収支残差法 (日射で模型加熱)	$Re-Nu$ 数の関係, $C_f, U$ を温度差の 1/3 乗で整理 屋外の水田での湖相関係実験結果が, ほほ平滑面の式と一致することを確認
Meinders et al (1998)	風洞・中立 $\zeta/H=3.33$	立方体を直線上に 8 個配置(H/W=1)	$Re=795 \sim 5066$ 代表長さ: $\zeta$	熱収支残差法 (模型表面加熱)	立方体各面の局所伝達率分布と周辺気流の関係を考察 立方体の平均 $Nu$ 数と Re 数の関係を整理, $Re \geq 3278$ で $Nu$ 数は Re 数の 0.8 乗に比例
大塚ほか (1999)	風洞 不安定 $\zeta/H=20$	3D キャノピー(横長立方体の整形配列, 風向変化)	$Re=3,000 \sim 26,000$ , $Gr=14,000 \sim 470,000$	熱収支残差法 (模型表面加熱)	共存対流時の $Nu$ 数を Re 数と $Gr$ 数により整理
成田ほか (2000a)	風洞 中立 $\zeta/H=15$	単独立方体 (立方体を含む形状の異なる4種) 2D キャノピー(W/H=1/2~7.5)	$Re=12,000$ 代表長さ H, U <sub>∞</sub> 参照	濾紙蒸発法	面平均伝達率 - HW の関係 吹送距離 - 各面の平均伝達率の関係 2D キャノピーの面内伝達率分布 (W/H=1/6, 1/2, 1, 3/2, 2 直交風向, 平行風向の場合)
成田ほか (2000b)	風洞 中立 $\zeta/H=1.67$	単独立方体 (風向を 7.5 度毎に変化)	$Re=1,000,000$ 代表長さ H	濾紙蒸発法	2箇所の壁面局所伝達率と近傍風速(3, 5, 7, 10, 15, 20, 30, 50cm)の関係
足永(2000)	風洞 不安定 $\zeta/H=5$	単独立方体	$Re=17,000 \sim 350,000$	熱収支残差法 (模型屋根面加熱)	ハレクリチャードン数による不安定時の屋根面伝達率のモデル化
Kamide et al (2002)	屋外	3D キャノピー(立方体整形配列, $\lambda_p=0.25, 0.44$ )	$Re=10,000$ 代表長さ H	熱収支残差法	各面のハレルク係数
Barlow et al (2002a)	風洞 中立 $\zeta/H=3.12 \sim 18.73$	2 個のリブによる 2D キャビティ	$Re=2,068 \sim 72,744$ 代表長さ: H, U <sub>∞</sub> 参照	ナフタレン昇華法	ハレルク係数と HW, LH, HW, $\lambda_p$ の関係
Barlow et al (2004)	風洞 中立 $\zeta/H=15$	2D キャノピー(H/W=0.25, 0.6, 1, 2)	—	ナフタレン昇華法	吹走距離と伝達率の関係 各面のハレルク係数と HW の関係

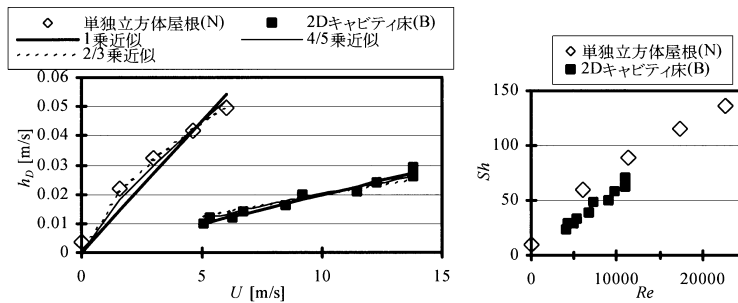
W: 模型間隔(街路幅), H: 模型高さ, D: 模型幅,  $\delta$ : 境界層厚さ,  $\zeta$ : 風洞の内寸高さ, D<sub>x</sub>: 水力直径(hydraulic diameter),  $\sigma$ : 模型群の高さの標準偏差  
注1) Re 数の代表長さは, 原著論文に拠り模型高さまたは風洞内径のいずれかを採用している。また, 論文に Re 数が明記されていない場合は, 筆者が代表的なケースの風速・模型高さから算出した。



( a ) 対流熱伝達率と風速の関係 ( b )  $Nu$  数と  $Re$  数の関係  
 ( M ) は Meinders *et al* ( 1997 ) の立方体屋根面 , ( K ) は小林ほか ( 1994 ) の建物屋根における実験式に拠る .

図 - 5 対流熱伝達率と風速の関係と  $Nu$  数と  $Re$  数の関係 .

Fig. 5 Relationship between wind velocity and convective heat transfer coefficient and Relationship between Nusselt number and Reynolds number.



( a ) 物質伝達率と風速の関係 . ( b )  $Sh$  数と  $Re$  数の関係 .

( N ) は成田ほか ( 2000 ) の単立方体屋根面 ( B ) は Barlow *et al* ( 2002a ) の実験 B (  $H/W = 0.19$  ) に拠る .

図 - 6 物質伝達率と風速の関係と  $Sh$  数と  $Re$  数の関係 .

Fig. 6 Relationship between wind velocity and mass transfer coefficient and Relationship between Reynolds number and Sherwood number.

いる。代表風速の定義が若干異なっているため比較は難しいが、図 - 5 (b)の両者の値は大きく異なっている。これに対して、強不安定下の自然対流熱伝達率をターゲットとして室内実験を行った Kondo *et al* ( 1997 ) では、 $Nu$  数が  $Ra$  数の  $1/3$  乗に比例する、という伝熱工学の知見を引用して  $h$  を  $T$  の  $1/3$  乗の関数とした近似式を提案し、平滑面の室内実験から得られたパラメータが水田における渦相関法の実測結果と一致することを確認している。このことは、伝熱工学分野での常套手段である強制対流下の  $Nu$  数 -  $Re$  数による無次元実験式は代表長さが大きく異なる場に対して汎用的に用いることは出来ず  $Re$  数は有効な説明変数とはならないのに対し、自然対流の  $Nu$  数 -  $Ra$  数による無次元数実験式表現は、代

表長さが異なる場においても適用出来ることを意味しており、興味深い ( Kondo *et al* ( 1997 ) のモデルについては、節にて再度述べる )。

次に、同じ縮小模型実験で測定方法の異なるデータの中でアプローチフローや  $Re$  数が比較的近い条件の成田ほか ( 2000 ) と Barlow *et al* ( 2002a ) を取り上げ、図 - 6 に物質伝達率 - 風速及び  $Sh$  数 -  $Re$  数の関係を示す。成田ほか ( 2000 ) は助走区間に L 型アングルを配した乱流境界層下の単立方体模型屋根面の伝達率を濾紙蒸発法により測定したもので、代表長さは模型高さ  $H = 60\text{mm}$ 、参照風速の定義高さは  $8H$  としている。なお、成田ほか ( 2000 ) では伝達率を  $[m/(s Pa)]$  の単位で表示しているため、濾紙面及び空気温度  $20^\circ\text{C}$ 、相対湿度  $60\%$  を仮定して

[ m/s ]に換算している．一方, Barlow *et al* (2002a) は, 助走区間に直方体ブロックの千鳥配列によるラフネスを配置した乱流境界層下で主風向に対して直角に2本リブを並べた2Dキャビティの床面伝達率をナフタレン昇華法により測定したものである．代表長さはリブ高さ  $H = 12.5\text{mm}$ , 参照風速の定義高さは  $12.5H$  である．模型形状や測定対象面の位置(屋根面か床面か)の違いにも関わらず, 両者の  $Sh$  数 -  $Re$  数の関係は類似の傾向を示している．

水平平板の乱流下の強制対流では  $Nu$  数 ( $Re$  数の  $4/5$  乗) とする実験式(前述の5式)が一般的であるが, 代表長さの意味が曖昧な凹凸のある乱流境界層での伝達率と風速の関係についての解釈は研究者により分かれる．例えば, 成田ほか(2000)は風速の  $2/3$  乗で立方体各面の熱伝達率を近似出来ることを指摘している．これに対して, Barlow *et al* (2002a) では風速 - 伝達率は比例関係であり,  $\{h_D/U\}$  即ちバルク係数  $Ch$  に風速依存性は無いとみなし, キャビティの形状と  $\{h_D/U\}$  の関係について考察を行っている．また, 立方体を主流方向に8個配列した Meinders *et al* (1998) は,  $Re$  数3278及び5066の2ケースについて立方体5面の平均  $Nu$  数が  $Re$  数の  $0.75$  乗に比例することを指摘している．しかし, 近似式の指数を  $2/3 \sim 1$  のいずれを採用した場合でも実測データの再現性には大差無いことから,  $h_D - U$  は比例とした Barlow *et al* (2002a) の判断は伝達率モデリングへの応用という点で合理的と言える．

2. 粗度形状と伝達率の関係

直方体ブロック群または2次元リブで形成されるキャノピーの流れ場は, 粗度密度により3つのパターンに分類出来る事が知られており(Oke, 1987), 都市キャノピーの伝達率の特性にも深い関連があると予測される．そこで, まず都市キャノピーの流れパターンの模式図を図-7に示す．粗度密度が低い条件では図-7(a)に示す通り, キャニオン内で流れが地上に再付着し, 風上と風下側の両壁面付近にそれぞれ渦が出来る．この流れパターンは isolated flow と呼ばれる．これに対し, 街路幅が狭くなると渦はキャニオンの幅に横長に広がり1つとなる(図-7(b) wake interference)．更に, 街路幅が狭く粗度密度が大きくなると, キャニオン内には安定した渦が生じ, キャノピー上空とは明らかに異なる流れ場が生成される(図-7(c) skimming flow)．

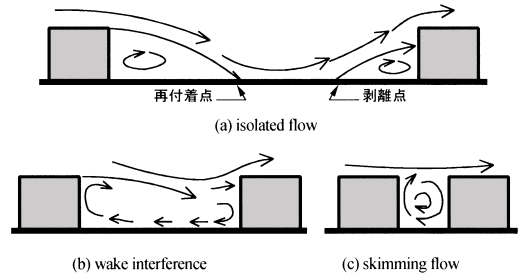


図-7 都市キャノピーの流れ場の模式図．  
Fig. 7 Schematics of flow patterns in the urban canopy.

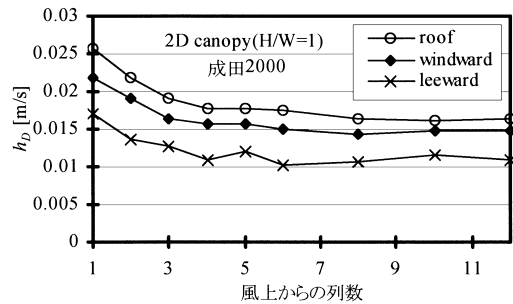


図-8 2Dキャノピーにおける物質伝達率の風向方向変化．  
Fig. 8 Variation of the mass transfer coefficient of 2D canopy with the distance from approach flow.

次に, 一定間隔の模型配列に対して, 風上側からの吹走距離による伝達率の変化を報告した例として, 2Dキャノピーの物質伝達率を測定した成田ほか(2000)の例を図-8に示す．3列目までは伝達率の減少が激しく, それ以降はほぼ類似の値を示している．なお, 測定方法や模型配列の異なる Barlow *et al* (2004), Aliaga *et al* (1994), Meinders *et al* (1998) においてもほぼ同様の傾向が確認出来る．

次に, いずれも2Dキャノピーを対象とした成田ほか(2000)と Barlow *et al* (2004) の各面の平均伝達率と模型高さ  $H$  の街路幅  $W$  に対する比  $H/W$  の関係を図-9に示す．尚, 物質伝達率は各々の研究者の  $H/W = 1.0$  の屋根面の値で基準化している．成田ほか(2000)と Barlow *et al* (2004) のいずれも屋根面伝達率に関しては, isolated flow または wake interference の領域である  $H/W = 0.6$  以下の領域では,  $H/W$  の増加とともに減少し, skimming flow となる  $H/W = 0.6$  以上の領域では  $H/W$  に関わら

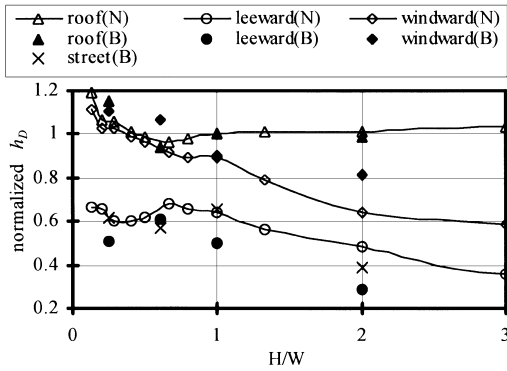


図 - 9  $H/W$  と物質伝達率の関係．凡例の (N) は成田ほか (2000) (B) は Barlow *et al* (2004) に拠る．物質伝達率は各々の研究者の  $H/W=1.0$  の屋根面の値で基準化している．

Fig. 9 Relationship between  $H/W$  and mass transfer coefficient (N) and (B) indicate the data from Narita *et al* (2000) and Barlow *et al* (2004) respectively. The mass transfer coefficients are normalized by the data of roof with  $H/W=1.0$ .

ずほば一定の値を示している．windward の鉛直面については，伝達率は  $H/W$  と負の相関を示しているが， $H/W$  の条件を細かく変化させた成田ほか (2000) では， $H/W=0.8 \sim 1$  前後で伝達率が変化しない領域が見られる．leeward の鉛直面については，isolated flow となる  $H/W=0.3$  以下では伝達率は  $H/W$  の増加とともに減少するのに対し，wake interference となる  $H/W=0.3 \sim 0.7$  までは  $H/W$  の増加とともに伝達率も増加している．skimming flow となる  $H/W=0.7$  以上の領域では，再び伝達率は  $H/W$  に対し負の相関となっている．

3. 粗度群の面内伝達率分布

粗度群の面内伝達率分布について報告している研究としては，2D キャノピー ( $H/W=0.5, 0.67, 1, 2, 6$ ) について濾紙蒸発法を用いた成田ほか (2002)，2D キャノピー ( $H/W=0.09, 0.25$ ) について熱収支残差法を用いた Aliaga *et al* (1994)，3次元キャノピー ( $H/W=1$ ) について熱収支残差法を用いた Meinders *et al* (1998) が挙げられる．

まず，比較的模型間隔の広い条件下における Aliaga *et al* (1994) の床面の伝達率分布を図 - 10 に示す． $H/W=0.09$  については，B 点から約  $5H$  の再付着点での伝達率のピークの後， $x/H$  の増加とともに

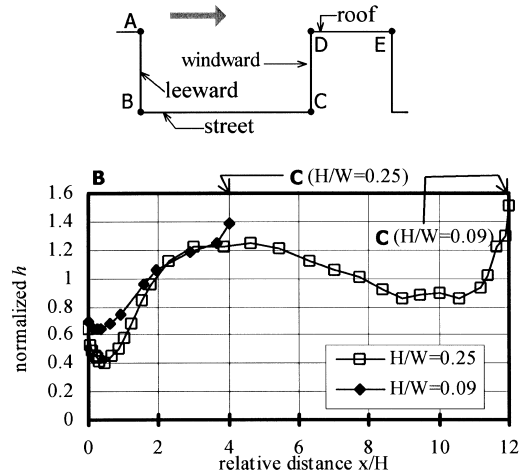


図 - 10 2D キャノピーの床面局所熱伝達率分布 (Aliaga *et al*, 1994)．熱伝達率は各ケースの床面平均値で基準化している．

Fig. 10 Distribution of mass transfer coefficient of street of 2D canopy (Aliaga *et al*, 1994) The mass transfer coefficients are normalized by the area-averaged data.

伝達率は漸減し，B 点から  $10H$  の剥離点から再び急激に伝達率は増加している． $H/W=0.25$  では B 点から風下へいくにつれ伝達率は増加する傾向を示している．次に，主に skimming flow の条件下における成田ほか (2000) の結果を図 - 11 に示す．屋根の伝達率は風上側エッジ付近で剥離の影響のためか若干大きな値を示しているが，いずれの条件でも分布幅は小さい．床面については，街路幅が最も狭い  $H/W=2$  で他条件に比べ特に小さな値を示している．これに対して， $H/W=1 \sim 0.5$  の条件では，いずれも床面伝達率は leeward に比べ大きな値を示し，windward の鉛直面 (図 - 11 の模式図中の壁 C - D) から風上側に  $0.5H$  程度の場所にピークが見られる．Aliaga *et al* (1994) でみられた C 点付近での伝達率増加傾向は見られないことから，床面全体が recirculation region となっていたことが推察される．leeward については， $H/W=1, 0.67$  の 2 ケースは，高さ  $0.6H$  付近にピークがみられるのに対し， $H/W=0.5, 2$  の 2 ケースは高さとともに伝達率は単調増加している．windward については，4 ケースとも高さとともに伝達率は単調増加しており，条件による違いは小さい．

以上のデータから，粗度密度の大小によるキャノ

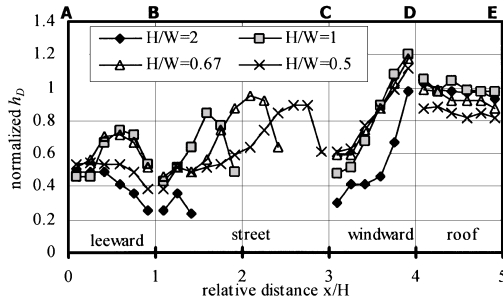


図 - 11 2D キャンピの面内物質伝達率分布(成田ほか, 2000). 物質伝達率は  $H/W=1.0$  の屋根面平均値で基準化している.

Fig. 11 Distribution of mass transfer coefficient of 2D canopy (Narita *et al.*, 2000) The mass transfer coefficients are normalized by the area averaged data of roof with  $H/W=1.0$ .

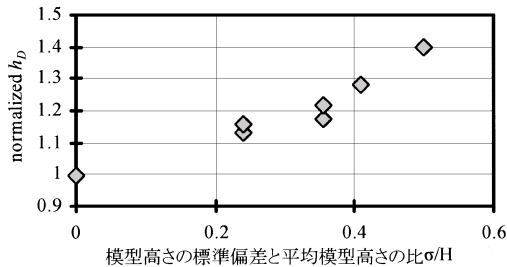


図 - 12 模型高さのばらつきと床面伝達率の関係(成田ほか(1986b)) 3D キャンピ, 直方体整形配列, 模型面積率  $p=0.36$ ).

Fig. 12 Relationship between normalized mass transfer coefficient of street and normalized standard deviation of model height.

ピー内の気流性状の変化が明確に伝達率分布に影響を及ぼしていることが確認される.

4. 粗度の高さ分布の影響

様々な形状の建物が林立する都市の伝達率を評価する上で、高さ分布は重要な因子と考えられるが、模型群の高さが不均一な条件を取り扱った縮小模型実験は極めて少ない。ここでは、塩分濃度測定法を用いた成田ほか(1986b)による結果を図-12に示す。この実験では、ある一定区画内に平面形状が正方形の直方体模型を整形配列し、模型平均高さ一定で高さ分布を変えた7ケースの床面伝達率を測定している。尚、模型の床面に占める面積比  $p$  はいず

れのケースも0.36である。図より、高さ分布により最大で伝達率に40%の違いが生じており、高さ一定で  $H/W$  と伝達率の関係を整理した図-8と比較すると、高さ分布の影響が極めて大きいことが分かる。

・ 対流熱伝達率のモデル

対流熱伝達率のモデル化については、接続する都市キャンピーモデルの種類によって、必要な空間解像度が異なる。例えば、単層キャンピーモデルへの適用を考えた場合、壁面・屋根面・道路面のバルクの伝達率をキャンピー層内代表風速と上空風速とのいずれかで表現することが望まれる。また、多層キャンピーモデルの場合、壁面内高さ方向の伝達率分布を考慮することが望ましい。これに対して、従来の建物表面熱伝達率のモデルは、節及び節で述べた通り、実大建物外表面での実測結果に基づき伝達率を近傍風速または上空風速の関数で整理したものが一般的であるが、いずれも実測場所固有の気流性状の影響が含まれているため汎用性に乏しい。そこで、このような問題を回避するような新しい熱伝達率のモデル構築の試みが行われている。以下にその例を示す。

1. 共存対流下の熱伝達率

Clear *et al.*(2003)による大規模な低層建物の水平屋根を想定したモデルが挙げられる。このモデルでは屋根周辺気流を理想的な水平平板上の境界層流れとみなし、水平平板の自然対流及び強制対流時の  $Nu$  数の実験式を加算表現した次式で伝達率を表す。

$$h = \frac{1}{Ln} Nu_{natural} + \frac{1}{x} Nu_{forced} \tag{28}$$

$$Nu_{natural} = a \cdot Ra_{Ln}^b \tag{29}$$

$$Nu_{forced} = R_f \cdot c \cdot Re^d \cdot Pr^{1/3} \tag{30}$$

$$= \ln(1 + Ge/Re^2) [1 + \ln(1 + Gr/Re^2)] \tag{31}$$

$$x_c = Re_c \cdot l/U \tag{32}$$

但し、  $T \geq 0; a=0.15, b=1/3,$

$$T < 0; a=0.27, b=1/4$$

$$x \geq x_c; c=0.0296, d=4/5,$$

$$x < x_c; c=0.332, d=1/2$$

パラメータ  $a, b, c, d$  は伝熱工学における既往の  $Nu$  数の実験式に抛り、安定・不安定及び層流・乱流の条件により値が異なる。 $Gr$  数と  $Re$  数の関数であるを用いることで、共存対流における強制対流と自然対流の影響度を表現している。また、強制対流乗数  $R_f$  は、表面粗さが速度境界層の発達に及ぼす

影響を表現する定数で Walton により主な建築仕上げ材料別に整理されている。

屋根上が周辺建物のウェイクになるような高さ分布のある高密度粗度群の屋根面伝達率には適用出来ない、屋根の周囲に防水用の立ち上がりがある場合には強制対流の代表長さが不明確になる、といった限界はあるが、観測データによるチューニング無しに既存の水平平板境界層流れの知見に基づき得られた実験式が、代表長さの異なる2箇所の建物の水平屋根に適用できることを実測により検証している点は特筆すべきである。

この他に共存対流下の無次元数を用いたモデルとして、大塚ほか(1999)は風洞内に粗度群の中の模型1個を加熱し、直接熱収支法による熱伝達率の実験結果から、模型各面の  $Nu$  数を  $Gr$  数と  $Re$  数で整理している。また、足永(2001)は風洞内に表面を加熱した単独模型を設置した実験から、熱伝達率をバルクリチャードソン数で整理している。しかし、1個の模型だけを加熱するという実験条件が広域にわたり温度境界層が発達している都市の不安定条件とは異なっているため、実スケールへの適用するには、更に実験条件の追加が望まれる。

## 2. 自然対流下の熱伝達率

Kondo *et al* (1997) では、自然対流時で  $Ra$  数が大きい条件下では  $Nu$  数が  $Ra$  数の指数に比例する、という伝熱工学の知見を引用してバルク係数のモデル化を行っている。

$Nu$  数の定義より

$$Nu = \frac{hx}{a} = \frac{c_p C_h U \cdot x}{a} = \frac{C_h U \cdot x}{a} \quad (33)$$

ここで、次式が成り立つとすると、

$$Nu = Ra^{1/3} \quad (34)$$

③②, ③③式から次式が導かれる。

$$\begin{aligned} C_h U \frac{a}{x} Ra^{1/3} &= \frac{a}{x} \left( \frac{g}{a} x^3 (T_s - T_{air}) \right)^{1/3} \\ &= k (T_s - T_{air})^{1/3} \end{aligned} \quad (35)$$

平滑面:  $b = 0.0011 \text{ m} [ \text{m} / (\text{s K}^{1/3}) ]$ , 粗面:  $b = 0.0038 [ \text{m} / (\text{s K}^{1/3}) ]$

定数  $b$  は、フラットな水平面と立方体千鳥配列の粗度面の2種類について熱収支法による室内実験結果から算出した値である。

## 3. 粗度密度によるキャノピー内気流性状の変化と伝達率の関係

粗度密度によりキャノピー内の気流性状が isolated flow, wake interference, skimming flow の3つに分類できることは広く知られているが、Harman *et al* (2004) はこの気流性状による伝達率の違いを考慮した2Dキャノピーのバルク係数のモデルを提案している。本節ではその概要を紹介する。

2次元キャノピー内の気流を図-13(a)に示す通り、recirculation region と ventilated region の2つの領域に分けて考える。ここで、recirculation region の領域の広さを表すパラメータ  $Lr$  は、既往文献から暫定的に  $Lr = 3H$  とする。これにより、街路幅が狭い場合にはキャノピー空間全体が recirculation region となる所謂 skimming flow, 街路幅が広くなるにつれて ventilated region が支配的な isolated flow となる。Recirculation region と ventilated region ではバルク係数-風速の特性は異なると考えられるため、キャノピー内気流性状に応じて図-13(b), 図-13(c)に示す二通りの伝達抵抗ネットワークモデルを用意する。

屋根面の伝達抵抗は、対数則に基づき次式で表現される。

$$r_1 = \ln \left( \frac{ef}{z_{om}} \right) \ln \left( \frac{rf}{z_{ox}} \right) \Bigg| \Bigg| \cdot u_{rf} \quad (36)$$

$$r_2 = \frac{\bar{u}(z_2) - u_{rf}}{u_*^2} \quad (37)$$

$$\frac{u_{rf}}{\bar{u}(z_2)} = \ln \left( \frac{H + rf - d_T}{z_{or}} \right) \Bigg| \Bigg| \ln \left( \frac{z_2 - d_T}{z_{or}} \right) \quad (38)$$

$z^2$ : 上空の参照風速の定義高さ ( $z^2 = 2H$ ),  $z_{om}$ ,  $z_{ox}$ : 運動量及びスカラー X に対するキャノピー表面粗度,  $z_{or}$ : 粗度長,  $u_{rf}$ : 屋根面に対する代表風速,  $d_T$ : ゼロ面変位  $rf$ : 屋根の境界層厚さ,

recirculation region の  $r_3$ ,  $r_4$ ,  $r_5$  も、同様に対数則を仮定すると近傍の代表風速を用いて次式で表現される。

$$r_3 = \ln \left( \frac{0.1H}{z_{om}} \right) \ln \left( \frac{0.1H}{z_{ox}} \right) \Bigg| \Bigg| \cdot u_{uw} \quad (39)$$

$$r_4 = \ln \left( \frac{0.1H}{z_{om}} \right) \ln \left( \frac{0.1H}{z_{ox}} \right) \Bigg| \Bigg| \cdot u_{us} \quad (40)$$

$$r_5 = \frac{\bar{u}(z_2) - u_{us}}{u_*^2} \quad (41)$$

ここで、recirculation region 及び ventilated region の代表風速  $u_{uw}$ ,  $u_{us}$ ,  $u_{dw}$ ,  $u_{ds}$  は、キャニオン上空からの下降流がぶつかる場所 D 点からの吹走距離に拠

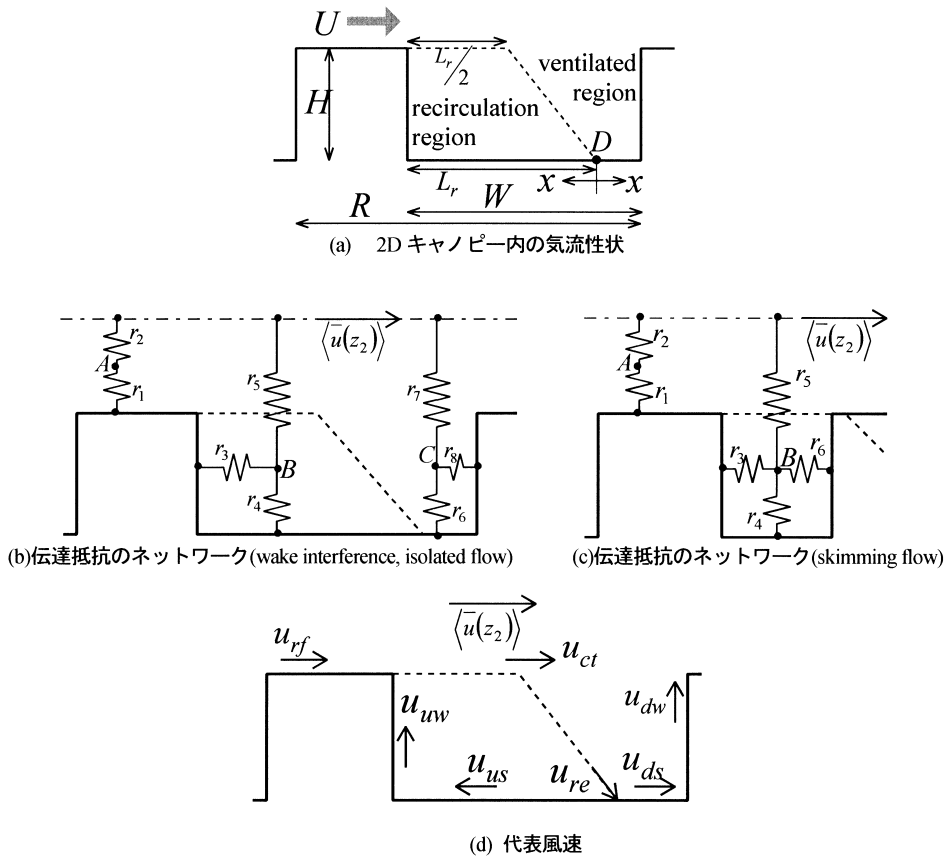


図 - 13 2D キャノピーの伝達抵抗モデル (Harman et al, 2004).

Fig. 13 Schematic diagrams of model of transfer coefficient of 2D canopy (Harman et al, 2004)

り exponential で減衰すると仮定すると次式で表される。

$$u_{uw,us,dw,ds} = \frac{1}{b} \int_a^{a+b} u(x) dx \quad (42)$$

$$u(x) = u_{re} \cdot \exp\{-x/L_r\} \quad (43)$$

$$u_{re} = u_{ct} \cdot \exp\{-L_{se}/H\} \quad (44)$$

$x$  : D 点からの吹走距離,  $L_{se}$  : length of the sloping edge of the recirculation region,  $a, b$  : 対象領域の両端の D 点からの吹走距離,  $r_1, r_2$  : 気流性状により決まる定数

ventilated region の伝達抵抗  $r_6, r_7, r_8$  についても、対数則を仮定することで代表風速を用いて次式で表される。

$$r_6 = \ln\left(\frac{0.1H}{z_{0m}}\right) \ln\left(\frac{0.1H}{z_{0x}}\right) / u_{ds}^2 \quad (45)$$

$$r_7 = \frac{\overline{u(z_2)} - u_{ds}}{u_*^2} \quad (46)$$

$$r_8 = \ln\left(\frac{0.1H}{z_{0m}}\right) \ln\left(\frac{0.1H}{z_{0x}}\right) / u_{dw}^2 \quad (47)$$

このモデルに含まれるパラメータは、キャノピー表面の粗さに関する  $z_{0m}, z_{0x}, z_{0y}$ , キャノピー内の気流性状に関する  $r_1, L_r$  である。Harman et al (2004) は、このモデルを用いたバルク係数と  $H/W$  の関係を整理し、ナフタレン昇華法による Barlow et al (2004) の実験値との比較を行い、両者が良く一致することを確認している。

### ・ 結 語

本稿では、近年ヒートアイランド現象など都市域に特有の現象をより高精度に予測することを目的として開発されている都市キャノピーモデルに必要な都市表面熱伝達率の既往研究についてレビューを行った。まず、伝達率の測定方法について概観するとともに、観測・実験研究の主な成果について報告



した。その要旨は次の3点である。

- 1) 実大建物表面の熱伝達率の観測例は多数あるが、研究者間で  $U-h$  の関係式は異なっている。その要因としては、建物形状、風速定義高さ、表面温度と気温の差  $T$  などが考えられるが、各因子の影響を定量的に検討した例は殆ど無い。
- 2) 縮小模型実験については、中立条件下で立方体や2次元リブの規則的配列の粗度群に対して、粗度形状と伝達率の関係や面内伝達率分布についての報告が複数行われている。
- 3) 縮小模型実験で得られる伝達率を実大スケールに外挿できるか否かについて、観測データに基づく検証は行われていない。

最後に、都市表面熱伝達率のモデルとして、大規模水平屋根を対象とした Clear *et al* (2003)、自然対流下の粗面を対象とした Kondo *et al* (1997)、中立条件下の2Dキャノピーを対象とした Harman *et al* (2004) の3つのモデルの紹介を行った。

今後、安定度や粗度密度などを考慮した汎用的なモデルを構築するためには、粗度配列条件のコントロールが容易な縮小模型による風洞実験、様々な放射条件及び安定度における屋外での縮小模型実験、実大スケールでの屋外観測などの多方面での更なる観測データの蓄積は勿論のこと、測定手法やスケールの異なる実験データ相互の比較検証が望まれる。

**謝辞:** 本研究を行うにあたり、東京工業大学神田学先生から有意義な助言を頂いた。また、本研究の一部は科学技術振興機構科学技術振興事業団・戦略的創造研究推進事業の「都市生態圏 - 大気圏 - 水圏における水・エネルギー交換過程の解明」(代表 神田 学)、文部省科学研究費・若手研究(A)「都市設計総合支援フレームの開発 - 都市熱環境総合評価と多用途意志決定支援ツールの有機的結合」(代表 谷本潤, 課題番号14702047) に拠る。ここに記して感謝の意を表する。

### 引用文献

Aliaga, D.A., Klein, D.E., and Lamb, J.P. (1993): Heat transfer measurements on a ribbed surface at constant heat flux using infrared thermography, *Experimental Heat Transfer*, **6**, pp. 17-34.

Aliaga, D.A., Lamb, J.P. and Klein, D.E. (1994): Convective heat transfer distributions over plates with square ribs from infrared thermography

measurements, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **37**, pp. 363-374.

Ashie, Y., Ca, V.T. and Asaeda, T. (1999): Building canopy model for the analysis of urban climate, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, **81**, pp. 237-248.

足永靖信 (2001): 建物屋上面の対流熱伝達率に関する実験式の作成, 日本建築学会関東支部研究報告集 2000年度 第71回, pp. 517-520.

ASHRAE Task Group (1975): Procedure for external heating and cooling loads for computerizing energy calculations, Algorithms for Building heat transfer subroutines, ASHRAE publications, New York.

Barlow, J.F. and Belcher, S.E. (2002a): A wind tunnel model for quantifying fluxes in the urban boundary layer, *Boundary-Layer Meteorol.*, **104**, pp. 131-150.

Barlow, J.F. and Belcher, S.E. (2002b): The resistance network for transfer from street canyons, Proc. of 4th symposium on the urban environment, AMS, pp. 113-114.

Barlow, J.F., Harman, I. N. and Belcher, S.E. (2004) Scalar Fluxes from urban street canyons Part 1: Laboratory simulation, *Boundary-Layer Meteorol.*, submitted. <http://www.met.rdg.ac.uk/bl.met/publ.html>

Clear, R.D., Cartland, L. and Winkelmann, F.C. (2003): An empirical correlation for the outside convective air-film coefficient for horizontal roofs, *Energy and Buildings*, **35**, pp. 797-811.

Goldstein, R.J. and Cho, H.H. (1995): A Review of Mass Transfer Measurements Using Naphthalene Sublimation Experimental, Thermal and Fluid Science, **10**, pp. 416-434.

萩島 理・月松孝司・谷本 潤・片山忠久 (2001): 屋外熱環境予測を目的とした  $k-e$  モデルの壁面境界条件としての建物外表面の対流熱伝達率推定式の提案 第1報 水平屋上スラブ及び試験家屋鉛直壁面における実測, 日本建築学会計画系論文集, 550, pp. 23-29.

Hagishima, A.; Tanimoto, J. (2003): Field measurements for estimating the convective heat transfer coefficient at building surfaces, *Building and Environment*, **38**, pp. 873-881.

Harman, I. N., Barlow, J.F., Belcher, S.E. (2004):

- Scalar Fluxes from urban street canyons Part 2: Model, Boundary-Layer Meteorol., submitted. [http://www.met.rdg.ac.uk/bl\\_met/publ.html](http://www.met.rdg.ac.uk/bl_met/publ.html)
- Ito, N., Kimura, K. and Oka, J. (1972): A field experiment study on the convective heat transfer coefficient on exterior surface of a building, ASHRAE Trans, **78**, pp. 184-191.
- Jayamaha, S.E.G., Wijeysondera, N.E. and Chou, S.K. (1996): Measurement of the heat transfer coefficient for walls, Building and Environment, **31**, pp. 399-407.
- Kanda, M. and Katsuyama, S. (2002): Canopy Albedos and representative temperatures for regularly distributed rectangular obstacles, Proc. of 4th symposium on the urban environment, AMS, pp. 94-95.
- 小林定教・黒谷靖雄(1994): 夏期の屋上面対流熱伝達率に関する研究, 日本建築学会計画系論文集, **465**, pp. 11-17.
- 小林定教・森川和祥(2000): 屋上面の下向き熱流における対流熱伝達率に関する実験的研究, 日本建築学会計画系論文集, **536**, pp. 21-27.
- Kondo, J., Ishida, S. (1997): Sensible heat flux from the earth's surface under natural convective conditions, J. Atmos. Sci., **54**, 498-509.
- 近藤裕昭・劉 発華(1998): 1次元都市キャノピーモデルによる都市の熱環境に関する研究, 大気環境学会誌, **33**(3), pp. 179-192.
- Kusaka, H., Kondo, H., Kikegawa, Y. and Kimura, F. (2001): A Simple Single-Layer Urban Canopy Model For Atmospheric Models: Comparison With Multi-Layer And Slab Models, Boundary-Layer Meteorol., **101**, pp. 329-358.
- Loveday, D.L. and Taki, A.H. (1996a): Convective heat transfer coefficients at a plane surface on a full-scale building façade, Int. J. Heat Mass Transfer, **39**, pp. 1729-1742.
- Loveday, D.L. and Taki, A.H. (1996b): Convective heat transfer coefficients at a plane surface on a full-scale building façade, Int. J. Heat Mass Transfer, **39**, pp. 1729-1742.
- Masson, V. (2000): A Physically-Based Scheme For The Urban Energy Budget In Atmospheric Models, Boundary-Layer Meteorol., **94**, pp. 357-397.
- McAdams, W.H. (1954): Heat Transmission 3rd Ed., pp. 249, McGraw Hill.
- Meinders, E.R., Van Der Meer, T.H., and Hanjalic, K. (1998): Local convective heat transfer from an array of wall-mounted cubes, Int. J. Heat Mass Transfer, **41**, 335-346.
- 成田健一・関根 毅・徳岡利一(1986a): 地域蒸発量に及ぼすスケール効果に関する風洞実験, 日本建築学会中国支部研究報告集, **13**, pp. 289-292.
- 成田健一・関根毅・徳岡利一(1986b): 市街地の蒸発量に及ぼす建物周辺気流の影響に関する実験的研究, 日本建築学会計画系論文集, **361**, pp. 10-20.
- 成田健一・関根 毅・徳岡利一(1986c): 市街地の蒸発量に及ぼす建物周辺気流の影響に関する実験的研究(続報), 日本建築学会計画系論文集, **366**, pp. 1-10.
- 成田健一・関根 毅・野々村喜民(1991): 市街地における建物外表面伝達率に関する実験的研究 その6 単体建物模型の面内伝達率分布と群模型の面平均伝達率について, 日本建築学会学術講演梗概集, pp. 977-978.
- 成田健一・野々村喜民・小笠 顕(1997): 自然風下における窓面对流物質伝達率の実測 都市域における建物外表面対流熱伝達率に関する実験的研究(その1), 日本建築学会計画系論文集, **491**, p. 49-56.
- 成田健一・野々村喜民・小笠 顕(2000a): 都市表面における対流物質物質伝達率に関する風洞実験 都市域における建物外表面対流熱伝達率に関する実験的研究(その2), 日本建築学会計画系論文集, **527**, p. 69-76.
- 成田健一・澤地孝男・瀬戸裕直(2000b): 建物外表面における対流物質伝達率に関する実大風洞実験, 日本建築学会学術講演梗概集, pp. 1151-1152.
- Nicol, K(1977): The energy balance of an exterior window surface Inuvik, Building Environment, **12**, pp. 215-219.
- 日本機械学会(1986): 伝熱工学資料 改訂第4版, pp. 44-49, 68-70 丸善.
- Oke, T.R. (1987): Boundary Layer Climates 2nd edition, pp. 266-268, London ; New York : Methuen.
- 大塚順基・中村泰人(1999): 風洞実験による建物群模型の対流熱伝達率の特性把握, 日本建築学会計画系論文集, **520**, pp. 83-90.

- 佐藤 鑑・後藤 滋・関根 孝・関根 毅・他7名 (1972a): 環境工学における市街地風の変動とその影響に関する研究 - 7 (自然風による建築外表面对流熱伝達率に関する研究 - その1), 日本建築学会論文集, **191**, pp. 27-36.
- 佐藤 鑑・後藤 滋・関根 孝・関根 毅・他7名 (1972b): 環境工学における市街地風の変動とその影響に関する研究 - 8 (自然風による建築外表面对流熱伝達率に関する研究 - その2), 日本建築学会論文集, **191**, pp. 37-43.
- Sharples, S. (1984): Full-scale measurements of convective energy losses from exterior building surfaces, *Building Environment*, **19**, pp. 31-39.
- Sparrow, E.M., Nelson, J.S. and Tao, W.Q. (1982): Effect of leeward orientation, adiabatic framing surfaces, and eaves on solar-collector-related heat transfer coefficients, *Solar Energy*, **29**, pp. 33-41.
- Swaid, H. (1993): The role of radiative-convective interaction in creating the microclimate of urban street canyons, *Boundary-Layer Meteorol.*, **64**, pp. 231-259.
- Taki, A.H. and Loveday, D.L. (1996): Surface convective coefficients for building facades with vertical mullion-type protrusions, *Proc. Instn Mech Engrs*, **210**, pp. 165-176.
- 浦野良美・渡辺俊行 (1983): 水平屋根スラブの外表面顕熱収支測定と伝熱応答解析, 日本建築学会計画系論文集, **325**, pp. 93-103.
- Yazdanjan, M. and Klems, J.H. (1994): Measurement of the exterior convective film coefficient for windows in low-rise buildings, *ASHRAE Trans.*, **100**(1), pp. 1087-1096.
- 吉田篤正 (1989): 都市キャニオンにおける伝熱特性に関する研究, 第26回日本伝熱シンポジウム講演論文集, pp. 103-104.  
(受付: 2003年12月23日, 受理: 2004年2月21日)