

非一様地表面加熱場での 点計測乱流量に基づく領域熱収支

THE IMPACT OF THE SURFACE HETEROGENEITY
ON THE ENERGY IMBALANCE PROBLEM USING LES

稲垣厚至¹・神田学²・マルコス・オリバー・レッツエル³
・ジークフリート・ラッシュ³

Atsushi Inagaki, Manabu Kanda, Marcus Oliver Letzel and Siegfried Raasch

¹ 学生員 東京工業大学 理工学研究科土木工学専攻 (〒152-8552 目黒区大岡山2-12-1)

² 正会員 工博 東京工業大学 理工学研究科国際開発工学専攻 (〒152-8552 目黒区大岡山2-12-1)

³ ドイツ ハノーバー大学 気象気候学科

Heterogeneous surface conditions modify the flow structure of the convective boundary layer (CBL). We investigated this impact focusing on the spatial representativeness of eddy-covariance (EC) point observations. The typical daytime boundary layer was simulated using large eddy simulation (LES), where horizontal heterogeneity was imposed on the ground surface heating as one-dimensional sinusoidal variation. The effect of variation of the wavelength and amplitude on the vertical heat transport was examined.

The surface budget based on the point EC method is examined excluding the net vertical heat transport due to the mesoscale circulations invoked by surface heterogeneity. The mesoscale circulation is represented using a phase average. The result found that our simulated EC point measurements still underestimate this energy budget. However, this deficit gets close to zero when the surface heterogeneity is strong. This underestimate can be strongly attributed to the turbulent organized structure (TOS) developed parallel to the mesoscale circulation.

Key Words : imbalance problem, heterogeneous surface, Large Eddy Simulation model
eddy covariance method

1. はじめに

フラックス観測は大気中における熱・水蒸気・CO₂あるいは物質等の収支を定量的に把握するために不可欠である。現在主力とされる観測手法の中で、点計測に基づく渦相関法が世界各地での定点観測において用いられているが、近年における多くの観測事例により、点計測フラックスが領域収支を過小評価している可能性が指摘されている(エネルギーインバランス問題)。

この問題に対しKanda et al.¹⁾、神田ら²⁾は観測における不確定要素を完全に取り除いた水平一様な領域においても点計測渦相関法が領域熱収支を過小評価することを理論的、数値解析的に示した。

ところで実際の地表面は多少なり常に非一様性を有している。例えば雲の切れ間からの日射や、畑等の区画単位で地表面条件が変化するような場では不均一な地表面加熱が行われ、これが局地循環の発達の引き金になるなど大気境界層内の流れに大きな

影響を与えうる。さらにLee and Black³⁾は地表面の非一様性がインバランスの一因であることも指摘している。これらを踏まえた上でも、先の研究において示された点計測値の理論的過小評価が、非一様な地表面条件下においても同様に起こりえるのか明らかでない。

そこで本研究におけるLESを用いた数値解析により、点計測値に基づく領域熱収支を地表面加熱が水平方向に一様でない領域で評価した。一様地表面加熱場との決定的な違いは地表面条件に依存する場に固定された局地循環の有無であり、これのもたらす正味の鉛直熱輸送を点計測で評価することは困難である。そこで領域熱収支から局地循環のもたらす熱輸送効果を除き、その残差に対して点計測渦相関法での測定値を評価した。

本研究では、地表面加熱に対して次元方向のみに正弦関数変化する単純な水平非一様性を与える。これにより局地循環のもたらす鉛直熱輸送は位相平均で表現することができる。

2. 理論的背景

Kanda et al.¹⁾は時間平均と空間平均から算出される2種類の乱流フラックスを比較することで点計測の空間代表性を評価し、その系統的過小評価を説明した。これらの平均化手法に加え本研究では位相平均を用いた。これは水平非一様性が位相変化するような場合に用いられる(例えばHadfield et al.⁴⁾)。この操作により局地循環がもたらす熱輸送の定量的評価ができるようになり、非一様な地表面条件に対して適切なインバランスの定義が可能となった。

(1) 時間平均及び位相平均操作

顕熱フラックス F (K m s^{-1}) は温度 T (K) と鉛直風速 w (m s^{-1}) によって表される。

$$F = wT \quad (1)$$

ここで w と T を時間平均、位相平均により平均成分と乱れ成分に分解する。

$$w = \bar{w} + w'_t, \quad T = \bar{T} + T'_t \quad (2a)$$

$$w = [w]_p + w'_p, \quad T = [T]_p + T'_p \quad (2b)$$

ここで $(\bar{\quad})$ は時間平均、 $([\quad]_p)$ は位相平均操作を示す。 $(\quad)'$ は変動成分を示し、 $(\quad)_t$ と $(\quad)_p$ はそれぞれ時間変動と位相変動を区別する。

式(2a)、(2b)を式(1)に代入し、それぞれ時間平均、位相平均を施すことで次の式が導かれる。

$$\bar{F} = \bar{w}\bar{T} + \overline{w'_t T'_t} \quad (3a)$$

$$[F]_p = [w]_p [T]_p + [w'_p T'_p]_p \quad (3b)$$

ここで $\bar{w}'_t = \bar{T}'_t = [w'_p]_p = [T'_p]_p = 0$ の関係が使われた。式(3a)右辺第2項が点計測での渦相関法から算定されるフラックスである。

式(3a)、(3b)に領域平均と時間平均をかけることで、領域水平断面における時空間的な正味の鉛直熱輸送量が導かれる。

$$[\bar{F}] = [\bar{w}\bar{T}] + [\overline{w'_t T'_t}] \quad (4a)$$

$$[\bar{F}] = [\overline{[w]_p [T]_p}] + [\overline{[w'_p T'_p]_p}] \quad (4b)$$

ここで $([\quad])$ は領域水平断面平均操作を示す。式(4a)が示すように、渦相関法による測定値と領域熱収支を充たす熱輸送量は厳密に一致せず、それは式(4a)右辺第1項に現れる時間平均鉛直熱輸送量のためである。この項は正の相関項であり、点計測渦相関法の物理的過小評価として説明された(Kanda et al.¹⁾)。

(2) 局地循環による鉛直熱輸送

不均一な地表面加熱により発達する局地循環は加熱形状と同様の空間変化をすると考えられる。そのため本研究では局地循環は位相平均により表現され、循環流がもたらす鉛直熱輸送は式(3b)右辺第1項で定義される。この項の時間・領域平均 $[\overline{[w]_p [T]_p}]$ を局地循環による正味の鉛直熱輸送と定義する。なお一様加熱場では $[w]_p \rightarrow [w] = 0$ となり、局地循環による熱輸送は無い。 $[w] = 0$ は計算条件による。

(3) インバランス

局地循環による熱輸送過程は主に時間平均移流項に含まれるため、点計測渦相関法からは除かれる。しかし局地循環の強さは地表面条件に依存するため、本研究のようなパラメータ解析においてこれをインバランスとすることに大きな意味は無い。そこで本研究では点計測を評価する際に水平断面熱収支から局地循環による熱輸送を除くこととした。

インバランスを各位相において、渦相関法による測定値と、位相平均フラックス $([F]_p)$ から局地循環による熱輸送(式3b右辺第1項の時間平均)を差し引いた値との差として定義する(式5)。

$$I_p = \overline{w'_t T'_t} - ([F]_p - \overline{[w]_p [T]_p}) \quad (5)$$

式(5)右辺第1項は渦相関法での算定値である。一様領域では、右辺第2項は領域平均値、第3項はゼロとなりKanda et al.¹⁾の定義と厳密に一致する。

式(5)を領域平均し、領域平均フラックス $([\bar{F}])$ について解くと次の式が得られる。

$$[\bar{F}] = [\overline{w'_t T'_t}] + [\overline{[w]_p [T]_p}] + (-[I_p]) \quad (6)$$

全鉛直熱輸送は、渦相関法で定義される乱流相関項、局地循環による熱輸送、そして残差であるインバランスの総和となる。この式(6)からはインバランスが負となることは自明でないので、後の数値解析により評価する。

また式(4a)と(6)から次の関係が導かれる。

$$[\bar{wT}] = [\overline{[w]_p [T]_p}] + (-[I_p]) \quad (7)$$

式(7)が示すように、時間平均鉛直熱輸送 $([\bar{wT}])$ はインバランスと局地循環による熱輸送の和である。

3. 数値解析概要

PALM (PARallelized Large eddy simulation Model, Raasch and Schröter³⁾) はLESを並列計算で解くようにコーディングされたモデルである。水平方向には周期境界を用い、地表0m ($nz=0$) から50m ($nz=1$) にはモニン・オブコフ則を適用している。日中の大気境界層とみなした直方体型三次元領域に、

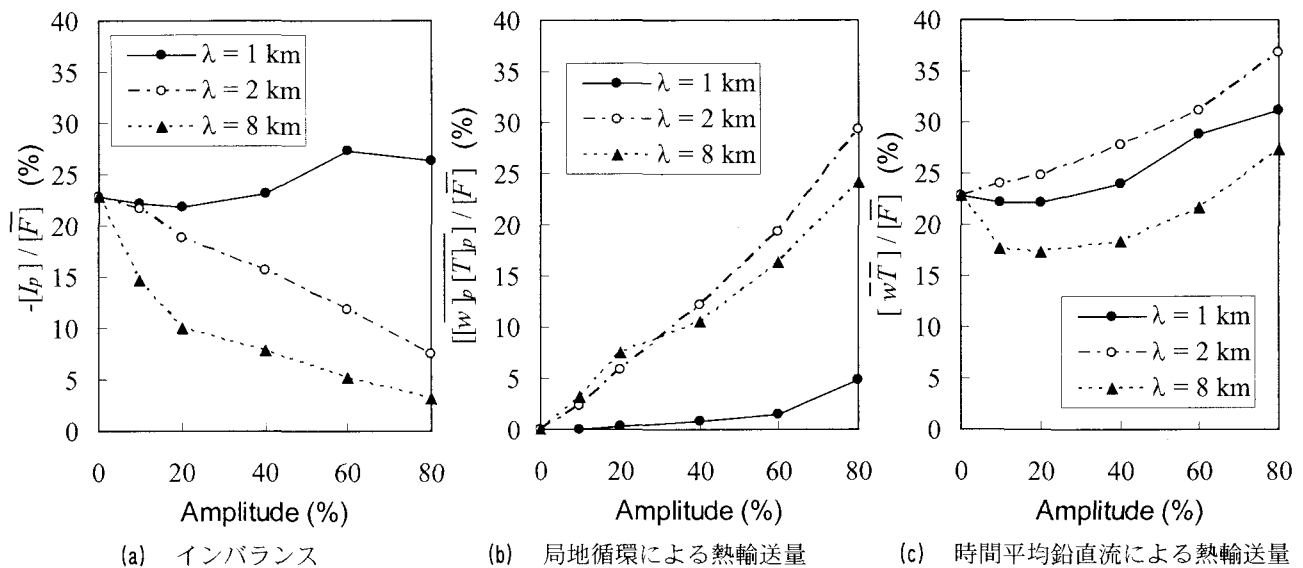


図-1 地表面加熱振幅に対する領域平均鉛直熱輸送量 (高度100m, 1時間平均, 16km x 16km 領域平均)

初期条件として典型的な日中の温位勾配 (高度0～1200 m: 0.8 K m s⁻¹, 1200m～: 7.2 K m s⁻¹) を与えた。起伏の無い地表面から、水平1次元方向 (x 方向) に正弦関数変化する顕熱フラックス (式1) を与えた。なお y 方向には一様となっている。

$$F_{gv}(x) = F_g + F_g A \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} x\right) \quad (8)$$

ここで地表面顕熱フラックス F_{gv} (K m s⁻¹) とその領域平均値 F_g (K m s⁻¹)、加熱振幅 A (%), 加熱波長 λ (m) とする。本研究での全計算例において F_g の値は一定とし (0.1 K m s⁻¹)、各計算例において加熱振幅、加熱波長を変化させた (表1)。含まれるSGSフラックスの寄与は全熱輸送の4.8%～5.5%程度である。検討対象に応じて水平方向に一様な一般風のある計算を行った。

格子幅50m、計算領域16km×16km×2.8km、積分時間間隔0.4secとした。本研究は対流混合層内にある高度100mの水平断面を解析対象とし、平均化時間は1時間、断面平均化領域は計算領域と等しくする。

表-1 各種計算パラメータ

Case	加熱波長 λ (km)	加熱振幅 A (%)	$[F]$ (K m s ⁻¹)	z_i (m)
case-1	0	0	0.0913	1416
case-2	1	20	0.0913	1420
case-3	1	40	0.0912	1420
case-4	1	80	0.0912	1423
case-5	2	20	0.0912	1430
case-6	2	40	0.0911	1445
case-7	2	80	0.0908	1466
case-8	8	20	0.0912	1418
case-9	8	40	0.0913	1430
case-10	8	80	0.0906	1473

4. 解析結果

図1に領域平均されたインバランス ($-[I_p]$)、局地循環による正味の鉛直熱輸送量 ($[w_p][T_p]$)、さらに時間平均流による熱輸送量 ($[wT]$) を示す。これらの値は全て領域断面平均顕熱フラックス ($[F]$) に対する割合 (%) として表示されている。

(1) 非一様加熱場でのインバランス

まず図1aに注目すると、本研究における全ての計算例において、インバランスの領域平均値は常に負となること示された ($-[I_p]$ は正)。これは、点計測の値に局地循環による熱輸送分を加味しても、依然として領域熱収支を過小評価することを意味している。この原因について考える。

まず式 (7) が示すように、インバランスは時間平均鉛直流がもたらす熱輸送量と、局地循環による熱輸送量の差とすることができる。このうち時間平均流による鉛直熱輸送は、図2に示されるような水平断面全体に渡って組織構造化する平均鉛直流によって行われる。一方、局地循環による正味の鉛直熱輸送は図3に示されるような位相平均鉛直流構造が担っている。つまり、これら時間平均と位相平均の鉛直構造の違いがインバランスを生み出すと考えることができる。

図2の時間平均鉛直流構造には $x=2$ km 付近に発達した局地循環による上昇流構造の他に、循環流に対して平行方向 (x 方向) に発達する上昇流構造が確認できる。本解析の地表面条件は y 方向に対しては一様であるにも関わらず、鉛直対流の組織化によって、鉛直流の水平分布は y 方向へも空間変化を持つようになる。このような組織構造がもたらす熱輸送は位相平均で定義される局地循環には含まれず、

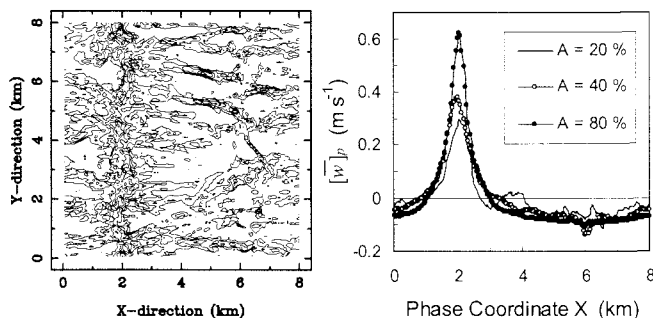
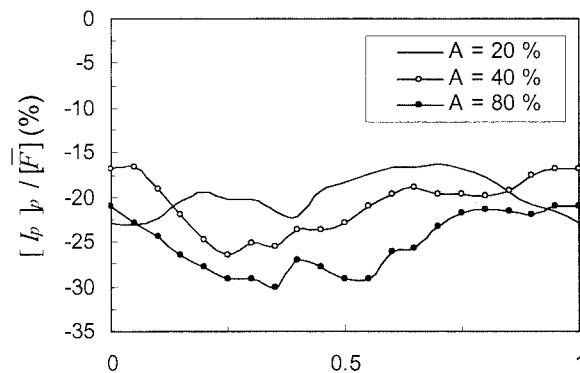


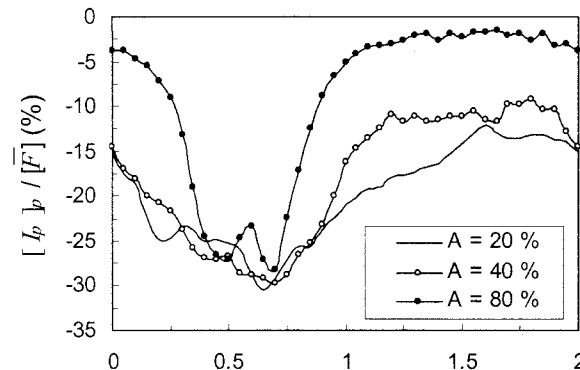
図-2 1時間平均鉛直風速分布
(上昇流域, λ :8km, A:40%)

図-3 位相平均鉛直風速
(λ :8km)



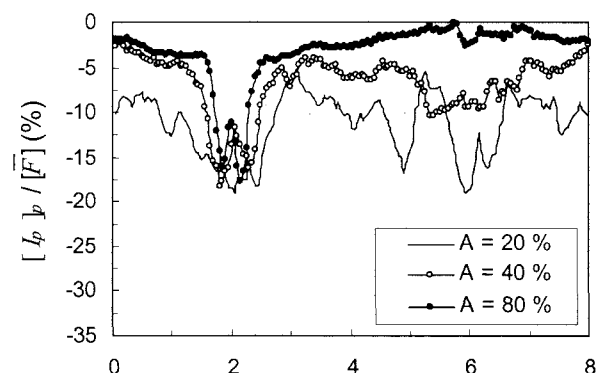
Phase Coordinate X (km)

(a) 加熱波長 λ : 1 km



Phase Coordinate X (km)

(b) 加熱波長 λ : 2 km



Phase Coordinate X (km)

(c) 加熱波長 λ : 8 km

図-4 位相平均インバランス

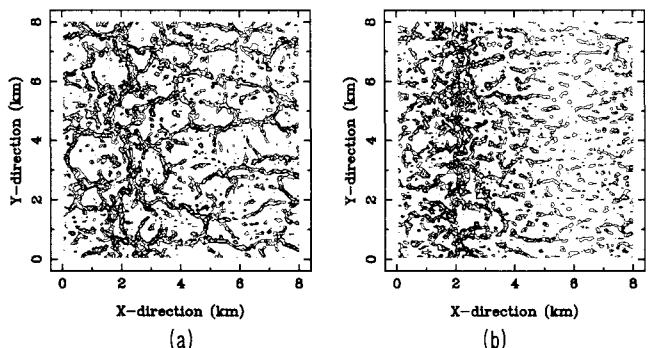


図-5 瞬間鉛直風速分布 (上昇流域, 高度100m, 8km×8km)
(a) λ :8km, A:40%, (b) λ :8km, A:80%

インバランスとしての鉛直熱輸送を担うことになる。

(2) 加熱振幅、加熱波長のインバランスへの影響

図1は加熱振幅を20%~80%、加熱波長を1km~8kmとしたときの各鉛直熱輸送過程への影響を示している。大きな加熱振幅は強い局地循環を作り出すためそれによる熱輸送も大きくなるが(図1b)、インバランスに関しては減少する傾向が見られる(図1a)。加熱波長1kmの例に関しては上記にあてはまらないが、これに関しては後に述べる。

まず加熱波長2km、8kmの例を詳細に検討するため、インバランスの位相平均値に着目する(図4b, c)。図4からも強い加熱振幅によるインバランスの減少が確認できるが、特に地表面熱供給が小さい部分(図4b: $x=1.5$ km付近、図4c: $x=6$ km付近)におけるインバランスの減少率が大きく、熱供給の大きい部分(図4b: $x=0.5$ km付近、図4c: $x=2$ km付近)では加熱振幅の変化に対してそれほど大きな違いを示さない。これについて以下検討する。

図5は瞬間鉛直風速分布を示しており、a、bは加熱振幅が異なる。先に述べたようにインバランスを生み出すのは局地循環に含まれない鉛直流構造であるが、それは図5aにおいて、局地循環の下降流域($x=6$ km付近)で組織化している上昇流として見られる。そして図5aと5bを比較すると、この構造は強い加熱振幅により大きく減衰することが分かる(図5b)。強い加熱振幅は水平方向に強い圧力勾配を生み出し、ランダムに生じる鉛直流の組織構造を局地循環流に取り込む。この作用により局地循環以外の、インバ

ランスをもたらすような鉛直流組織構造は弱められる。加熱の強い部分($x=2$ km付近)では依然として強い上昇流が存在し、その鉛直流構造は y 方向へ大きな空間変化を持つため、インバランスは加熱振幅によらず比較的大きな値を持つ事になる。

また別の理由として、強い加熱振幅により作り出される強い水平圧力勾配が、局地循環の水平方向移流速度を速める。そのため時間平均を行うことでの時間平均構造はより薄らぐことになる。一方収束域となる強い加熱を与えるような部分では水平方向の移流速度はそれほどの変化がおきないため、時間平均後も依然として強い上昇流構造を持つことになる。

加熱波長が1kmのとき、高度100mでは地表面形状

に沿った局地循環が発達しておらず、全領域に渡ってランダムな、一様加熱同様の乱流組織構造が発達する(図6)。つまり局地循環による熱輸送はほとんど行われなくなり、時間平均鉛直流による熱輸送量はほぼ全てインバランスとして表れてくる。そのため位相全体で、一様場と同程度の比較的大きなインバランスを示すことになる(図4a)。

(3) 局地循環による正味の熱輸送量

図1bより、加熱波長が2kmより大きいときは加熱振幅の増加に伴い局地循環がもたらす熱輸送量は大きな値を示す。加熱波長が1kmの時は強い加熱振幅によっても正味の熱輸送はほとんどされない。この原因は図5、図6の鉛直風速分布を比較すると明らかであり、波長2km以上では地表面加熱形状に応じた局地循環が発達しており、大きな加熱振幅によって循環が強められ、大きな熱輸送をもたらした。波長1km以下では、対流混合層内である高度100mにおいて、地表面加熱形状に応じた循環構造が発達せず一様加熱と同様の鉛直風構造を持つため(図6b)、局地循環としての輸送はほとんど行われない。

循環の発達する最小スケールは境界層の高さで決まっており、それは約 $1.5 z_i$ であると言われている(Shen and Leclerc⁶⁾)。各解析における境界層高度

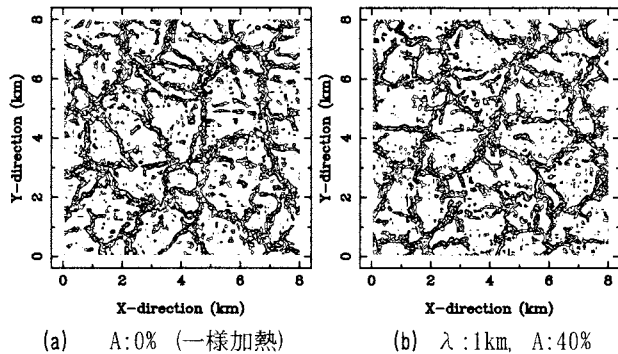


図-6 瞬間鉛直風速分布 (上昇流域、高度100m)

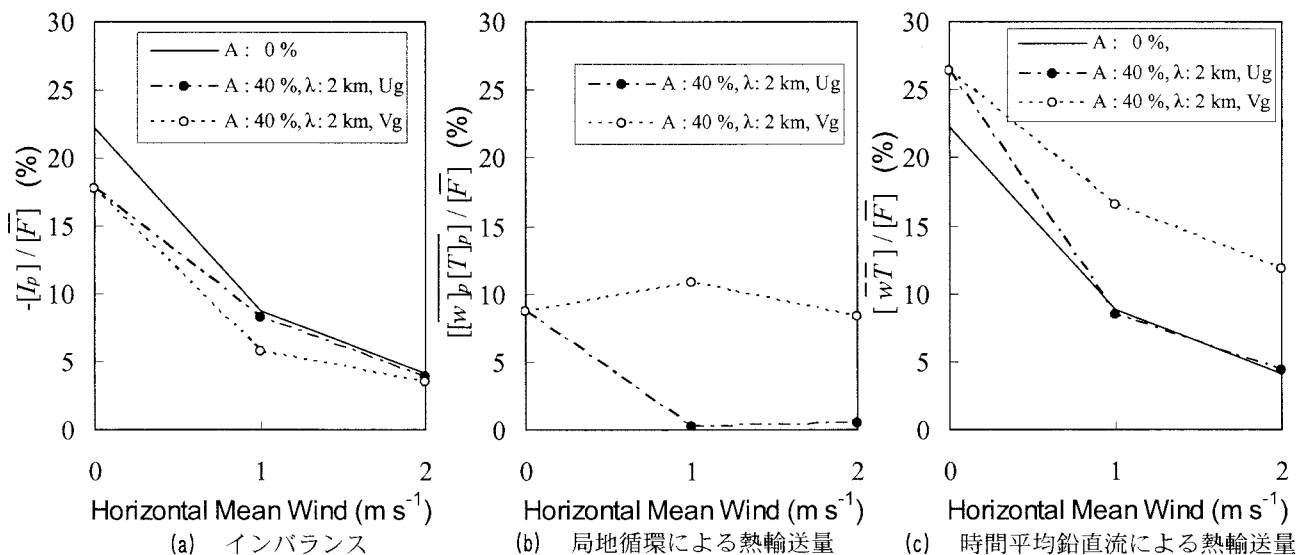


図-7 領域平均鉛直熱輸送量 (U_g : 局地循環に対して平行, V_g : 局地循環に対して垂直)

z_i の値は表1に示されており、これから局地循環の最小スケール約2kmが求まる。つまり加熱波長1kmでは加熱振幅を大きくしても局地循環は発達しない。

波長2kmと8kmについて比較すると、振幅が40%以上では波長2kmの方が大きな熱輸送を行う結果が示された。これについて考察する。

自然対流組織構造の水平スケールは境界層高度で決定する。これは図6aで示されるように本解析においては約2kmである。つまり地表面加熱波長2kmは他の水平スケールに比べ、最も効率良くその鉛直流構造を強めることができる。このために波長2kmでの熱輸送量が波長8kmでの値を上回ったと考えられる。

(4) 時間平均流による正味の熱輸送量

時間平均鉛直熱輸送量(図1c)は加熱振幅の増加に対し、波長が2kmのときは単調増加するが、波長8kmでは弱い加熱波長(20%)で極小値を示している。

非一様加熱が作る水平圧力勾配はインバランスを生む鉛直流構造の組織化を妨げるが、加熱波長2kmは自然対流の水平スケールに近いので、鉛直流構造を弱める働きは小さい(図1a)。波長8kmでは弱い加熱振幅でも効率よく対流の組織化を妨げる。そのため振幅が小さく局地循環の熱輸送量が少ない場合、インバランスの減少分が局地循環の熱輸送を上回り、図1cのような下限値を示したと考えられる。

この現象について稲垣⁸⁾は時間平均鉛直風速 $\overline{w}$ と温度 $\overline{T}$ の相関を用いて説明している。

(5) 水平一般風の及ぼす効果

実際の観測場では常に水平一般風が存在し、それがインバランスを大きく改善することが知られている。この現象を非一様加熱領域で検証する。計算条件として、一般風が地表面変化に対し水平(x 方向: U_g)と垂直(y 方向: V_g)に流れる2通りの計算を行った。各解析パラメータを表2に示す。

表-2 解析パラメータ（水平一般風有り）

Case	λ (km)	A (%)	U_g (m s^{-1})	V_g (m s^{-1})	$[\bar{F}]$ (K m s^{-1})
case-11	0	0	1	0	0.0910
case-12	0	0	2	0	0.0912
case-13	2	40	1	0	0.0912
case-14	2	40	2	0	0.0914
case-15	2	40	0	1	0.0910
case-16	2	40	0	2	0.0911
case-17	2	80	2	0	0.0913
case-18	2	80	0	2	0.0909
case-19	8	80	2	0	0.0912
case-20	8	80	0	2	0.0909

結果は図7aが示すように一般風の存在によるインバランスの減少が示された。また、水平一般風が存在する場合においても、一樣場 ($A=0\%$) に比べ場の不均一性 ($A=40\%$) によるインバランスの減少が示された。インバランスの位相平均値を見ると(図8a, b)、一般風によりインバランスの値は減少するものの、加熱の弱い位置でインバランスがゼロに近づくなど、一般風が無いケースとほぼ同様の傾向を示している。

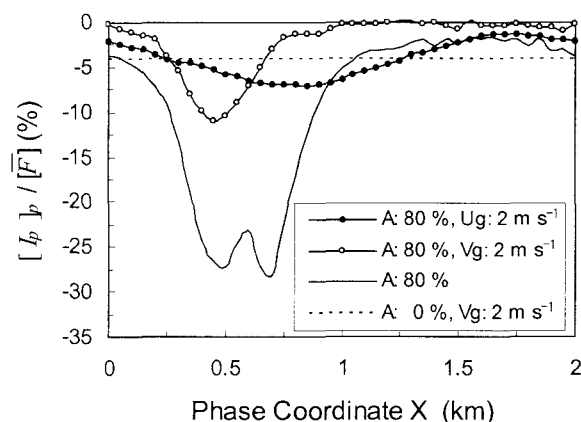
局地循環の熱輸送は、2通りの風向に関して明らかな違いが見受けられる(図7b)。局地循環流に対して平行に水平一般風が吹くとき(U_g)は循環の上下降流域が良く混ざるため熱輸送も激減するが、垂直方向(V_g)では依然として循環流の構造が残るため水平風が無い場合とほぼ変わらない熱輸送量を担う。

5. 結論

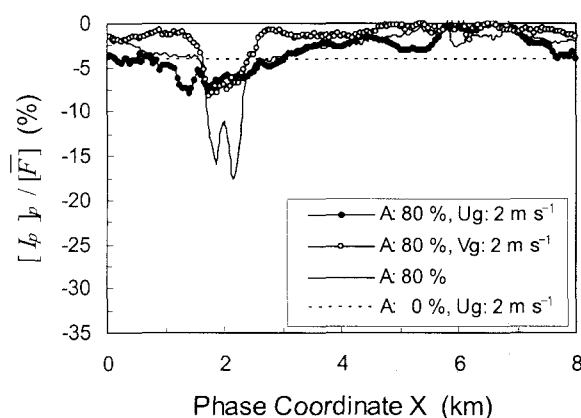
水平非一様に地表面加熱される領域において、時間平均流、局地循環、インバランスによる鉛直熱輸送過程を評価した。その結果、インバランスは常に負の偏差を持つことが示された。また、強い非一様性、つまり強い局地循環が発達する程にインバランスが減少することが示された。

本研究は局地循環の熱輸送をインバランスの原因からは除外したが、これによる熱輸送量も点計測では捉えられない以上、依然としてインバランスの一因と言える。しかし本研究で示したインバランスとは性質の全く異なるものである。地表面加熱の不均一性がもたらす局地循環は、地表面状態に対応するため、その熱輸送量の把握は航空機観測などにより理論的には可能である(例えばDesjardins⁷⁾)。しかし本研究でインバランスと定義したものは空間的にランダムに発達する乱流組織構造がもたらすものであり、これを捉えることはより困難と考えられる。その意味で更なる観測、数値解析双方からのアプローチが依然として必要な問題であると言える。

謝辞：本研究は科学技術振興機構の戦略的創造研究推進事業（代表研究者：神田学）の財政的支援を受けた。ここに謝意を表します。



(a) 加熱波長 λ : 2 km, 加熱振幅 A : 80 %



(b) 加熱波長 λ : 8 km, 加熱振幅 A : 80 %

図-8 位相平均インバランス（水平一般風有り）

参考文献

- 1) Kanda, M., Inagaki, A., Letzel, M.O., Raasch, S., Watanabe, T.; 'Les Study of the Energy Imbalance Problem with Eddy Covariance Fluxes', *Boundary-Layer Meteorol.*, **110**, 381-404, 2004
- 2) 神田学, 稲垣厚至, マルコスオリバ・レーツェル, ジークフリート・ラッシュ; 点計測乱流量の空間代表性に関する理論的検討, 水工学論文集, 第46巻, 2002
- 3) Lee, X. and T. A. Black; 'Atmospheric Turbulence within and above a Douglas-Fir Stand. Part2: Eddy Fluxes of Sensible Heat and Water Vapour', *Boundary-Layer Meteorol.*, **64**, 369-389, 1993
- 4) Hadfield, M.G., Cotton, W.R., Pielke, R.A.; 'Large-Eddy Simulations of Thermally Forced Circulations in the Convective Boundary Layer. Part1: A Small-Scale Circulation with Zero Wind', *Boundary-Layer Meteorol.*, **57**, 79-114, 1991
- 5) Raasch, S. and Schröter, M.; 'PALM--- A large-eddy simulation model performing on massively parallel computers', *Meteorol. Z.*, **10**, 363-372, 2001
- 6) Shen, S. and M.S. Leclerc; 'How Large Must Surface Inhomogeneities be Before They Influence the Convective Boundary Layer Structure? A Case Study', *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **121**, 1209-1228, 1995
- 7) Desjardins, R.L. and Coauthors; 'Scaling up flux measurements for the boreal forest using aircraft-tower combinations', *J. Geophys. Res.*, **102**, 29125-29133, 1997
- 8) 稲垣厚至, 神田学, マルコスオリバ・レーツェル, ジークフリート・ラッシュ; 非一様加熱場に生じるエネルギーインバランス, 水工学論文集, 第47巻, 2003

(2004. 9. 30 受付)