

平成 19 年度 修士論文

モンゴル半乾燥地における
夜間地表面フラックスの特性

筑波大学修士課程教育研究科

教科教育専攻理科教育コース

200620122

阪口かなえ

2008 年 1 月

目次

Abstract	・ ・ ・ ・ ・ ii
表目次	・ ・ ・ ・ ・ iii
図目次	・ ・ ・ ・ ・ iv
1. はじめに	
1-1 研究背景	・ ・ ・ ・ ・ 1
1-2 研究目的	・ ・ ・ ・ ・ 2
2. 研究方法	
2-1 研究対象地域	・ ・ ・ ・ ・ 5
2-2 観測方法	・ ・ ・ ・ ・ 6
2-3 データ処理	・ ・ ・ ・ ・ 6
3. 結果および考察	
3-1 地表面フラックスの時系列変化特性	・ ・ ・ ・ ・ 3 3
3-2 安定度修正関数	・ ・ ・ ・ ・ 3 4
3-3 時系列変化による地表面フラックスの推定	・ ・ ・ 3 7
4. まとめ	6 8
謝辞	6 9
参考文献	7 0
付録 1	7 2
付録 2（追加研究）	I

Characteristics of the Nocturnal Surface Fluxes in Semi-arid Area, Mongolia.

Kanae SAKAGUCHI

Abstract

At night, the ground surface temperature is usually lower than the air temperature because there is no radiation heating by the sun, and thus atmosphere becomes stable. As a result, the vertical mixing of evaporated water vapor, heat transfer and pollutant emission tend to be suppressed at night. If pollutant substances exhaust into the air near the ground through day and night, these are deposited on the ground surface at night. However, we do not have perfect understanding about the nocturnal boundary layer which is in stable condition. It is an object of this research to make clear the characteristics of the nocturnal surface fluxes. The data were measured by the automatic observation station in Mongolian steppe area. The wind velocity components, virtual temperature, water vapor content were measured at high frequency. These data were used for calculating surface fluxes by applying eddy correlation methods and their quality was first tested by a stationary test. Friction velocity and virtual sensible heat fluxes which were estimated from profile equation with the new stability functions (Cheng and Brutsaert, 2005) were compared with those by eddy correlation method. It was found that only high quality data that satisfy the stationarity requirement showed a good agreement. The high quality data were only 32 % of the tested night data. The virtual sensible heat fluxes and latent heat fluxes were estimated by time series variation with the high quality data. The fluctuation of estimated surface fluxes was found to correspond well to the variation of the fluxes which were calculated by eddy correlation method. Although the input data for estimation by time series variation included low quality data, there was a good agreement for estimated data and observed data if the initial data for estimation is stationary.

Keyword: nocturnal surface fluxes, stationarity, latent hear flux, energy balance,
time series variation

表目次

表 2-1	解析に用いた観測項目 (観測ステーションでの 30 分平均値)	・ ・ ・ ・ ・ 1 4
表 2-2	解析に用いた観測項目 (生データの項目および期間)	・ ・ ・ ・ ・ 1 5
表 2-3	対象期間における吹き上げ角の平均値および標準偏差	・ ・ ・ ・ ・ 1 6
表 2-4	定常性テストによる精度分類表	・ ・ ・ ・ ・ 1 7
表 3-1	選別基準①～④によるデータ数の変化	・ ・ ・ ・ ・ 4 3
表 3-2	夜間における定常性の時間変化	・ ・ ・ ・ ・ 4 4
表 3-3	本研究で使用した運動量粗度 z_{0m} および顕熱粗度 z_{0h}	・ ・ ・ ・ ・ 4 5
表 3-4	安定度修正関数 $\Psi_m(\zeta)$ から推定された摩擦速度 u_* と 観測値 u_* の統計的比較	・ ・ ・ ・ ・ 4 6
表 3-5	安定度修正関数 $\Psi_h(\zeta)$ から推定された仮顕熱フラックス H_v と 観測値 H_v の統計的比較	・ ・ ・ ・ ・ 4 7

図目次

図 1-1	対流圏の模式図	3
図 1-2	大気境界層の時間変化の模式図	4
図 2-1	モンゴル国と研究対象地域 (KBU)	18
図 2-2	観測ステーションの様子と観測機材	19
図 2-3	観測ステーションを上から見た模式図	20
図 2-4	観測ステーションから八方向の様子	21
図 2-5	1993～2003 年の IMH による KBU における年降水量と年平均気温	22
図 2-6	IMH による KBU における 10 年間 (1993～2003) の 月平均降水量と月平均気温	23
図 2-7	LAI (葉面積指数) の季節変化	24
図 2-8	大気中で観測している機器	25
図 2-9	地下に埋められた地中熱流板の配置図	26
図 2-10	地表面における放射エネルギーの関係図	27
図 2-11	地表面における放射エネルギーと熱エネルギーの関係	28
図 2-12	超音波風速温度計の主風向方向への座標変換と 吹き上げ角補正の概念図	29
図 2-13	Kotani and Sugita (2008) による長波放射の大気補正概念図	30
図 2-14	定常性テストの概念図	31
図 2-15	定常性の精度が異なる生データの例	32
図 3-1	2003/9/30 – 10/1 における地表面エネルギーの時間変化	48
図 3-2	2003/8/16 – 17 における地表面エネルギーの時間変化	49
図 3-3	2003/8/1 – 2 における地表面エネルギーの時間変化	50
図 3-4	2003/8/9 – 10 における地表面エネルギーの時間変化	51
図 3-5	KBU の観測値から求めた無次元高度 ζ と 安定度修正関数 Ψ_m の関係図	52
図 3-6	KBU の観測値から求めた無次元高度 ζ と 安定度修正関数 $\Psi_h(\zeta)$ - IRT の関係図	53
図 3-7	KBU の観測値から求めた無次元高度 ζ と 安定度修正関数 $\Psi_h(\zeta)$ - L_{surf} の関係図	54
図 3-8	摩擦速度 u_* の推定値と観測値の比較 1	55
図 3-9	仮頭熱フラックス H_v の推定値と観測値の比較 1	56

図 3-10	摩擦速度 u_* の推定値と観測値の比較 2	・ ・ ・ ・ ・	5 7
図 3-11	仮顕熱フラックス H_p の推定値と観測値の比較 2	・ ・ ・ ・ ・	5 8
図 3-12	乱流の特性が変化している様子の例	・ ・ ・ ・ ・	5 9
図 3-13	2003/9/30 – 10/1 における地表面フラックスの推定結果	・ ・ ・ ・ ・	6 0
図 3-14	2003/8/16 – 17 における地表面フラックスの推定結果	・ ・ ・ ・ ・	6 1
図 3-15	2003/8/1 – 2 における地表面フラックスの推定結果	・ ・ ・ ・ ・	6 2
図 3-16	2003/8/9 – 10 における地表面フラックスの推定結果	・ ・ ・ ・ ・	6 3
図 3-17	2003/9/30 – 10/1 における潜熱フラックスの推定値と観測値	・ ・ ・ ・	6 4
図 3-18	2003/8/16 – 17 における潜熱フラックスの推定値と観測値	・ ・ ・ ・	6 5
図 3-19	2003/8/1 – 2 における潜熱フラックスの推定値と観測値	・ ・ ・ ・	6 6
図 3-20	2003/8/9 – 10 における潜熱フラックスの推定値と観測値	・ ・ ・ ・	6 7

1. はじめに

1-1 研究背景

地球表面には大気が存在している。地表面から高度約 11km までを対流圏、その上を成層圏と呼んでいる (図 1-1)。対流圏において、地表面から高度 100~3000 m 程度までの大気は地表面の影響を強く受けており、一時間程度のタイムスケールで地表面の状態に対応した変化をする。地表面の影響および状態とは、摩擦抵抗や蒸発、蒸散、熱輸送、汚染物質の排出、地形等を意味する。この大気の下層にあたる部分を大気境界層と呼ぶ (Stull, 1988)。

昼間において、太陽による日射で温められた地表面では蒸発や熱輸送などの変化が起こり、その影響はある程度の高度まで及ぶ。その高度までを大気境界層という。この大気境界層の大気がよく混合された状態を混合層と呼ぶ。混合層の上に下層雲が生じることが多いため、混合層の高度は雲底高度と一致する場合がある。混合層については多くの研究がされており、地表面の状態と大気境界層の状態を結び付ける理論が確立されている。しかし、夜間は日射によって地表面が温められることがないので、蒸発や熱輸送などの相互作用が昼間に比べ抑制され、混合が起こらない。すると混合層のような明確な高度を決定することが難しい。このような大気境界層の状態を安定境界層と呼ぶ。混合層および安定境界層の状態を含む大気境界層の時間変化の模式図を図 1-2 に示す。

夜間に現れる安定境界層について、関心が寄せられている理由の一つに大気汚染が挙げられる。夜間に車などから排出されたガスは安定な境界層内に留まり、夜明けを迎えると混合層による鉛直方向への混合によって、昼間に排出されたガスとともに境界層の上に広がる自由大気へと吐き出される。さらに昼間の鉛直方向の混合は自由大気に吐き出された汚染物質を地表面付近へ運ぶ働きもする。そのため、地表面付近に運ばれた汚染物質は夜間に地表面へと沈着する (Nappo and Johansson, 1999)。さらに、夜間における排気ガスが境界層内に留まるため、夜間において地表面では汚染物質の濃度が高くなる。また、夜中だけ運転をする焼却炉や工場付近では、夜間に排出されたガスが地表面付近に留まるため、明け方、そのガスの影響で空気がどこことなく臭かったり、霞んでいたりするのも安定境界層の特徴である。

夜間の大気境界層における大気汚染を解決するためには、どれだけの汚染物質が地表面に沈着するのか、という疑問に突き当たる。しかしながら、夜間における大気境界層の振る舞いについて、基本的な蒸発や熱の輸送を始め、まだわからないことが多いというのが現状である。

一方で、Sugita and Brutsaert (1992) では、全日蒸発量を推定するも、観測値を平均で約 5% の過小評価をしていることを明らかにした。この過小評価は夜間蒸発量の切捨てに起因するものであると考えられる。これは、夜間における物質の輸送を示唆しており、5% の過小評価という誤差の範囲として考えられてきたが、近年の観測技術の向上により、精度の高い観測が可能となり、夜間における蒸発量の観測が注目されつつある。

夜間の境界層に注目した研究として、Mahrt (1985) では、明け方の航空機観測データから下向

きの熱輸送が最大になる高度を安定境界層の上部とし、安定境界層の厚さを 15 ～ 20 m であると予測した。Holtslag and De Bruin (1988) では、草原から高度 2 m のところに地表面を設定し、高度 20 ～ 80 m の観測値をプロファイル法に適応し算出した夜間のフラックス (輸送量) の値を、熱収支式から推定している。しかし、広範囲での推定を目的としており、地表面付近には適応できないとしている。Mahrt *et al.* (1998) は熱輸送が最大となるときの安定度の大きさを指標として夜間の安定境界層を、弱安定状態、移行状態、強安定状態の三つに分類している。そして安定状態の境界層では地表面から離れたところで乱流が起きており、地表面近くの安定な境界層においては、昼間について境界層の状態を説明してきた概念や理論が成り立たないとした (Mahrt, 1998)。Mahrt and Vickers (2002) では 60 m のタワー観測から夜間安定境界層の鉛直構造を明らかにしており、夜間の境界層では、安定な状態を三つに分類できることを確認している。

地表面フラックスの推定は、風速や温度勾配という要素を中心としてよく行われているが、地表面フラックスは、地表面における単位時間での物理量の輸送量であるので、時間の関数として表されても不思議ではない。時間の関数として地表面フラックスを推定するものとして、Brutsaert and Chen (1995, 1996) では、蒸発量と土壌水分量の関係を利用し、土壌水分量を日にちの関数とすることで蒸発量を日にちの関数とした。さらには、蒸発量と日射によるエネルギーの関係を利用し、日射によるエネルギーを時刻の関数とすることで蒸発量を時刻の関数とした。最終的には蒸発量を日にちと時刻の関数としたのである。しかしながら、地表面フラックスの推定において時間を利用した推定はあまり存在していない。

1-2 研究目的

夜間安定境界層が注目されつつある一方で、夜間の地表面付近のフラックスに注目した研究はほとんどなく、地表面フラックスを時間の関数として推定するものもほとんどないことは上述した。さらに、夜間において観測や推定が正しく行われるためには様々な仮定が満たされなければならない。北東アジアのモンゴルにおいて、RAISE (The Rangelands Atmosphere-hydrosphere-biosphere Interaction Study Experiment in North-eastern Asia ; 北東アジア植生変遷域の水循環と生物・大気圏の相互作用の解明) プロジェクトによって 2003 年より地圏、水圏、大気圏の観測および研究がなされてきた (Sugita *et al.*, 2007)。この RAISE プロジェクトによる成果は *Journal of Hydrology* の RAISE 特集号 (Volume 333, Issue 1, 2007) をはじめ、国際学術誌に掲載されており、モンゴル国のヘルレン (Kherlen) 川流域において観測や研究が活発に行われていると言える。

そこで本研究では、モンゴル半乾燥地における夜間地表面付近の輸送量 (=フラックス) に注目し、その特性を明らかにすることおよび時間変化を推定することを目的とする。

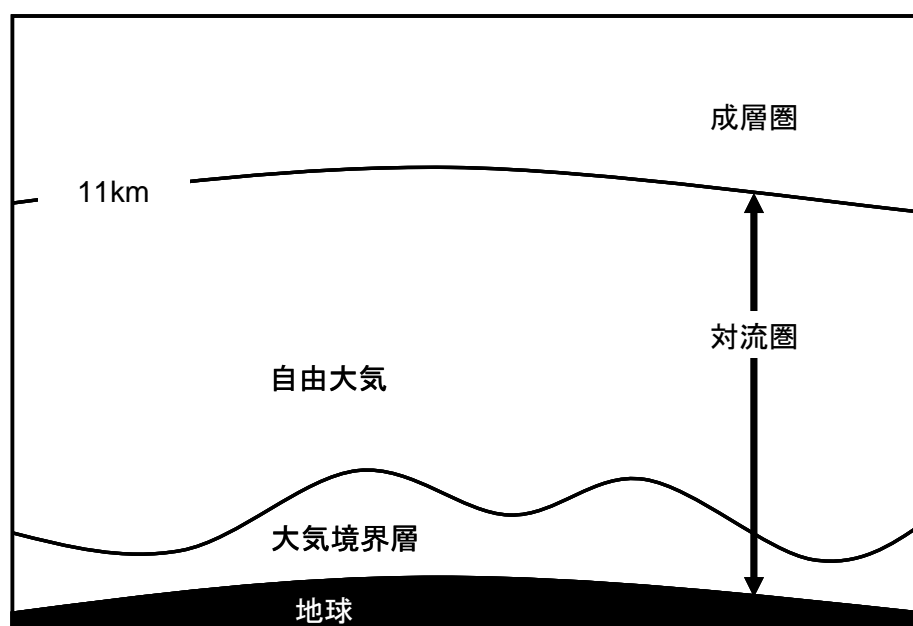


図 1-1 対流圏の模式図

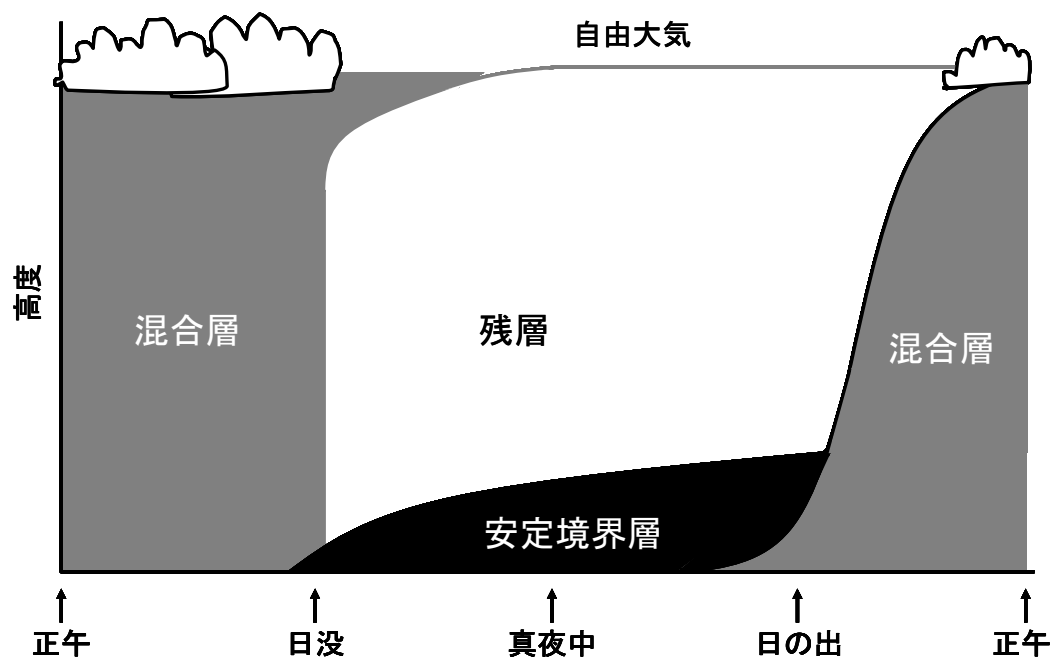


図 1-2 大気境界層の時間変化の模式図

2. 研究方法

2-1 研究対象地域

研究対象地域は、北東アジアのモンゴル国ヘンティ県のヘルレン川流域 Kherlenbayan-Ulaan (以下 KBU) の草原 (47° 12' 50.3" N, 108° 44' 14.4" E) である。モンゴルの首都であるウランバートルから南東へ約 250 km 離れたところに位置する(図 2-1)。この地域は標高約 1235 m , 年平均降水量は 181 mm (1993 ~ 2003 年) で乾燥している。

KBU の村から西へ約 500m 離れた草原内に観測ステーションが設置されている (図 2-2) 。観測ステーションの中央には観測記録ボックスがあり (図 2-3), 観測値を 30 分間の平均値として自動で記録しており, この観測は RAISE プロジェクトによって 2003 年より開始され, 現在も行われている (2008 年 1 月現在)。観測ステーションの様子および周辺の様子を図 2-4 に示すように, ステーション付近は水平数 km にわたって一様な広がりが続いている。

KBU は半乾燥域に分類され, RAISE プロジェクトによる観測とは別にモンゴル国気象学・水文学研究所 (IMH ; Institute of Meteorology and Hydrology of Mongolia) による気象観測が行われている。1993 ~ 2002 年における IMH による観測データ (図 2-5, 2-6) によると, 年平均降水量は 196 mm で, その約 88 % が 6 月から 9 月に集中している (Kato, 2007)。そのため, 雨の少ない乾期においては植物の成長は抑制され, 草原砂漠が発達し, 典型的なステップ気候の短丈の草が生長している (Li *et al.*, 2005)。LAI (葉面積指数) の季節変化 (図 2-7) から降雨の多い夏に植物が生長している様子が伺える。KBU における優占種は C3 植物の *Stipa krylovii*, *Carex duriuscula*, *Artemisia adamisii*, *Artemisia frigida*, *Chenopodium aristatum* および C4 植物の *Cleistogenes squarosa*, *Salsola collina* である (Mariko *et al.*, 2007)。

また, この地域は夏の間, 家畜の放牧によって草が食べられるため, 植物が大きく育つことはない。佐々木 (2004) は, 昼間において日の出から三時間以上経過した時間帯では, 植物の蒸散が定常状態に達していると判断し, 蒸散により放出される水蒸気の安定同位体比は植物の茎における安定同位体比および土壌水の安定同位体比と等しいという仮定を利用し, 昼間の蒸散量を推定している。それによると, KBU において 2003 年の 7-8 月の昼間の蒸散量は観測ステーションで観測している蒸発散量の約 35~59 % であると推定している。しかしながら, 夜間においては蒸散の定常性が保障されないという点, KBU における草は葉面積が小さく葉の内部から放出される水蒸気を観測することは困難という点から夜間における蒸発散量として佐々木 (2004) による蒸散量の推定方法を適応できないと判断した。また, 熱帯植物や, 一部の樹木, 室内実験において夜間の蒸散がいくつか報告されている (Muchow *et al.*, 1980 ; Rawson and Clarke, 1988 ; Green *et al.*, 1989) が, 乾燥地域では一般に, 夜間の蒸散を抑えることで昼間の水分ストレス (水不足) を回復する (小泉ほか, 2000) とされ, 夜間に蒸散が行われたとしてもごくわずかである (甲山ほか, 2004)。よって, 本研究で扱う水蒸気量に蒸散による水蒸気量は含まれていないと判断し, 蒸発量として地表面からの蒸発を考えることとする。

2-2 観測方法

観測ステーションで観測しているもののうち、本研究で利用したものについて項目、単位および観測機材の名称を表 2-1 に示す。通常、観測機材で観測された瞬間値は観測記録ボックスの中にあるロガー内で平均値などの計算処理された値として記録される。ロガーは瞬間値を計算処理し、記録する装置である、これらの値をロガーから回収する作業を行う際には現地を訪れ、ロガー内で計算処理をされる前のデータを得ることが可能である。この計算処理される前のデータを生データと呼ぶ。観測ステーションでの観測項目のうち、超音波風速温度計によって観測している風速の三成分と仮温度および赤外線ガス分析装置で観測している水蒸気濃度については、生データが存在している。生データの存在する期間と項目を表 2-2 に示す。

観測ステーションは約 3 m × 3 m のフェンスで囲われており、そのフェンス内に立てられたポールに観測機材が取り付けられている。超音波風速温度計、赤外線ガス分析装置、放射温度計、四成分放射計は高度 2.5 m ～ 3.5 m の大気中に突き出しており、地中熱流量板および地中温度計は地下に埋められている (図 2-8, 2-9)。2005 年 7 月までは、深度 2 cm における熱流板は観測ステーションのフェンス内に一つしかなかったのだが、それでは研究対象地域周辺の地中熱流量 G を正しく観測できていない可能性があるため、Kato (2007) では 2005 年 7 月に観測ステーションのフェンス外に 11 個の熱流板を埋設し、11 個の熱流板の平均値 $G_{average}$ が周辺の値を代表しているとし、ステーション内の熱流板の観測値 $G_{station}$ を以下の式によって補正している。

$$G_{average} = -0.0031G_{station}^2 + 1.41G_{station} + 2.95 \quad (1)$$

本研究では、11 個の熱流板が埋設される前の期間については (1) 式によって観測ステーションの値を補正したものを地中熱流量 G として扱い、埋設されたあとは 11 個の平均値を地中熱流量 G として扱った。

2-3 データ処理

2-3-1 基本データ

四成分放射計で観測している四成分とは、太陽起源である短波放射の下向きのもものと上向きのもの (S_{up} , S_{down})、および地球起源である長波放射の上向きのものと下向きのもの (L_{up} , L_{down}) である (図 2-10)。どちらも大気から地表面への放射を下向きと読んでおり、その方向を正としたとき、下向きの放射量から上向きの放射量を差し引くと、地表面に入射する正味の放射量が求められる。これを正味放射 R_n と呼ぶ。 R_n , S_{up} , S_{down} , L_{up} , L_{down} の関係は以下ようになる。

$$R_n = S_{down} - S_{up} + L_{down} - L_{up} \quad (2)$$

この正味放射 R_n [W/m^2] は地表面に入射すると、熱エネルギーである G [W/m^2], H [W/m^2] および LE [W/m^2] に分配される。地中熱流量 G は、地中の温度上昇に使われるエネルギーである。 H は顕熱フラックスであり、大気温度の上昇に使われるエネルギーである。 LE は潜熱フラックスと呼ばれ、水の気化に使われるエネルギーである。特に $R_n - G$ を有効エネルギーと呼び、この有効エネルギーは顕熱 H と潜熱 LE に分配されるとされている。

$$R_n - G = H + LE \quad (3)$$

太陽による日射がある時間帯は放射四成分の中で下向き短波放射 S_{down} が大きくなるので、正味放射 R_n が正に大きくなり $R_n - G$ は大きく正の値をとる。そのため顕熱 H および潜熱 LE のエネルギー供給源は正となり H , LE は正となる。しかし、日没を過ぎ日射がなくなる夜間においては、放射四成分の中で上向き長波放射 L_{up} が大きくなるので、正味放射 R_n は大きく負の値をとる。そのため、顕熱 H および潜熱 LE のエネルギー供給源は地中熱流量 G の大きさに左右される。このと顕熱 H , 潜熱 LE は正の値をとったり負の値をとったりする (図 2-11)。そこで本研究では、顕熱や潜熱の供給源が昼間に比べ小さいときの変動の様子に注目するため、正味放射 R_n が負であるときを夜間と定義し、 $R_n < 0$ のデータのみを扱った。

正味放射 R_n の正負は、観測ステーションで記録している 30 分平均値から判断した。日没時や日の出時は短時間の内に放射量や温度が急激に変化するため、 R_n が常に負である時間帯を 20:00 ~ 6:00 (MST ; モンゴル標準時) とし、生データが存在する期間からその時間帯の生データを取り出した。取り出した生データを今回の夜間全生データとして、これより先の解析に用いることにした。

また、水蒸気量を観測している赤外線ガス分析装置のセンサー部に水滴が付いていると正しく測定が行われないため、センサーに水滴が付いていないと判断できるデータを解析に用いた (選別基準①)。水滴の判断については、18:00 ~ 20:00 (MST) に降雨がある場合は 20:00 (MST) 以降にセンサーに水滴が付いていると判断し、同様に 20:00 (MST) 以降の降雨がある場合は降雨以降にセンサーに水滴が付いていると判断した。

2-3-2 解析

夜間全生データのうち選別基準①によって選ばれたデータについて、以下の計算処理を行った。

まず始めに、地表面付近のフラックスを算出した。フラックスとは輸送量のことである。ある物理量 x の大気中の輸送プロセスを考えたとき、a) 空気の動きによって x が動く移流と大気の乱流運動に伴って起こる乱流拡散と b) 分子運動により空気の動きとは独立に起こる輸送である分子拡散、の二つのメカニズムがある。ある瞬間の x のフラックス (= 輸送量) は以下の式で表せる。

$$F_v = \rho_x V + F_m \quad (4)$$

ここで F_v は単位面積あたりの総フラックス, ρ_x は x の密度, V は風速 ($= ui + vj + wk$; u, v, w は風速の x, y, z 方向の成分 (x, y は水平方向, z は鉛直方向), i, j, k は係数), F_m は分子拡散によるフラックスである ($F_m = -\rho k_x \nabla x$ は Fick の法則; ρ は大気密度, k_x は分子拡散係数). これらを数学的に扱うために, 平均と変動成分に分けて考えると便利であるので, 平均をオーバーバー, 変動をプライムで表すと, 風速三成分およびあるスカラー物理量 x について,

$$u = \bar{u} + u' \quad (5)$$

$$v = \bar{v} + v' \quad (6)$$

$$w = \bar{w} + w' \quad (7)$$

$$x = \bar{x} + x' \quad (8)$$

と表せる. これを使って (4) 式の z 成分を表すと,

$$\begin{aligned} F_{xz} &= \rho_x w - \rho k_x \frac{\partial x}{\partial z} \\ &= \bar{\rho} \left[\overline{wx} + \overline{wx'} + \overline{w'x} + \overline{w'x'} - k_x \frac{\partial \bar{x}}{\partial z} - k_x \frac{\partial x'}{\partial z} \right] \end{aligned} \quad (9)$$

となり, 一般に $\overline{f'} = 0$ なので,

$$\overline{F_{xz}} = \bar{\rho} \left(\overline{wx} + \overline{w'x'} - k_x \frac{\partial \bar{x}}{\partial z} \right) \quad (10)$$

となる. (10) 式の括弧内の第一項が移流, 第二項がレイノルズフラックスと呼ばれ, 乱流による輸送を表している. 第三項は分子拡散によるフラックスである. 風速の鉛直方向の成分 w の時間平均値は, 水平方向に一樣な地表面上ではゼロであり, 夜間や地表面のごく近傍を除けば乱流が卓越しており, 分子拡散は乱流輸送にくらべ無視できるほど小さいので, 第一項と第三項は省略できる場合が多いとされる.

本研究では, 夜間を対象としているために, この仮定について考慮が必要である. しかしながら, 観測ステーションでは地上 2.5 ~ 3.5 m で観測を行っており, 分子拡散によるフラックスは無視し得ると考えられる. 次に w の時間平均値であるが, 本研究対象地域のように水平方向に一樣な地表面では平均値がゼロとなると考えられるが, w の時間平均値がゼロになることを保障するため, 風速の三成分 u, v, w について, 次の補正を行った.

i. 風向方向への座標変換

超音波風速温度計で観測している風速の三成分は、測器固有の直交座標での値であるので、それらを主風向方向へ変換する必要がある。そこで生データのうち風速の三成分である u 、 v 、 w について風向方向への座標変換および吹き上げ角補正 (塚本ら, 2001) を行った (図 2-12)。超音波風速温度計によって観測された風速の三成分の瞬間値を u_{obs} 、 v_{obs} 、 w_{obs} とする。風向方向への座標変換のため風向 θ を u_{obs} 、 v_{obs} の平均値 (今回は一時間の平均値, オーバーバーで示す) から求め、それを用いて座標を回転して以下のようなになる。

$$\theta = \tan^{-1} \left(\frac{\overline{v_{obs}}}{\overline{u_{obs}}} \right) \quad (11)$$

$$U = u_{obs} \cos \theta + v_{obs} \sin \theta \quad (12)$$

$$v_{corrected} = v_{obs} \cos \theta - u_{obs} \sin \theta \quad (13)$$

さらに、鉛直方向の風速 w_{obs} については吹き上げ、もしくは吹き下ろしの角度 ψ だけさらに座標を回転した。

$$\psi = \tan^{-1} \left(\frac{\overline{w_{obs}}}{U} \right) \quad (14)$$

$$u_{corrected} = U \cos \psi + w_{obs} \sin \psi \quad (15)$$

$$w_{corrected} = w_{obs} \cos \psi - U \sin \psi \quad (16)$$

これによって、水平方向について $\overline{u_{corrected}}$ = 風速, $\overline{v_{corrected}} = 0$, 鉛直方向について $\overline{w_{corrected}} = 0$ となる。なお、この風向 θ は座標変換のための数学的な角度の値であるので、気象学的な北からの時計回りの風向を別に算出した。今後用いる u 、 v 、 w とはこの補正をした風速の成分 $u_{corrected}$ 、 $v_{corrected}$ 、 $w_{corrected}$ を示す。また、研究対象期間において本研究対象地域では、吹き上げもしくは吹き下げ角 ψ の平均値と標準偏差を表 2-3 に示したように 10 度程度に収まっており、小さい角と言える。

以上より、 x の鉛直方向のフラックスとして、

$$\overline{F_{xz}} = \overline{\rho w' x'} \quad (17)$$

を考えることができる。観測された瞬間値から、このフラックスを求める方法として、渦相関法

という方法が現在信頼性のあるものとして用いられている．渦相関法は，高周波で観測した瞬間値の共分散の値からフラックスを求める方法である．本研究では生データのうち超音波風速温度計および赤外線ガス分析装置で観測した風速の鉛直方向の成分 w と，物理量 x ($= u, T_v, \rho_v$) の共分散を利用した (u は風速の水平成分， T_v は仮温度 (湿潤空気の温度)， ρ_v は水蒸気密度である)．生データから算出した共分散を用い，以下の式のように渦相関によって一時間あたりのフラックスを算出した．

ii. 地表面フラックスの算出

一時間あたりのフラックスは以下の渦相関法の式によって算出した．摩擦速度 u_* [m/s] は，

$$u_* = \sqrt{-\overline{u'w'}} \quad (18)$$

また，仮顕熱フラックス H_v [W/m²] は，

$$H_v = \rho c_p \overline{w'\theta'_v} = \rho c_p \overline{w'T'_v} \quad (19)$$

そして潜熱フラックス LE [W/m²] は，

$$LE = \rho l \overline{w'q'} = l \overline{w'\rho'_v} \quad (20)$$

である． $\overline{u'w'}$ ， $\overline{w'T'_v}$ ， $\overline{w'\rho'_v}$ が生データの共分散の値である． u_* は運動量フラックスであり，乱流の強さのスケールを表す．ここで， ρ は空気密度 [kg/m³]， c_p は定圧比熱 [J/kg/K]， θ_v は仮温度 [K]， l は蒸発に必要な潜熱 [J/kg]， q は比湿 (単位質量の大気中にある水蒸気の質量 [kg/kg]， $q = \rho_v / \rho$ ； ρ_v は水蒸気密度 [kg/m³]) である．それぞれは以下の式で算出できる．

$$\rho = 1.293 \frac{273.15}{273.15 + T_a} \cdot \frac{p}{1013.25} \left(1 - 0.378 \frac{e}{p} \right) \quad (21)$$

T_a は気温 [°C]， p は気圧 [hPa]， e は水蒸気圧 [hPa] ($e = e_* \times RH \times 0.01$ ， e_* は飽和水蒸気圧 ($e_* = 6.1078 \times 10^{7.5 T / (237.3 + T_a)}$)， RH は相対湿度 [%]) である (近藤，1994)．気温 T_a は超音波風速温度計で観測している仮温度 T_v とは異なり，放射よけ通風筒付温湿度計によって観測している乾燥空気の温度である．

$$c_p = c_{pw} \times \rho_v / \rho + c_{pd} \times (1 - \rho_v / \rho) \quad (22)$$

c_{pw} は湿潤空気の定圧比熱， c_{pd} は乾燥空気の定圧比熱 (=1005)，である． c_{pw} は温度や圧力に依存して変化をする (List, 1951) が，今回は 10°C のときのものを使用した ($c_{pw} = 1854$)．仮温度とは，気圧 p における仮温度 T_v を基準気圧 $p_0 = 1000$ [hPa] にしたときの温度であり，

$$\theta_V = T_V + \Gamma_d z \quad (23)$$

で定義される． Γ_d は乾燥断熱減率 ($= 9.8 [^{\circ}\text{C}/\text{km}]$)， $z [\text{km}]$ は高度である．しかし，共分散を算出するにあたって， $\overline{w'\theta'_V} = \overline{w'T'_V}$ となるので，(19) 式では $\overline{w'T'_V}$ を用いている．潜熱 l についても以下の式 (近藤，1994) で求めた．

$$l_e = 2.50025 \times 10^6 - 2.365 \times 10^3 T \quad (24)$$

$$l_s = 0.334 \times 10^6 + 2500 T \quad (25)$$

$$l = \begin{cases} l_e & (T \geq 0) \\ l_e + l_s & (T < 0) \end{cases} \quad (26)$$

ここで， l_e は水の気化の潜熱 $[\text{J}/\text{kg}]$ ， l_s は氷の融解の潜熱 $[\text{J}/\text{kg}]$ である． T は温度 $[^{\circ}\text{C}]$ である．本研究では，地表面のフラックスを考えているので，温度 T に地表面温度 T_s を用いた．また，地表面温度 T_s には放射温度計 (IRT) による観測値を用いる方法と，四成分放射形による上向き長波放射の観測値から地表面温度を求める方法と二種類存在する．この二種類の方法によって観測された地表面温度 T_s の違いについては本編の付録に参照しており，両者の差は小さいことから，本研究では，上向き長波放射から算出した地表面温度を用いることにした．

四成分放射計の上向き長波放射から地表面温度を逆算する際，気をつけなくてはならないことがある．四成分放射計で観測すべき放射量は地表面での入射量と射出量であるが，観測ステーションで観測している四成分放射計は大気中に設置してあるため，放射計と地表面の間に存在する大気の影響により，観測値は地表面の値を示していないということである．Kotani and Sugita (2008) では四成分放射計による上向きおよび下向き長波放射量の観測値 L_{up_obs} ， L_{down_obs} を補正し，地表面における下向き長波放射 L_{sky} と上向き長波放射 L_{srf} を算出することを提案している (図 2-13)．Kotani and Sugita (2008) による大気補正により求められた上向き長波放射 L_{srf} を用い以下のステファン・ボルツマンの法則により，地表面温度 $T_s [\text{K}]$ を算出した．

$$L_{srf} = \varepsilon \sigma T_s^4 \quad (27)$$

ε は表面の放射率 (射出率) で草地の射出率 0.98 を用いた． σ はステファン・ボルツマン定数 ($= 5.6696 \times 10^{-8} [\text{W}/\text{m}^2/\text{K}^4]$) である．(27) 式によって算出した地表面温度 T_s を $T_s_L_{srf}$ と表記することにする．同様に IRT によって観測された地表面温度 T_s は T_s_IRT とする．

以上のように渦相関法によって算出したフラックスを KBU での観測値として扱うこととする．渦相関法は，乱流による輸送が定常的に起こっていることが仮定として含まれている．しかしな

がら、夜間において乱流が卓越しているとは限らない。そこで一時間毎の生データについて定常性のテストを行うことで、渦相関法で算出したフラックスの精度を検討した。定常性のテストにより、夜間においても小さな乱流によって定常的な輸送が起こっている場合とそうでない場合を判断できる。

iii. 定常性テスト

定常性テストは、ある時間内（本研究では一時間）におけるデータの共分散の値と、そのデータをいくつかに分割したときの共分散の値を比較するものである（図 2-14）。以下に式を示す（Foken *et al.*, 2004）。

風速鉛直成分の w と物理量 x （ $= u, T_v, \rho_v$ ）について一時間当たりの瞬間値数を N とすると、一時間当たりの共分散の値は、

$$\left(\overline{w'x'}\right)_{whole} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (w_k - \bar{w}_{whole})(x_k - \bar{x}_{whole}) \quad (28)$$

である（ $k=1, \dots, N$ ）。この N 個のデータを一時間の最初の瞬間値から 5 分ずつに 12 個のブロックに分割したとき、各ブロックの瞬間値数を M とすると、 i 番目のブロックにおける共分散の値は、

$$\left(\overline{w'x'}\right)_i = \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M (w_j - \bar{w}_i)(x_j - \bar{x}_i) \quad (29)$$

である（ $i=1, \dots, 12, j=1, \dots, M$ ）。すると、各ブロックの共分散値より求まる一時間当たりの共分散の値は、

$$\left(\overline{w'x'}\right)_{block} = \frac{1}{12} \sum_i^{12} \left(\overline{w'x'}\right)_i \quad (30)$$

であるので、二つの方法によって求めた共分散の差を以下のように定義できる。

$$RN_{cov-wx} = \left| \frac{\left(\overline{w'x'}\right)_{block} - \left(\overline{w'x'}\right)_{whole}}{\left(\overline{w'x'}\right)_{whole}} \right| \quad (31)$$

この RN_{cov-wx} の値を Foken *et al.* (2004) の flag system を参考に、精度を表 2-4 のように分類した。精度の高い場合と低い場合のそれぞれの生データの例を図 2-15 に示した。

一般に定常性が保障された水平一様な地域の地表面付近では Monin-Obukhov 相似則 (MOS 則 ; Monin and Obukhov, 1954) が成り立つとされる。MOS 則とは、乱流の無次元特性 (摩擦速度 u_* や摩擦仮温度 T_{v*} によって定義される) が、下に示す無次元高度 ζ の関数として表現できるというものである。そこで、本研究でも無次元高度を算出した。

iv. 安定度スケールの算出

無次元高度 ζ は、以下の式で定義される。

$$\zeta = \frac{z - d_0}{L} \quad (32)$$

ζ は安定度スケールと呼ばれ、正のとき大気が安定であることを示す。 z は観測高度 (=3.5) [m], d_0 は地面修正量 [m] (本研究対象地域では $d_0 = 0$ としている), L は Obukhov 長と呼ばれ、以下の式で定義される。

$$L = -\frac{u_*^3}{k(g/T_a)(H_v/c_p\rho)} = -\frac{u_*^2}{k(g/T_a)T_{v*}} \quad (33)$$

k はカルマン定数 (=0.4), g は重力加速度 [m/sec²] である。また、摩擦仮温度 T_{v*} は

$$T_{v*} = H_v/(\rho c_p u_*) \quad (34)$$

で定義される。

表 2-1 解析に用いた観測項目 (観測ステーションでの 30 分平均値)

項目	測器	観測高度	平均化時間	ロガー 出力時刻
T_a : 気温 [°C] / RH : 相対湿度 [%]	放射よけ通風筒付電気容量温湿度計 HMP45A / Vaisala Oy. (Helsinki, Finland) 放射よけ通風筒付白金抵抗温度計 PVC-02-AC / Prede Co. Ltd. (Tokyo, Japan)	2.5 m	前 30 分	毎時 0 分, 30 分
T_s - IRT : 地表面温度 [°C]	放射温度計 303F / Konica Minolta Holdings, Inc. (Tokyo, Japan)	2.5 m	前 30 分	毎時 0 分, 30 分
S_{up} , S_{down} : 上向き, および下向き短波放射 [W/m ²]	全天日射計*1 CM3 / Kipp and Zonen B. V. (Delft, Netherlands)	2.5 m	前 30 分	毎時 0 分, 30 分
L_{up} , L_{down} : 上向き, および下向き長波放射 [W/m ²]	夜間放射計*1 CG3 / Kipp and Zonen B.V. (Delft, Netherlands)	2.5 m	前 30 分	毎時 0 分, 30 分
p : 大気圧 [hPa]	気圧計 PTB210 / Vaisala Oy. (Helsinki, Finland)	1.3 m	前 30 分	毎時 0 分, 30 分
G : 地中熱流量 [W/m ²]	熱流板 HFT1.1 / REBS*2 Lnc. (Seattle, U.S.)	-0.02 m	前 30 分	毎時 0 分, 30 分
降水量 [mm]	転倒マス雨量計 52202 / R. M. Young Inc. (Traverse, U.S.)			毎時 0 分, 30 分

*1 : 四成分放射計に含まれる (CNR1, Kipp and Zonen, B. V.)

*2 : 放射, 熱収支システム (Radiation and Energy Balance Systems)

表 2-2 解析に用いた観測項目 (生データの項目および期間)

項目	観測機材	期間	サンプリング 時間
u : 東西方向の風速 [m/s]	超音波風速温度計 SAT550 / Kaijo Sonic Co. (Tokyo, Japan)	2003 / 3 /25 - 27, 6/12 - 6/20,	2003, 2005 は 0.02 秒 (50 Hz)
v : 南北方向の風速 [m/s]		7/18 - 8/23, 9/29 - 10/4	
w : 鉛直方向の風速 [m/s]		2004 / 7 /4 - 7/17	
T_v : 仮温度 [°C]	赤外線ガス分析装置 Li7500 / Li-cor Inc. (Lincoln, U.S.)	2005 / 7 /30 - 8/6	2004, 2006, 2007 は 0.1 秒 (10 Hz)
ρ_v : 水蒸気密度 [g/m ³]		2006 / 7 /28 - 8/3	
		2007 / 4 /22 - 4/27	

観測高度は全て 3.5 m

表 2-3 対象期間における吹き上げ角の平均値および標準偏差

対象期間	吹き上げ (吹き下げ) 角 ψ の	ψ の標準偏差
	平均値 [度]	[度]
2003 / 3 / 25 – 27	9.70	16.1
2003 / 6 / 12 – 20	2.29	6.32
2003 / 7 / 18 – 8 / 23	-1.21	6.85
2003 / 9 / 29 – 10 / 4	-2.62	3.63
2004 / 7 / 4 – 17	2.30	9.23
2005 / 7 / 30 – 8 / 6	-1.08	6.31
2006 / 7 / 28 – 8 / 3	0.0332	5.03
2007 / 4 / 22 – 4 / 27	1.27	7.90

表 2-4 定常性テストによる精度分類表

データ精度	class	$RN_{\text{cov} - wx}$
高い	1	0 – 15 %
	2	16 – 30 %
普通	3	31 – 50 %
	4	51 – 75 %
	5	76 – 100 %
低い	6	101 – 250 %
	7	251 – 500 %
	8	501 – 1000 %
悪い	9	> 1000 %

$$RN_{\text{cov} - wx} = \left| \frac{\left(\overline{w'x'} \right)_{\text{block}} - \left(\overline{w'x'} \right)_{\text{whole}}}{\left(\overline{w'x'} \right)_{\text{whole}}} \right|$$

$\left(\overline{w'x'} \right)_{\text{block}}$; 一時間を 12 個に分割して算出した w と x の共分散の平均

$\left(\overline{w'x'} \right)_{\text{whole}}$; 一時間あたりの w と x の共分散

w ; 風速の鉛直成分, x ; 任意の物理量 ($= u, T_v, \rho_v$)

u ; 風速の水平成分, T_v ; 仮温度, ρ_v ; 水蒸気密度

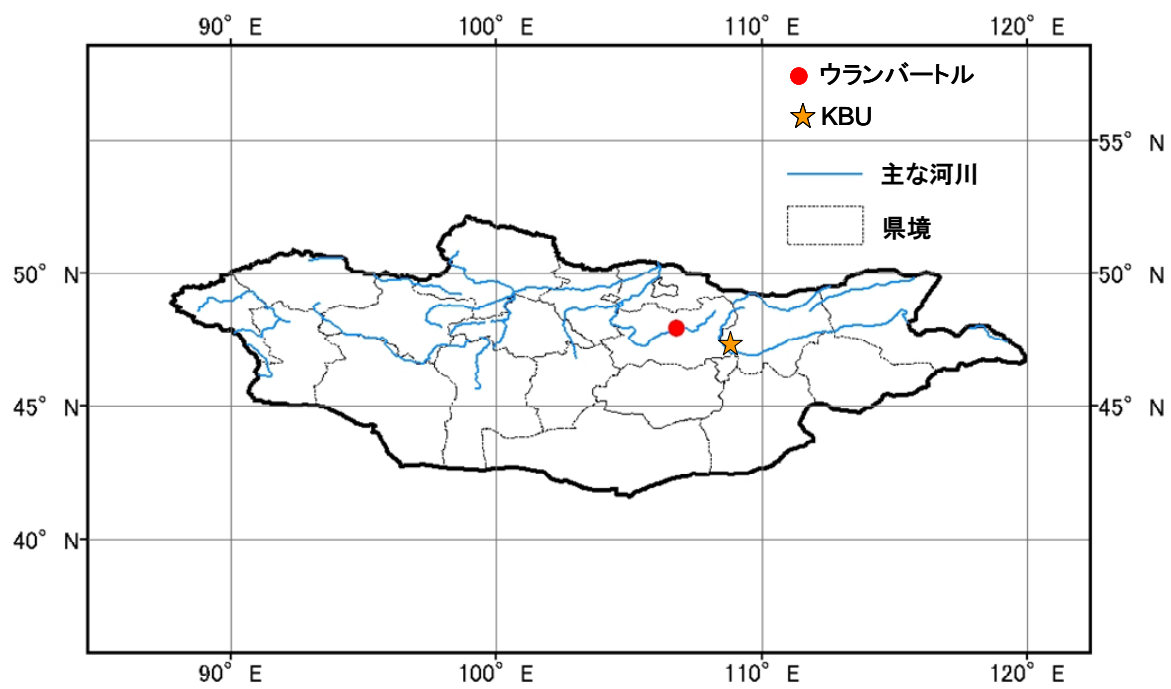


図 2-1 モンゴル国と研究対象地域 (KBU : Kherlenbayan-Ulaan)

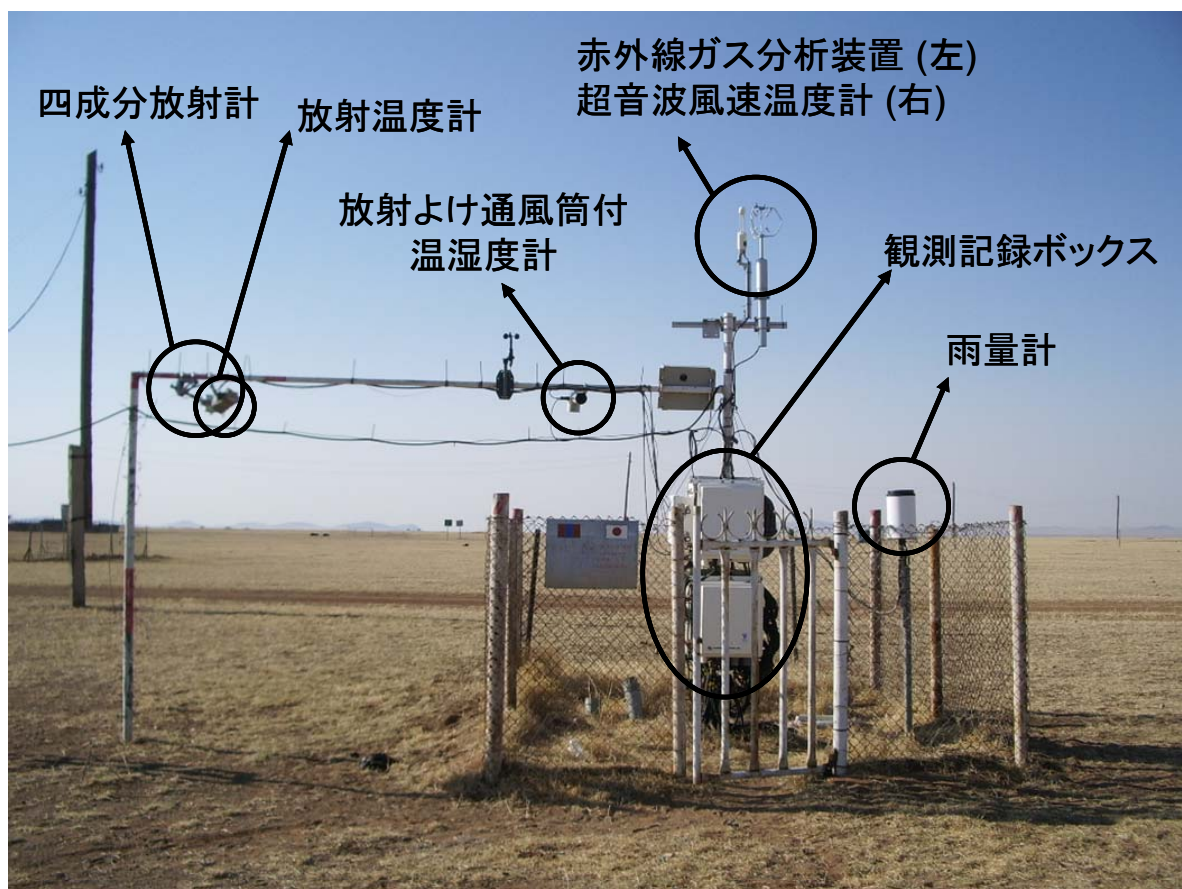


図 2-2 観測ステーションの様子と観測機材 (向かって左が東)

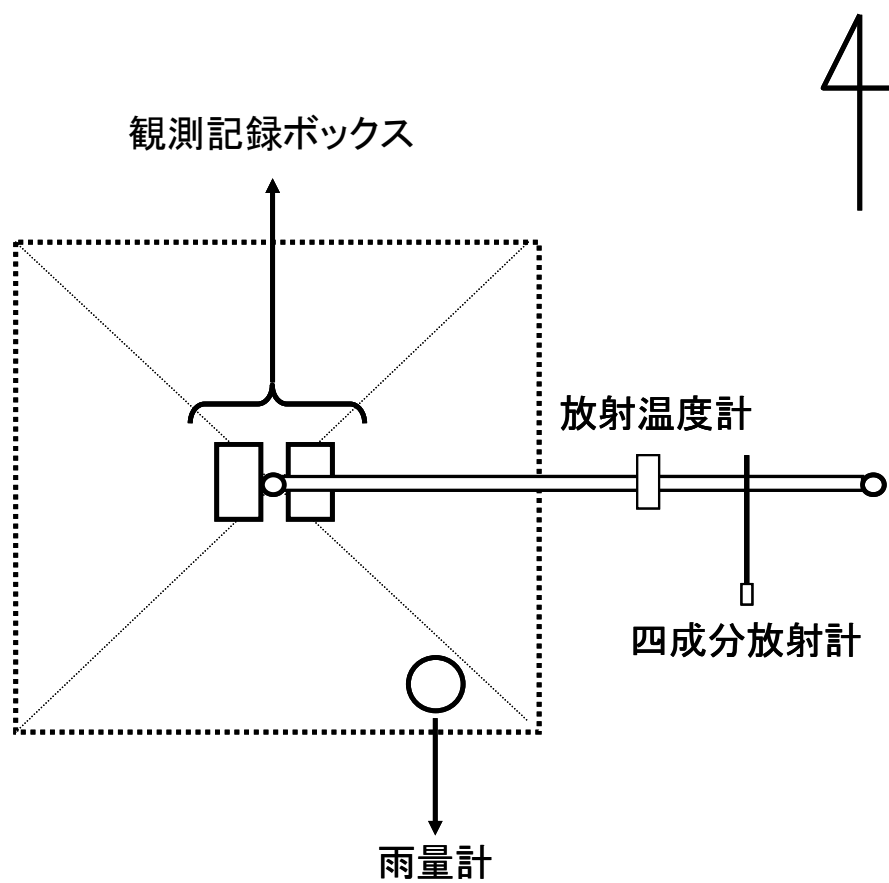


図 2-3 観測ステーションを上から見た模式図



図 2-4 観測ステーションから八方向の様子 (左上から時計周りに北, 北東, ...の順)
撮影 : 2007 年 4 月

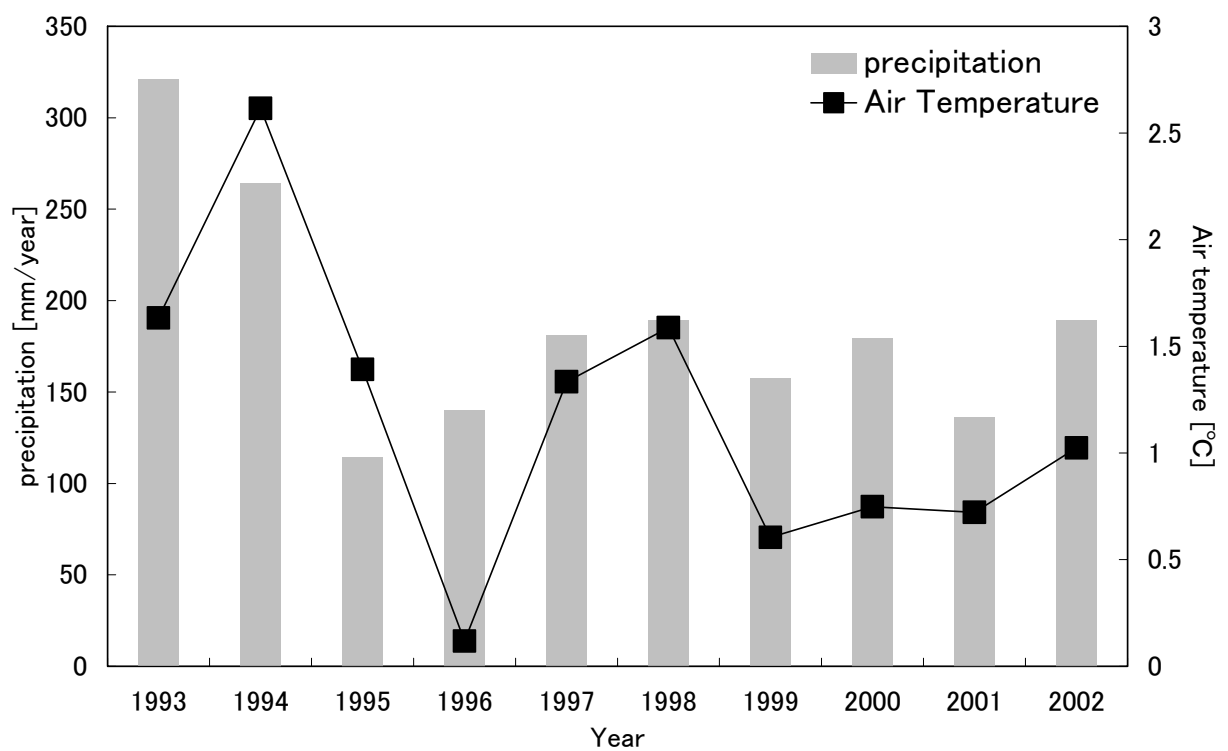


図 2-5 1993 ～ 2002 年の IMH による KBU における年降水量と年平均気温 (Kato, 2007)

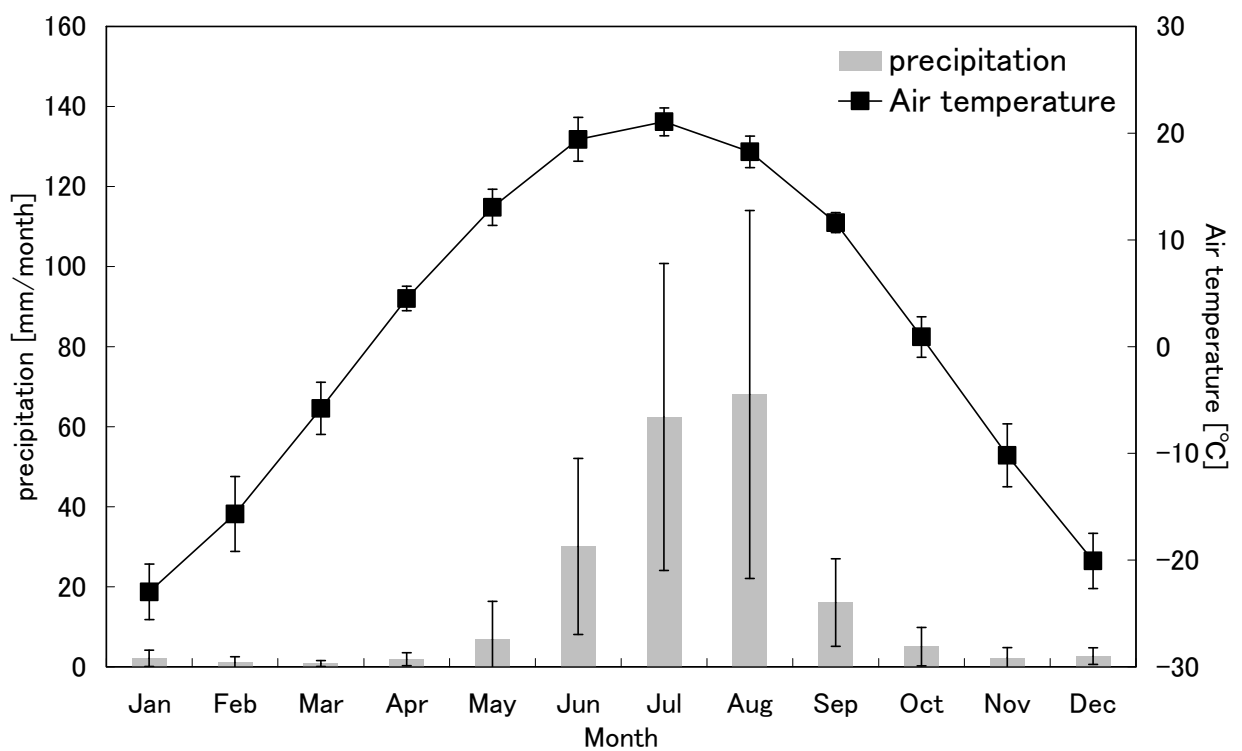


図 2-6 IMH による KBU における 10 年間 (1993 ~ 2002) の平均として求められた月平均降水量と月平均気温，バーは標準偏差を表している Kato (2007)

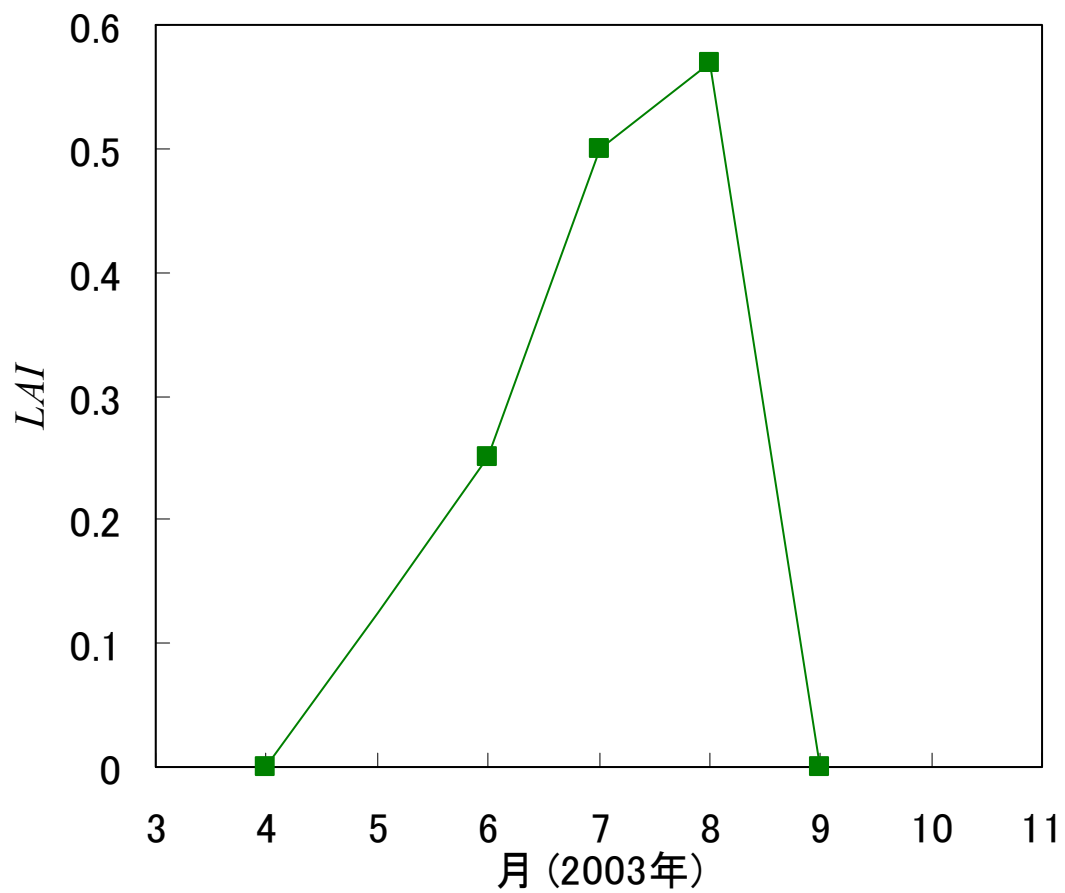


図 2-7 LAI (葉面積指数) の季節変化

小島 (2004) および IMH; Institute of Meteorology and Hydrology of Mongolia
による観測データより作成

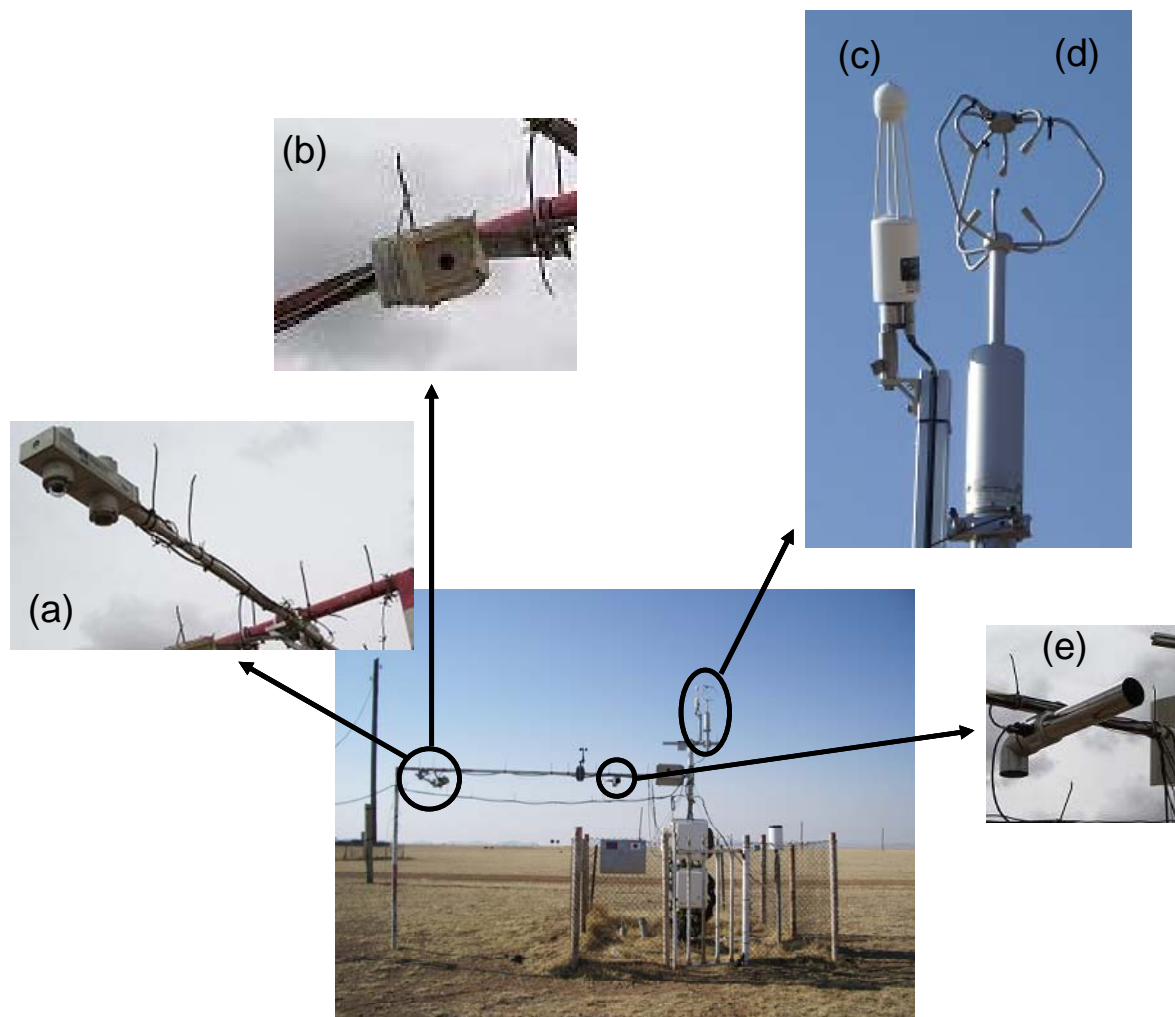


図 2-8 大気中で観測している機器

- (a) 四成分放射計 (b) 放射温度計 (c) 赤外線ガス分析装置
 (d) 超音波風速温度計 (e) 放射よけ通風筒付温湿度計

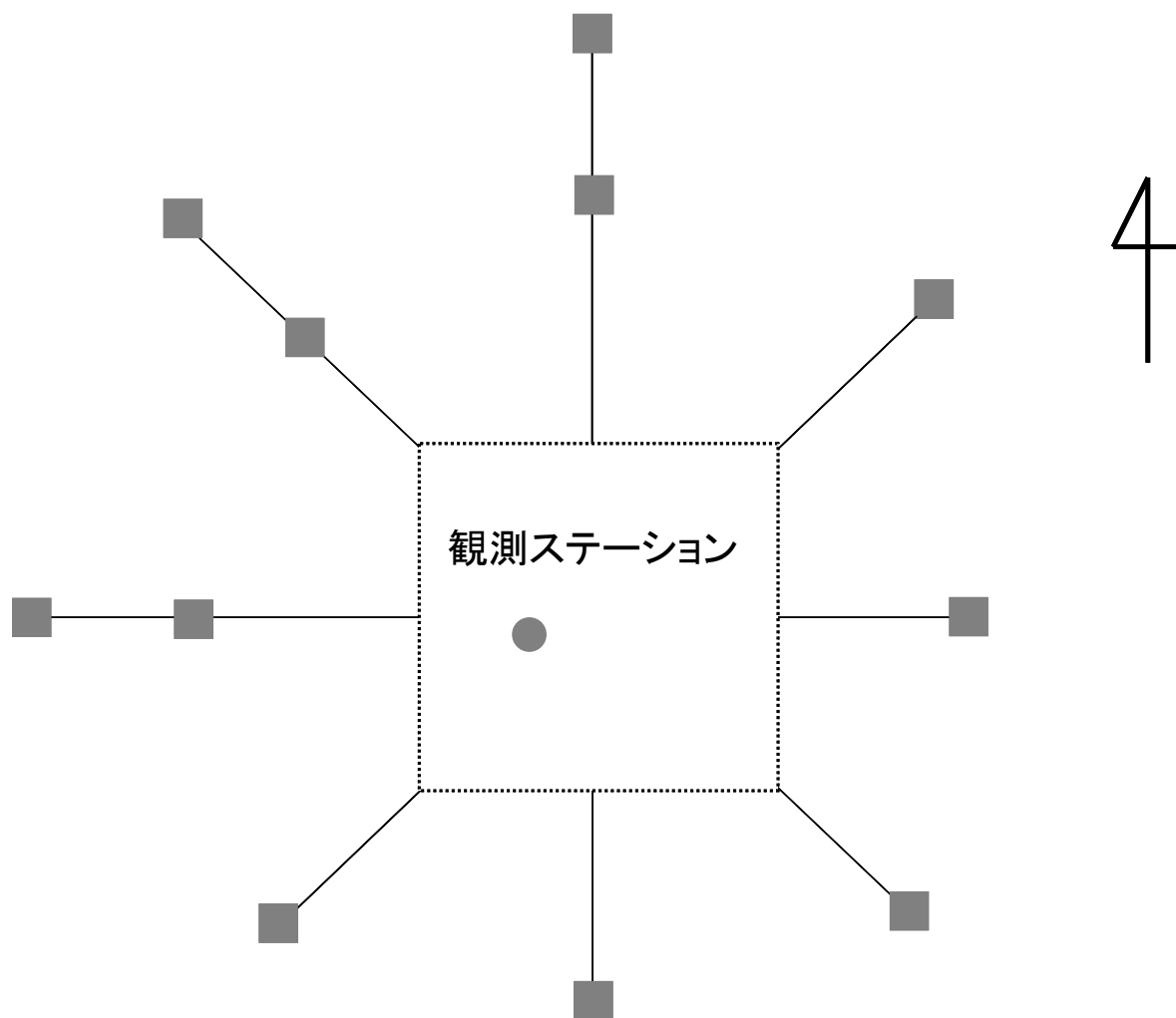


図 2-9 地下に埋められた地中熱流板の配置図

(■ が熱流板, ● はフェンス内にある熱流板)

解析においては, ■ の平均値を真の値として●の値を補正している

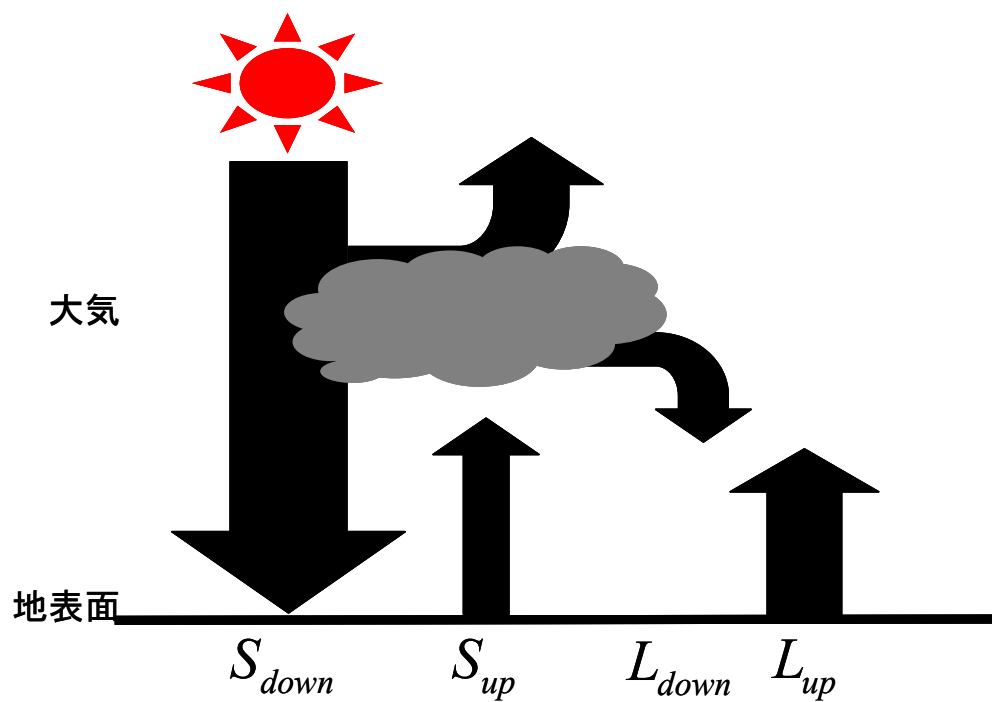


図 2-10 地表面における放射エネルギーの関係図

S_{up} : 上向き短波放射 S_{down} : 下向き短波放射

L_{up} : 上向き長波放射 L_{down} : 下向き長波放射

正味放射 $R_n = S_{down} - S_{up} + L_{down} - L_{up}$

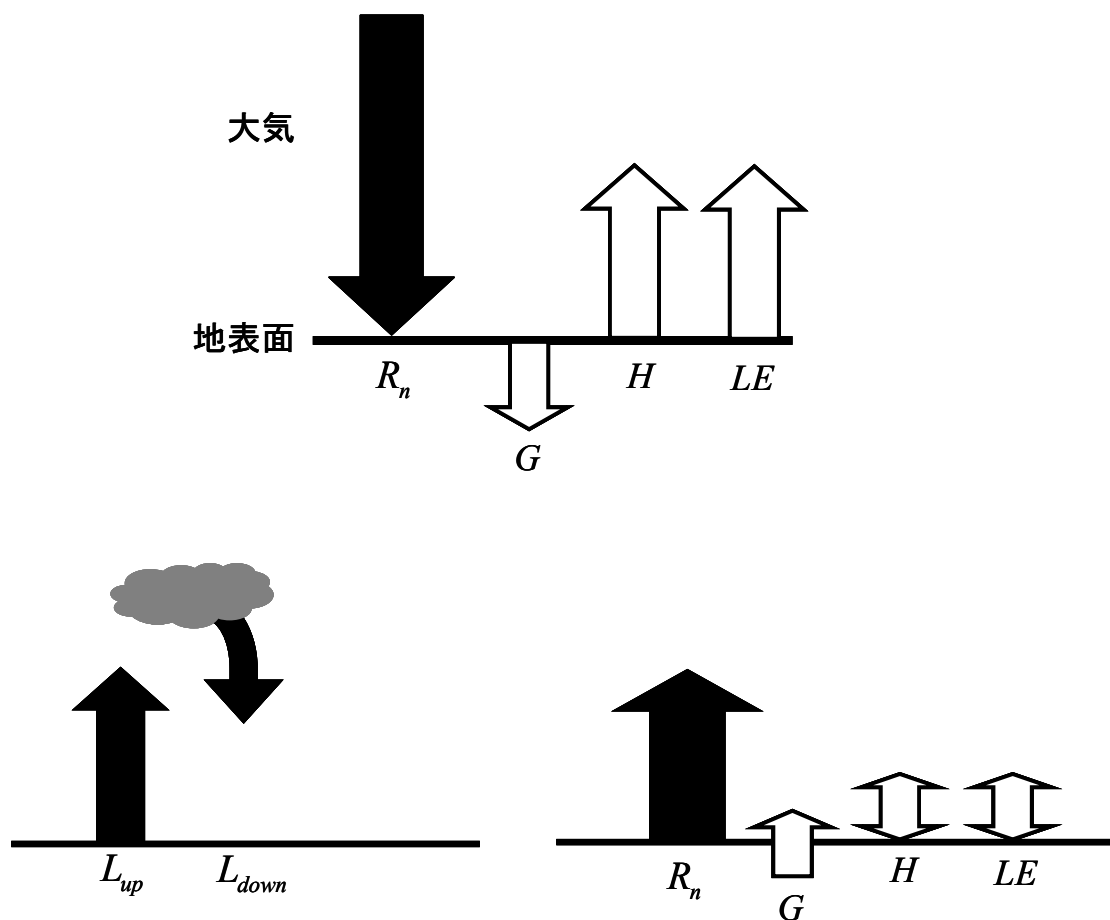


図 2-11 地表面における放射エネルギーと熱エネルギーの関係

昼間における正味放射と熱エネルギーの関係 (上)

夜間における放射エネルギーの関係 (左下)

夜間における正味放射と熱エネルギーの関係 (右下)

R_n : 正味放射 L_{up} : 上向き長波放射 L_{down} : 下向き長波放射

G : 地中熱流量 H : 顕熱フラックス LE : 潜熱フラックス

図中の黒矢印は放射エネルギーを示し、白抜き矢印は熱エネルギーを示す



図 2-12 超音波風速温度計の主風向方向への座標変換と吹き上げ角補正の概念図
(塚本ら，2001)

左) 主風向方向への座標変換

$$\theta = \tan^{-1} \left(\frac{\overline{v_{obs}}}{\overline{u_{obs}}} \right), \quad U = u_{obs} \cos \theta + v_{obs} \sin \theta, \quad v_{corrected} = v_{obs} \cos \theta - u_{obs} \sin \theta$$

右) 吹き上げ角補正

$$\psi = \tan^{-1} \left(\frac{\overline{w_{obs}}}{\overline{U}} \right), \quad u_{corrected} = U \cos \psi + w_{obs} \sin \psi, \quad w_{corrected} = w_{obs} \cos \psi - U \sin \psi$$

u_{obs} , v_{obs} , w_{obs} : 超音波風速温度計で観測された風速三成分の瞬間値

$u_{corrected}$, $v_{corrected}$, $w_{corrected}$: 補正された風速の三成分の瞬間値

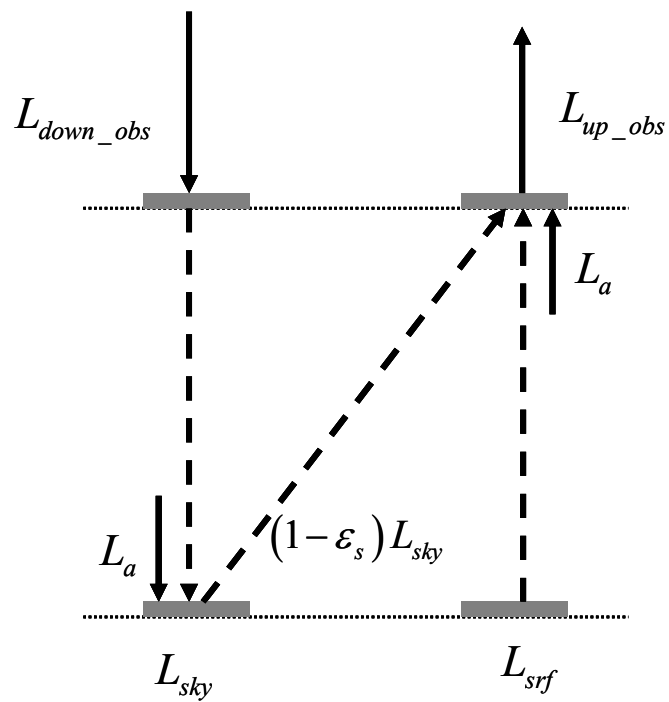


図 2-13 Kotani and Sugita (2008) による長波放射の大気補正概念図

L_{up_obs} : 上向き長波放射の観測値 L_{down_obs} : 下向き長波放射の観測値

L_{sky} : 下向き長波放射 L_{srf} : 上向き長波放射

L_a : 大気による長波放射 ϵ_s : 地表面の射出率

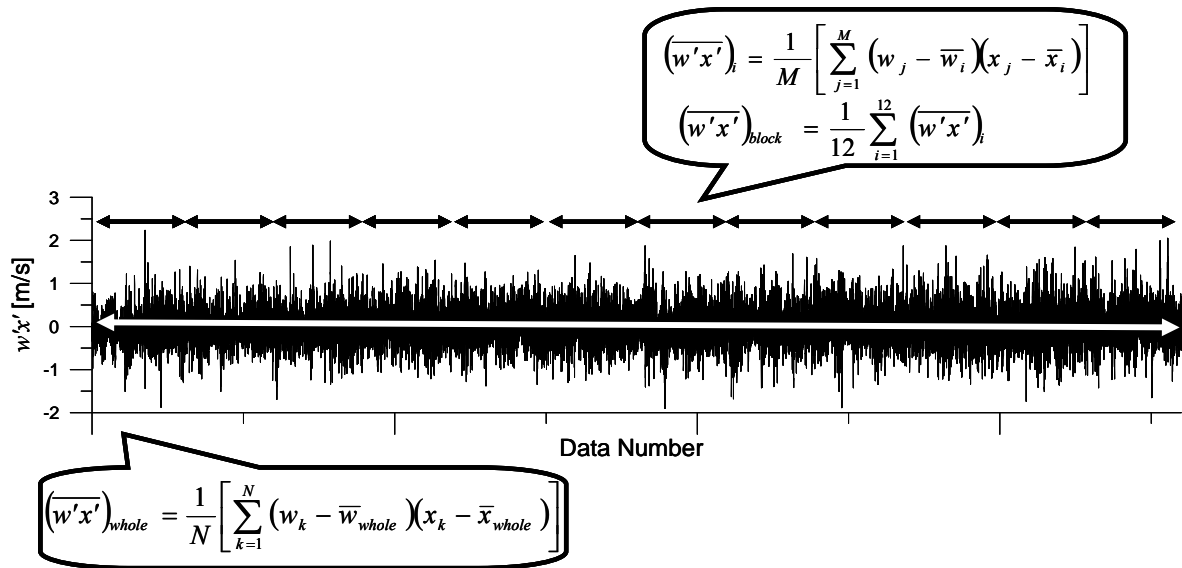


図 2-14 定常性テストの概念図

一時間で $N = 36000$ 個の瞬間値を 12 個のブロックに分けたときの w と x の共分散値 $\left(\overline{w'x'} \right)_{block}$ と全体の共分散値 $\left(\overline{w'x'} \right)_{whole}$ の比較

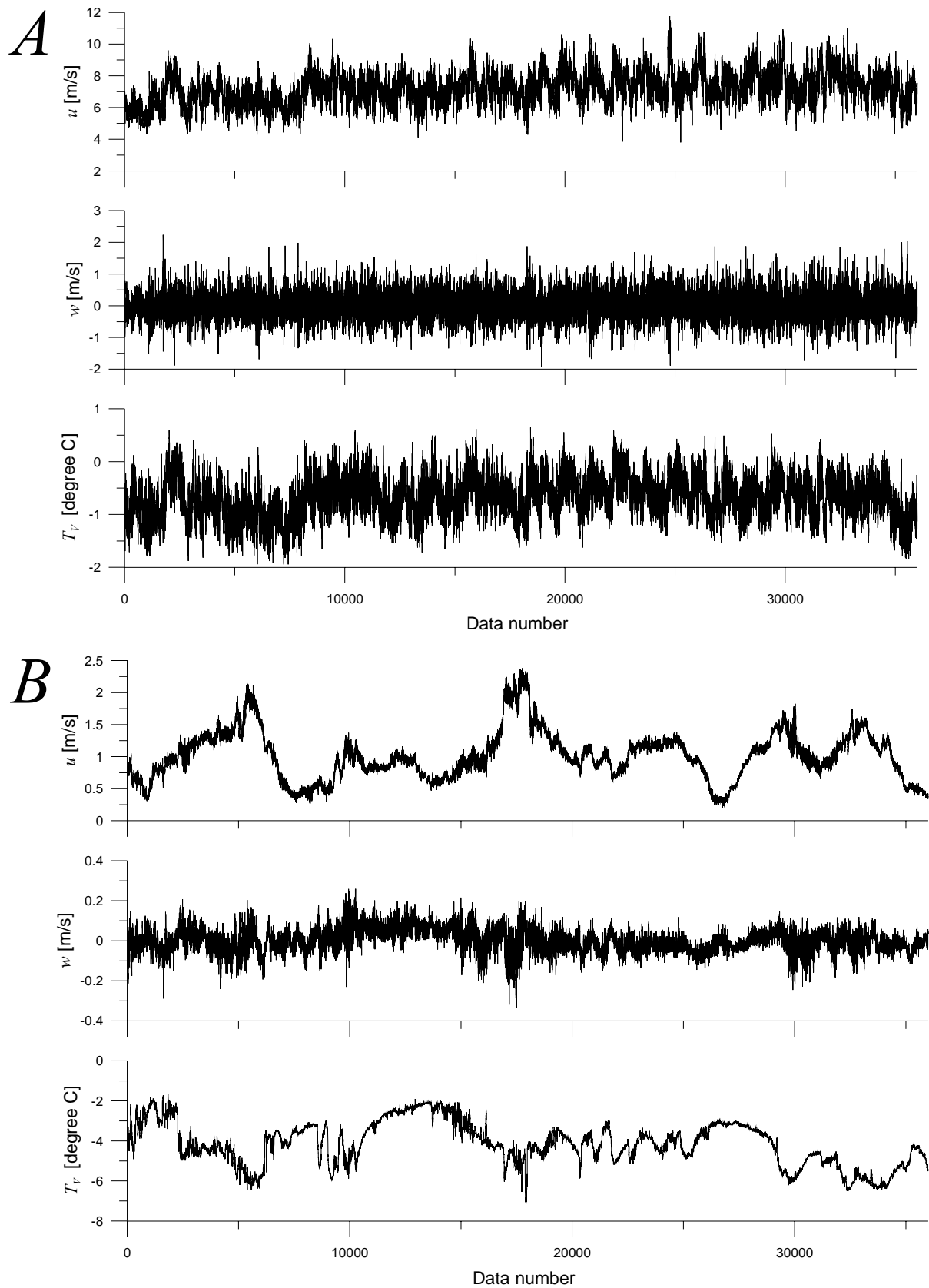


図 2-15 定常性の精度が異なる生データの例

A : $RN_{\text{cov_}wu}$, $RN_{\text{cov_}wT_v}$ がともに class1 であった日 (2007/4/23 1:00 – 2:00 MST)

B : $RN_{\text{cov_}wu}$, $RN_{\text{cov_}wT_v}$ がともに class6 であった日 (2007/4/25 3:00 – 4:00 MST)

3. 結果および考察

3-1 地表面フラックスの時系列変化特性

夜間における地表面フラックスに注目するために、2-3では地表面フラックスなどの算出を行った。しかしながら、夜間のデータについて定常性が保障されず、信頼のできない値を得ることがしばしばある。そこで2-3-1のデータ選別基準①に加え以下のような選別を加えた。

赤外線ガス分析装置による超音波風速温度計への影響があると考えられる風向（北東～南東）以外の風向であること（選別基準②）、 $\overline{u'w'} < 0$ かつ $\zeta > 0$ （選別基準③）、 RN_{cov_uw} および $RN_{cov_wT_v}$ の値が class2 以上であること（選別基準④）である。この選別基準①～④を通して、夜間について信頼できるデータ数の変化を表 3-1 に示した（一時間の共分散および平均値によって算出したものをデータ数 1 とする）。

上のような選別を行うと定常性の保障されたデータは数少ないことがわかる。夜間として 20:00-6:00 (MST) を考えているので、一時間で 1 データつまり夜間 10 時間で最大 10 個のデータを得ることができる。しかし選別基準①～④によって、観測値は選別されるため一晩で得られるデータ数は夜ごとに異なる。そこで、定常性の保障されたデータ数が異なる夜間の地表面フラックスを図 3-1 ～ 3-4 に示した。図 3-1 ～ 3-4 は定常性の保障されたデータ数が多い順に示してある。つまり、図 3-1 に示した 2003/9/30-10/1 では定常性がほぼ一晩中保障されている。それぞれの夜について、定常性テストの結果である RN_{cov_wu} 、 $RN_{cov_wT_v}$ 、 $RN_{cov_w\rho_v}$ の値の時間変化を表 3-2 にまとめた。今回は生データから 1 時間あたりのフラックスを算出したのだが、観測ステーションのロガー内で計算処理された 30 分あたりのフラックス値も並べて示した。定常性の保障されたデータが多い 2003/9/30-10/1 や 2003/8/16-17 では観測ステーションの 30 分値と生データから算出した 1 時間値では大きな差は見られないが、定常性が保障されないデータが多くなる 2003/8/1-2 や 2003/8/9-10 では 30 分値と 1 時間値でフラックスの値が大きく異なることがわかる。これは、図 2-15 に示したように、定常性が保障されない場合において渦相関法によるフラックス算出のための共分散値は、瞬間値を平均化する時間の幅に大きく左右されるからだと考えられる。

また、定常性の保障されている 2003/9/30-10/1 の仮顕熱フラックス H_v と潜熱フラックス LE の時間変化に注目すると、 H_v と LE は逆相関であることがわかる。顕熱が下向きに輸送されれば、顕熱は上向きに輸送されるという熱収支式 (3)、が成り立っていることが言える。夜間においては、日射によって地表面が温められないので、気温より地表面温度が低くなるため顕熱は下向きに輸送されその結果、エネルギー収支の影響で潜熱が上向きに輸送される。しかし、ある程度上向きに潜熱が輸送されると、顕熱が上向きに輸送され、さらにまた潜熱が上向きに輸送される、という繰り返しをしている。

上に述べてきたように、夜間の地表面フラックスは気象要素などによる一次元的な要素だけではなく、時間の変化に伴う要素を含んでいると考えられる。そこで夜間の地表面フラックスを推

定するために一次元的な方法と時間変化を利用した方法を以下で検討した。

3-2 安定度修正関数

3-2-1 安定度修正関数の算出

フラックスを理論的に考えるとき、MOS 則が最も用いられる理由として、浮力の効果を考慮していることが挙げられる。実際上は大気が中立でない場合が多く、その場合は浮力の効果を理論式に含むことが必要である。フラックスの推定によく用いられる方法がプロファイル法である。プロファイル法に浮力の効果を加え、さらに測定高度のうち 1 高度を地表面に設定した場合、以下の式で表される。これはバルク式とも呼ばれる。

$$\bar{u} = \frac{u_*}{k} \left[\ln \left(\frac{z - d_0}{z_{0m}} \right) - \Psi_m(\zeta) \right] \quad (35)$$

$$\theta_s - \bar{\theta} = \frac{H_v}{ku_* \rho c_p} \left[\ln \left(\frac{z - d_0}{z_{0h}} \right) - \Psi_h(\zeta) \right] \quad (36)$$

$$q_s - \bar{q} = \frac{LE}{ku_* \rho l} \left[\ln \left(\frac{z - d_0}{z_{0v}} \right) - \Psi_v(\zeta) \right] \quad (37)$$

添え字の s は地表面の値であることを示す。 z_{0m} は運動量粗度 [m]、 z_{0h} は顕熱粗度 [m]、 z_{0v} は潜熱粗度 [m] であり、地表面での粗さを表す。 $\Psi(\zeta)$ は安定度修正関数で無次元高度 ζ の関数である、上に述べたように浮力の効果を表す。添え字はそれぞれの安定度修正関数が運動量、顕熱、潜熱に対するものであることを示しており、いずれも無次元高度 ζ の関数である。

安定度修正関数 $\Psi(\zeta)$ は理論的に決定することができないので、これまでに実験的に求められてきた。例えば Webb (1970) や Kondo *et al.* (1978) によって、無次元高度 ζ の範囲が $0 \leq \zeta \leq 1$ において、定数 β_s を 5 程度とすれば、 $\Psi(\zeta)$ の微分形 ϕ は $\phi = (1 + \beta_s \zeta)$ に従い、 $\zeta > 1$ では ϕ がほぼ一定であることを明らかにした。その結果を元に、 Brutsaert (1982) では、以下の式を仮定した。

$$\begin{aligned} \Psi_m(\zeta) &= \Psi_h(\zeta) \\ &= \begin{cases} -5\zeta & (0 \leq \zeta \leq 1) \\ -5 - \ln \zeta & (\zeta > 1) \end{cases} \end{aligned} \quad (38)$$

また、 Dyer (1974) や Businger (1988) による ϕ を積分すると、

$$\Psi_m = \ln \left[\frac{(1+x)^2(1+x^2)}{(1+x_0)^2(1+x_0^2)} \right] - 2 \arctan(x) + 2 \arctan(x_0) \quad (39)$$

という複雑な形も提案された．ここで， $x = (1-16y)^{1/4}$ ， $x_0 = (1-16z_0/L)^{1/4}$ ， $y = (z-d_0)/L$ である．さらには，最近のデータを用いて，(38) 式を比較した結果，Cheng and Brutsaert (2005) では，これまでは場合分けされていた安定領域について，全安定領域 $\zeta > 0$ において成り立つ新しい安定度修正関数 $\Psi_m(\zeta)$ および $\Psi_h(\zeta)$ を提案している．そこで，本研究対象地域においても観測値から安定度修正関数 $\Psi_m(\zeta)$ および $\Psi_h(\zeta)$ を算出した．(35)，(36) 式を書き換えると以下のようになる．

$$\Psi_m(\zeta) = \ln \left(\frac{z-d_0}{z_{0m}} \right) - \frac{k\bar{u}}{u_*} \quad (40)$$

$$\Psi_h(\zeta) = \ln \left(\frac{z-d_0}{z_{0h}} \right) - \frac{k(\theta_s - \bar{\theta})}{T_{v*}} \quad (41)$$

ここで，温位 θ については， $\theta = (T_0)_{1000hPa} = T(p_0/p)^{0.286}$ ， $p_0 = 1000$ [hPa] という近似式を用いた． z_{0m} および z_{0h} は小谷 (2007, 私信) による 2006 年 4-9 月の 10 日平均値から，4 月平均値，6 月平均値，7-8 月平均値，9 月平均値を算出し，それぞれを 3-4 月，6 月，7-8 月，9-10 月の値として用いた．値は表 3-3 に示した．観測値から求めた安定度修正関数 $\Psi_m(\zeta)$ ， $\Psi_h(\zeta)$ と無次元高度 ζ の関係を，Cheng and Brutsaert (2005) で提案された安定度修正関数とともに図 3-5 ～ 3-7 に示した．プロットは 2-3 における選別基準①～④を行ったものである．また，顕熱の安定度修正関数 $\Psi_h(\zeta)$ の算出には地表面温度 T_s の温位 θ_s が必要であるが， θ_s を算出するために用いる地表面温度 T_s には放射温度計 (IRT) による観測値を用いる方法と，四成分放射形による上向き長波放射の観測値から地表面温度を求める方法と二種類存在する．そこで，今回は，二つの方法で求めた地表面温度 T_s を用いて両者とも検討することにした．前者を $\Psi_h(\zeta)_{\text{IRT}}$ ，後者を $\Psi_h(\zeta)_{\text{L}_{\text{surf}}}$ と表記することにする．

図 3-5 ～ 3-7 より，運動量の安定度修正関数 $\Psi_m(\zeta)$ について，KBU の観測値は Cheng and Brutsaert (2005) とよく似た傾向を示していることがわかる．しかしながら，顕熱の安定度修正関数 $\Psi_h(\zeta)$ については，KBU の観測値は Cheng and Brutsaert (2005) と全く異なる傾向を示しており，符号も安定時において正となる理論的に成り立たない傾向を示している．KBU の観測値による運動量の安定度修正関数 $\Psi_m(\zeta)$ が成り立っていることから，温度の項 (θ_s ， θ) に何か問題があるのではないかと考え，検討してみたが，問題はとくに見当たらなかった (付録参照)．今後の検討課題である．

また, Mahrt *et al.* (1998) では z/L の値によって安定境界層の分類を行っている, つまり $z/L = 0.1$ までを弱安定状態, $0.1 < z/L < 1$ を移行状態, $1 < z/L$ を強安定状態としている. 本研究では地面修正量を $d_0 = 0$ としているので, $\zeta = (z - d_0)/L = z/L$ となることから, Mahrt *et al.* (1998) に従い無次元高度 ζ によって境界層の状態を分類できる. 図 3-5 を見ると, 本研究対象地域においては無次元高度 $\zeta < 0.1$ となる観測値が多く, 定常性テストの選別によって弱安定境界層であるときのデータが多く残ったと言える. 弱安定状態の境界層においては, MOS 相似則が成り立つということも報告されていることから, 弱安定状態であり, かつ定常性が保障されれば, 地表面フラックスの推定が可能であるということが期待できる. さらに, Mahrt *et al.* (1998) による分類では, 移行状態であるときの境界層においては, 断続的な乱流が起きていることが多いとされる. そのような場合, 定常性は保障されないため, 移行状態におけるデータは定常性テストによって外されていると考えられる. そして, $1 < \zeta$ となる強安定状態について MOS 則は成り立たないとされている. そこで, 以下によって MOS 則による地表面フラックスの推定および 3-3 ではフラックスの時系列変化を利用した地表面フラックスの推定を検討した.

3-2-2 地表面フラックスの推定

Cheng and Brutsaert (2005) では, その観測値から安定度修正関数 $\Psi(\zeta)$ と無次元高度 ζ の関係を非線形最小二乗法によって,

$$\Psi_m(\zeta) = -a \ln \left\{ \zeta + \left[1 + (\zeta)^b \right]^{\left(\frac{1}{b} \right)} \right\} \quad (42)$$

$$\Psi_h(\zeta) = -c \ln \left\{ \zeta + \left[1 + (\zeta)^d \right]^{\left(\frac{1}{d} \right)} \right\} \quad (43)$$

と提案している. ここで $a = 6.1$, $b = 2.5$, $c = 5.3$, $d = 1.1$ である. そこで, KBU での観測値から算出した無次元高度 ζ を (42), (43) 式に代入して求めた安定度修正関数 $\Psi_m(\zeta)$ および $\Psi_h(\zeta)$ を (35), (36) 式に代入し摩擦速度 u_* , 仮顕熱フラックス H_v を推定した. 推定された摩擦速度 u_* , 仮顕熱フラックス H_v と観測値の u_* , H_v を比較することで, Cheng and Brutsaert (2005) による安定度修正関数が KBU の観測値と調和的かを検証した. 摩擦速度の比較図は図 3-8 である. 仮顕熱フラックス H_v の推定値と観測値は図 3-9 に示した. 仮顕熱フラックス H_v を (36) 式から算出する際に必要となる摩擦速度 u_* については, 渦相関法によって求めた摩擦速度ではなく, 観測値から算出した無次元高度 ζ を (42) 式に代入して求めた安定度修正関数 $\Psi_m(\zeta)$ から (35) 式に代入して推定された摩擦速度を用いた, つまり図 3-8 にプロットされている摩擦速度 u_* である.

同様に, Brutsaert (1982) によって提案されていた (38) 式の安定度修正関数を用いた場合に推定された摩擦速度 u_* , 仮顕熱フラックス H_v の観測値との比較も図 3-10, 3-11 に示した. この仮顕熱フラックス H_v についても摩擦速度 u_* は観測値ではなく, 安定度修正関数から推定された図 3-10 の摩擦速度を用いた.

図 3-8 より, (42) 式の安定度修正関数から推定された摩擦速度 u_* は観測値の摩擦速度 u_* と相関があることがわかる. このことから (42) 式による安定度修正関数は KBU においても成り立つと言える. また, この相関を統計的に検討するため, 最小二乗法によって求めた傾き (a), 切片 (b), r^2 値, rms 誤差を算出した. そして傾きについては 1 と異なるかどうかを検証するため, t 検定を行った. 検定結果を表 3-4 に示した. 検定の結果, 有意水準 0.05 でいずれも「傾き (a) は 1 と異なる」と評価された. よって, KBU においては, 運動量の安定度修正関数 $\Psi_m(\zeta)$ から運動量フラックス u_* を推定する場合において (38) 式と (42) 式に差はないと判断した.

図 3-9 および 3-11 より, (43) 式の安定度修正関数から推定された仮顕熱フラックス H_v は観測値の仮顕熱フラックス H_v と相関があるかどうか, 疑わしいので摩擦速度の場合と同様に統計的な検定を行った. 結果は表 3-5 のようになり, 有意水準 0.05 でいずれも「傾き (a) は 1 と異なる」と評価された. この観測値と推定値のずれは, 顕熱の安定度修正関数の正方向へのずれがそのまま反映されていると考えられ, KBU において顕熱の安定度修正関数については更なる検討が必要であることが再確認できた.

以上のことより, 本研究では夜間の安定状態の分類には関係なく, 定常性が保障された信頼性があるものに限れば, MOS 則によって地表面フラックスを推定することが可能だということがわかった. しかし, 定常性や信頼性による選別をすると 30 %程度のデータに限られてしまう (表 3-1). これは, 先述したが, 安定境界層の分類の一つである移行状態にあるときのデータが定常性テストによる選別で, 多くが外されているからだと考えられる. 移行状態では突発的な輸送が短時間に起きることで急激な温度変化や運動量変化が引き起こされる. このことは Mahrt (1998) にも報告されている. 図 3-12 にあるように定常性の無い生データを注目してみると, 短時間に観測値の変動が大きくなったり, 値が大きく変化したりと, 乱流の特性が変化する様子が顕著にわかる. このような場合, MOS 則が成り立たないだけでなく, 全体の平均値や共分散の値は, その時間における輸送量を正しく表していないと考えられる.

3-3 時系列変化による地表面フラックスの推定

3-2 において, 定常性が保障され信頼性のあるものに関して, MOS 則によって地表面フラックスの推定が可能であることが示されたが, 夜間について MOS 則を適応できない場合が多々あるのが現状である. また, 3-1 では地表面フラックスは時間変化に伴う影響も受けて変化していると考えられた. そこで, 定常性および信頼性のあるデータを利用して, 時間変化から MOS 則を適応できない時間の地表面フラックスを推定できないかを考えた. 原理は以下のようである.

夜間の地表面付近の気柱 (高さは $z=0$ から $z=h_i$; 本研究地域では $h_i=3.5$ [m]) について熱収支を考えると,

$$R - L_{srf} - LE - H = 0 \quad (44)$$

である. ここで $L_{srf} = \varepsilon \sigma T_s^4$ は (27) 式による大気補正をした上向き長波放射, $R = L_{sky} - G$; L_{sky} は, L_{srf} と同様に観測値を大気補正した下向き長波放射, G は地中熱流量, LE は潜熱フラックス, H は顕熱フラックスである. また, 各成分は, (35) ~ (37) 式によって, 以下のように表せる.

$$u_* = \frac{k\bar{u}}{\ln\left(\frac{z-d_0}{z_{0m}}\right) - \Psi_m(\zeta)} \quad (45)$$

$$H_V = \frac{ku_* \rho c_p (T_s - \bar{T}_a)}{\ln\left(\frac{z-d_0}{z_{0h}}\right) - \Psi_h(\zeta)} \quad (46)$$

$$LE = \frac{ku_* \rho l (q_s - \bar{q})}{\ln\left(\frac{z-d_0}{z_{0v}}\right) - \Psi_v(\zeta)} \quad (47)$$

ここで, 地表面付近なので温位の代わりに気温を用いている. (45) 式から (47) 式を利用して潜熱フラックス LE , 仮顕熱フラックス H_V , 値表面温度 T_s の時系列変化を推定する.

- (i) まず, 初期条件を決定する. 時刻 $t=i$ において, $R = L_{sky} - G$, \bar{T} , \bar{q} , \bar{u} を与え, 逐次近似を行う. 逐次近似とは地表面温度 T_s に $T_s = \bar{T}_a - 10$ を初期値として与え, (27) 式から上向き長波放射 L_{srf} を求める. さらに, (45) ~ (47) 式に $T_s = \bar{T}_a - 10$ 用いて潜熱フラックス LE , 仮顕熱フラックス H_V を求め, (44) 式にそれらの L_{srf} , LE , H_V を代入し左辺を求め, その値を評価するものである. (44) 式の左辺がゼロでなければ T_s を少し増加させ再び (44) 式を評価, ゼロになるまで繰り返し, ゼロになったときの T_s の値を $t=i$ における地表面温度 T_s とし, この地表面温度 T_s における潜熱フラックスおよび仮顕熱フラックスを, $t=i$ における潜熱フラックス LE_i , 仮顕熱フラックス H_{Vi} とする.
- (ii) $t=i$ において求まった LE_i , H_{Vi} を時刻 $t=i$ から $t=i+1$ の間に気柱に瞬間的に加わった熱量と考え, これに伴う気柱の気温と比湿の変化を ΔT , Δq として時刻 $t=i+1$ の気温と比湿を以下により推定する.

$$\overline{T}_{a_{i+1}} = \overline{T}_{a_i} + a\Delta T_i \quad (48)$$

$$\overline{q}_{i+1} = \overline{q}_i + b\Delta q_i \quad (49)$$

ここで変化量は以下で評価できる.

$$\Delta T_i = \frac{H_{v_i}}{h_i c_p \rho} \quad (50)$$

$$\Delta q_i = \frac{LE_i}{h_i l \rho} \quad (51)$$

a , b は $z = h_i$ とその上の気層との熱交換を表す係数で, この交換が無視できるとすれば $a = b = 1$ であり, 今回は $a = b = 1$ を仮定した.

(iii) 変化量の評価により得られた時刻 $t = i+1$ における $\overline{T}_{a_{i+1}}$ および \overline{q}_{i+1} に, 観測値の $R = L_{sky} - G$, \overline{u} を併用して (i) を繰り返し LE_{i+1} , $H_{v_{i+1}}$ を求める.

以下, これを繰り返すことで任意の時刻 t における潜熱フラックス LE , 仮顕熱フラックス H_v , 地表面温度 T_s を求めることができる.

本研究では, 3-1 で図 3-1 ~ 3-4 に示した 4 つの夜についてこの時系列推定を行った. (i) における初期値として, 21:00 (MST) の値を代入し, 21:00 - 6:00 (MST) における一時間毎の潜熱フラックス LE , 顕熱フラックス H_v を推定した. ただし, 2003/8/1 -2 においては初期値を 22:00 (MST) の値にし, 22:00 - 6:00 (MST) におけるフラックスを推定した. これは, いずれの夜においても初期値だけは RN_{cov_wu} , $RN_{cov_wT_v}$ が class1, 2 であることを保障したかったからである.

潜熱フラックスおよび仮顕熱フラックスを推定するために用いる (45), (47) 式に必要な安定度修正関数 $\Psi_m(\zeta)$ および $\Psi_h(\zeta)$ は (42), (43) 式を用いた. また, 大気が安定であるので顕熱と潜熱の安定度修正関数は同程度であると考え, $\Psi_v(\zeta) = \Psi_h(\zeta)$ を仮定し, $\Psi_v(\zeta)$ に (43) 式を用いた. 初期値の 21:00 (MST) における無次元高度 ζ については (2003/8/1 -2 については 22:00 の ζ), 観測値を (32), (33) 式に代入して求めたものを用い, $i = 22:00$ (2003/8/1 -2 では $i = 23:00$) からは,

$$\zeta_i = \frac{z - d_0}{L_i} \quad (52)$$

$$L_i = - \frac{u_{*(i-1)}^3}{k \left(g / \overline{T}_{a_i} \right) \left(H_{v(i-1)} / c_{pi} \rho_i \right)} \quad (53)$$

として ζ を算出し, 安定度修正関数の値, $\Psi_m(\zeta)_i$, $\Psi_h(\zeta)_i$, $\Psi_v(\zeta)_i$ を求めることにした.

また地表面の比湿 q_s は地表面が飽和していると仮定し、

$$q_s = \frac{0.622(e_s/p)}{1-0.378(e_s/p)} \quad (54)$$

により求めた。

図 3-1 ～ 3-4 に挙げた夜では定常性の保障されたデータと定常性の保障されていないデータ数が異なる。定常性の違いによって、時系列推定に影響があるかを考察するために時系列推定の結果を図 3-13 ～ 3-16 に示し比較した。図 3-13 ～ 3-16 から、時系列変化による潜熱顕熱フラックスの推定は、フラックスの時間変化の様子を再現できると言える。 i の値が小さいときは、地表面が飽和しているという仮定の影響で、推定値と観測値のずれが生じているものの、夜の時間が経つと実際に地表面が飽和してくるために、推定値と観測値の値が近くなると考えられる。特に、ほぼ一晩中定常性が保障されている 2003/9/30 – 10/1 については顕熱フラックス、潜熱フラックスともに渦相関法による観測値の変化の様子を時系列推定による推定値で再現できている。

定常性が保障されない時刻に注目してみると、例えば 2003/8/16-17 の 3:00 (MST) の値では、渦相関法による仮顕熱フラックスの観測値と時系列推定による推定値が大きくずれており、同様に 2003/8/1-2 の 24:00 (MST) も渦相関法による顕熱フラックスの値が大きく変動し、時系列推定による推定値とずれている。しかしながら、表 3-2 にもあるように 2003/8/16-17 の 3:00 (MST) および 2003/8/1-2 の 24:00 (MST) は定常性が保障されているとはいい難く、時系列推定による推定値よりむしろ、渦相関法による観測値の方がフラックスを正しく表現できていないと考える。

さらに、Mahrt *et al.* (1998) において強安定と分類されるデータに注目してみると、今回時系列推定を行った 4 つの夜のうち、定常性が保障された強安定状態であるのは、2003/8/1-2 の 2:00 (MST) であった。そこで 2003/8/1-2 の 2:00 (MST) における時系列推定による推定値を見てみると、渦相関法による仮顕熱フラックス値および潜熱フラックス値の動きを再現できていることがわかる。つまり、強安定状態では MOS が成り立たないとされていたが、定常性が保障されれば、時系列推定によって潜熱フラックスを推定できる。

また、上で用いたバルク法は観測に基づいて発展した地表面フラックスの推定方法であるが、蒸発量に関しては理論的に蒸発量を求める方法も行われてきた。ある時刻の蒸発量を、その時刻における風速や圧力などの一高度での気象要素の観測値を用いて推定するものである。蒸発量に関して、過去にいくつかの推定が行われてきた。そこで、熱収支および空気力学の両者を考慮して蒸発量を推定する van Bavel (1966) による可能蒸発量 E_p ,

$$E_p = \frac{\Delta}{\Delta + \gamma} \left(\frac{R_n - G}{l} \right) + l \frac{\gamma}{\Delta + \gamma} \frac{\rho \epsilon k^2}{p} \frac{u(e^* - e)}{\left\{ \ln \left(\frac{z - d_0}{z_{0m}} \right) \right\}^2} \quad (55)$$

と熱収支に注目した Priestly and Taylor (1972) による可能蒸発量 E_p ,

$$E_p = \alpha \frac{\Delta}{\Delta + \gamma} \left(\frac{R_n - G}{l} \right) \quad (56)$$

の二式によって可能蒸発量 E_p を推定し、さらに潜熱 l をかけ、可能蒸発量の潜熱フラックスを算出した。ここで、 Δ は飽和水蒸気圧曲線の勾配、 γ は乾湿計定数、 e は空気の水蒸気圧、 ϵ は空気の分子量に対する水蒸気の分子量の比 (=0.622)、 $\alpha = 1.26$ である。それぞれ以下の式で与えられる。

$$\Delta = \frac{6.1078(2500 - 2.4T_a)}{0.4615(273.15 + T_a)^2} \times 10^{7.5T_a/(237.3 + T_a)} \quad (57)$$

$$\gamma = \frac{c_{pd} p}{0.622l} \quad (58)$$

c_{pd} は乾燥空気の定圧比熱 (=1005 J/kg/K)、 RH は相対湿度である。可能蒸発量による潜熱フラックス推定においては、地表面温度は用いず、全て気温を用いた。時系列推定では、ある時刻の地表面フラックスを推定するために、それより前の時刻の値を考慮している。それに対し、過去に用いられてきたような、ある時刻の値のみを用いて地表面フラックスを推定する方法は一次元的だと言える。

(55), (56) 式による可能蒸発量から推定される潜熱フラックスと、渦相関法による観測値、時系列変化を利用した潜熱フラックスの推定値の比較を図 3-17 ～3-20 に示した。定常性がほぼ一晩中保障される 2003/9/30-10/1 および 2003/8/16-17 では、時系列推定の場合と同様に、可能蒸発量から推定した潜熱フラックスの値も渦相関法による観測値の変化の様子を再現できていることがわかる。定常性が保障されず、渦相関法による仮顕熱フラックスの値と時系列推定による仮顕熱フラックスの値が大きくずれていた 2003/8/16-17 の 3:00 (MST) と 2003/8/1-2 の 24:00 (MST) に注目してみると、時系列推定による潜熱フラックスの推定値は渦相関法による潜熱フラックスの時間変化の様子を再現できている。

可能蒸発量から推定した潜熱フラックスと時系列推定による潜熱フラックスを比較した 2003/8/1-2 の時間変化 (図 3-19) を見てみると、渦相関法による潜熱フラックスの変化の様子を

再現できているのは時系列推定による推定値だけである．つまり，定常性が保障された夜間においては，既存式のような一次元的な推定も成り立つけれども，定常性が保障されない夜間においては，一次元的な推定では潜熱フラックスの変化の様子を再現できない．しかし時系列推定により，初期値の定常性が保障されれば，値こそずれるものの，時間変化の様子を再現できると判断した．また，2003/8/9-10 のように一晩中定常性が保障されないような場合は，渦相関法による潜熱フラックスの観測そのものが正しく行われていないと考えられるため，時系列推定による推定値および可能蒸発量から推定した潜熱フラックスの値の両者ともに実際の潜熱フラックスを再現しているかどうかを，判断し難い結果となった．定常性の保障されない夜間について，実蒸発量を観測できる方法が今後必要となると考えられる．

また，時系列推定の手順 (ii) における (48), (49) 式では， a および b の値について本研究には $a = b = 1$ としたが，この仮定は風速が弱いときに成り立つものである．風速が強ければ，機械的な混合により $z = h_i$ の高さの気柱の上下で混合が起こるので， $a = b = 1$ は成り立たないと考えられる．今回の時系列推定では，風速は最大で 2003/8/16 23:00 (MST) の 6.9 [m/s] であるが，2003/8/16-17 については定性的に地表面フラックスを推定することができている．風速の大きさによっては，地表面フラックスを定性的に推定することができない可能性もあるが，現段階では風速がどの程度のときに a および b の値がいくらになるのかはわからない状態である．今後，安定境界層における地表面フラックスを時系列推定で考えていく際には， a および b の値をどのように決定していくかが時系列推定の将来的な課題となると考えられる．

表 3-1 選別基準①～④によるデータ数の変化

選別	データ数	夜間全生データに占める割合
夜間全生データ	680	100 %
①	615	90.4 %
②	321	47.2 %
③	248	36.5 %
④	78	11.5 %

- ① センサーに水滴なし
- ② 北東～南東以外の風向
- ③ $\overline{u'w'} < 0$ かつ $\zeta > 0$
- ④ $RN_{\text{cov}} - uw$, $RN_{\text{cov}} - wT_v$ が class2 以上である (定常性テストの結果が良いもの)

表 3-2 夜間における定常性の時間変化

day	$RN_{\text{cov}} - wx$	time (MST)									
	x	21:00	22:00	23:00	24:00	1:00	2:00	3:00	4:00	5:00	6:00
①	u	2	1	1	1	2	1	1	2	4	3
	T_v	1	1	1	1	1	1	1	2	2	1
	ρ_v	2	2	2	1	2	1	1	1	6	1
②	u	1	1	1	1	1	1	4	3	2	4
	T_v	1	1	2	1	1	1	4	3	2	2
	ρ_v	1	1	1	1	1	1	6	6	3	6
③	u	2	1	2	3	3	1	2	3	1	1
	T_v	3	1	2	4	3	2	2	2	2	1
	ρ_v	3	5	2	3	3	3	6	3	4	4
④	u	1	1	1	1	4	3	3	3	1	4
	T_v	1	2	4	2	4	2	7	3	1	3
	ρ_v	1	4	7	3	5	5	5	6	2	3

① 2003/9/30 – 10/1

② 2003/8/16 – 17

③ 2003/8/1 – 2

④ 2003/8/9 – 10

表 3-3 本研究で使⽤した運動量粗度 z_{0m} および顕熱粗度 z_{0h}
(小谷 (2007, 私信) より作成)

観測月	z_{0m} [m]	z_{0h} [m]
3 - 4 月	4.90×10^{-5}	2.19×10^{-5}
6 月	5.44×10^{-3}	8.49×10^{-6}
7 - 8 月	7.20×10^{-3}	4.90×10^{-5}
9 - 10 月	2.84×10^{-3}	5.24×10^{-6}

表 3-4 安定度修正関数 $\Psi_m(\zeta)$ から推定された摩擦速度 u_* と観測値 u_* の統計的比較

x 軸	y 軸	傾き a	切片 b	rms 誤差 [m/s]	R^2 値	t 値 (a を 1 と比較)
$u_{*_C\&B}$	u_{*_KBU}	0.972	0.0014	0.0378	0.857	-0.622
u_{*_B}		0.939	0.0177	0.0355	0.878	-1.52

$u_{*_C\&B}$; Cheng and Brutsaert (2005) によって提案された $\Psi_m(\zeta)$ から推定された u_*

u_{*_B} ; Brutsaert (1982) による $\Psi_m(\zeta)$ から推定された u_*

u_{*_KBU} ; 渦相関法による KBU の観測値 u_*

表 3-5 安定度修正関数 $\Psi_h(\zeta)$ から推定された仮顕熱フラックス H_V と観測値 H_V の統計的比較

x 軸	y 軸	T_s from	傾き a	切片 b	rms 誤差 [m/s]	R ² 値	t 値 (a を 1 と比較)
H_V _C&B	H_V _KBU	IRT	0.602	-12.1	10.9	0.601	-7.08
		L_{srf}	0.556	-8.03	9.33	0.637	-9.23
H_V _B		IRT	0.604	-12.3	11.1	0.604	-7.10
		L_{srf}	0.547	-8.47	11.2	0.632	-9.46

H_V _C&B ; Cheng and Brutsaert (2005) によって提案された $\Psi_h(\zeta)$ から推定された H_V

H_V _B ; Brutsaert (1982) による $\Psi_h(\zeta)$ から推定された H_V

H_V _KBU ; 渦相関法による KBU の観測値 H_V

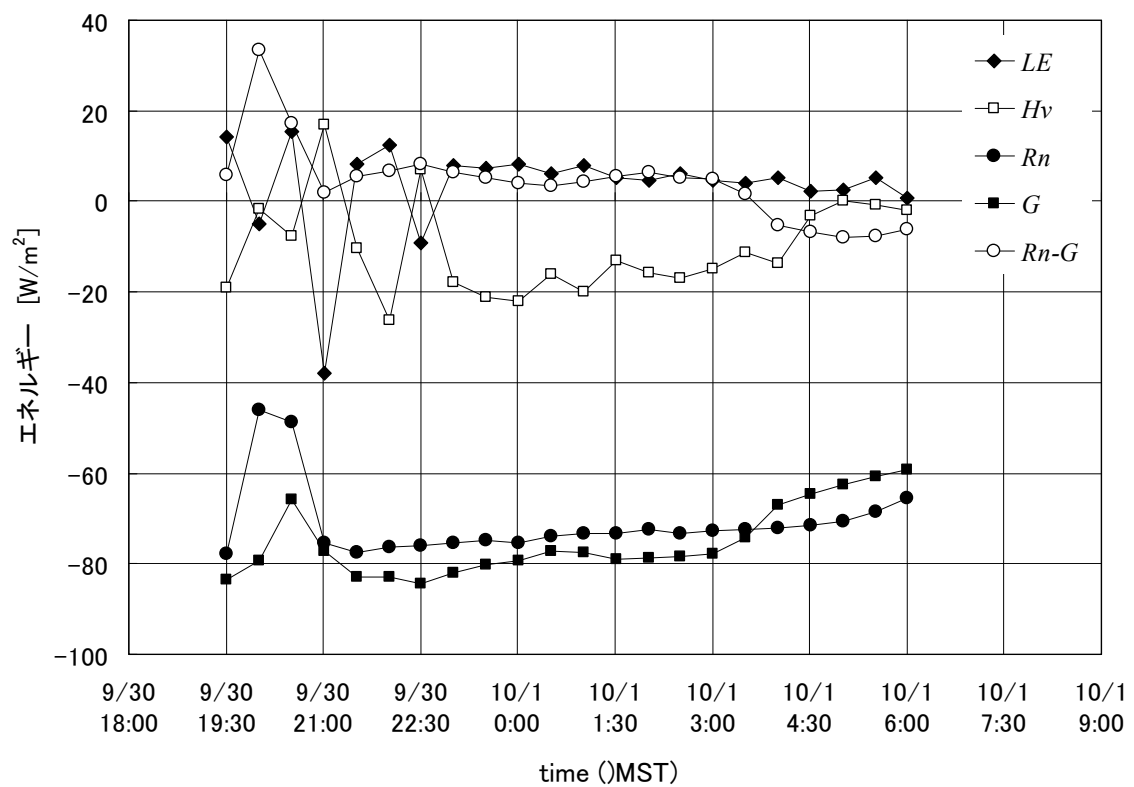
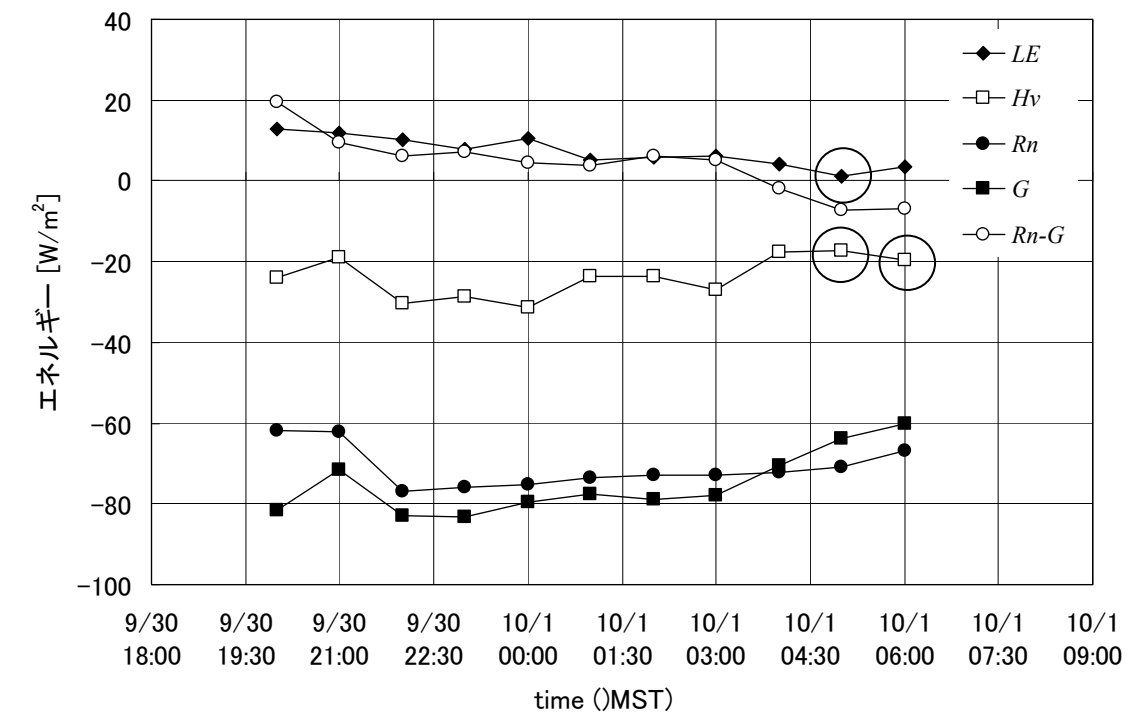


図 3-1 2003/9/30 - 10/1 における地表面エネルギーの時間変化 (19:30 - 20:00 は夜間外)

上：生データから算出した 1 時間の潜熱フラックスと顕熱フラックス

下：観測ステーションで計算処理され記録された 30 分間のフラックス

LE ：潜熱フラックス H_v ：仮顕熱フラックス G ：地中熱流量 R_n ：正味放射

※図中の○は潜熱および顕熱に対しての定常性テストの結果が良くなかったことを示す

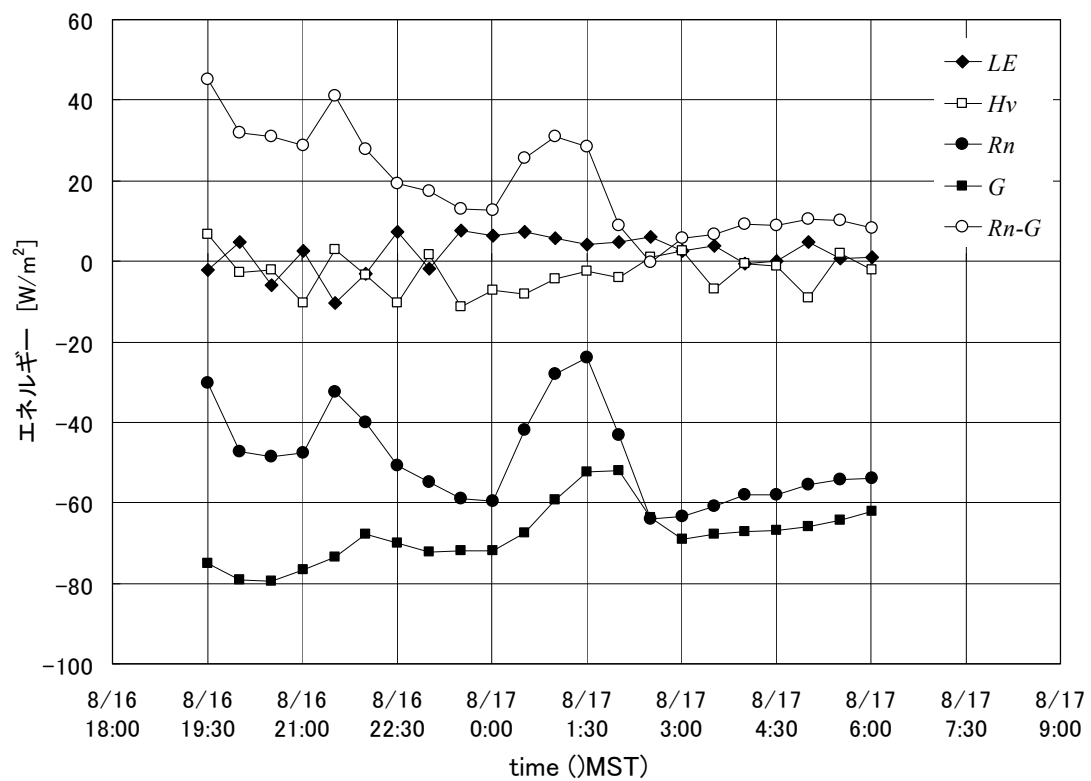
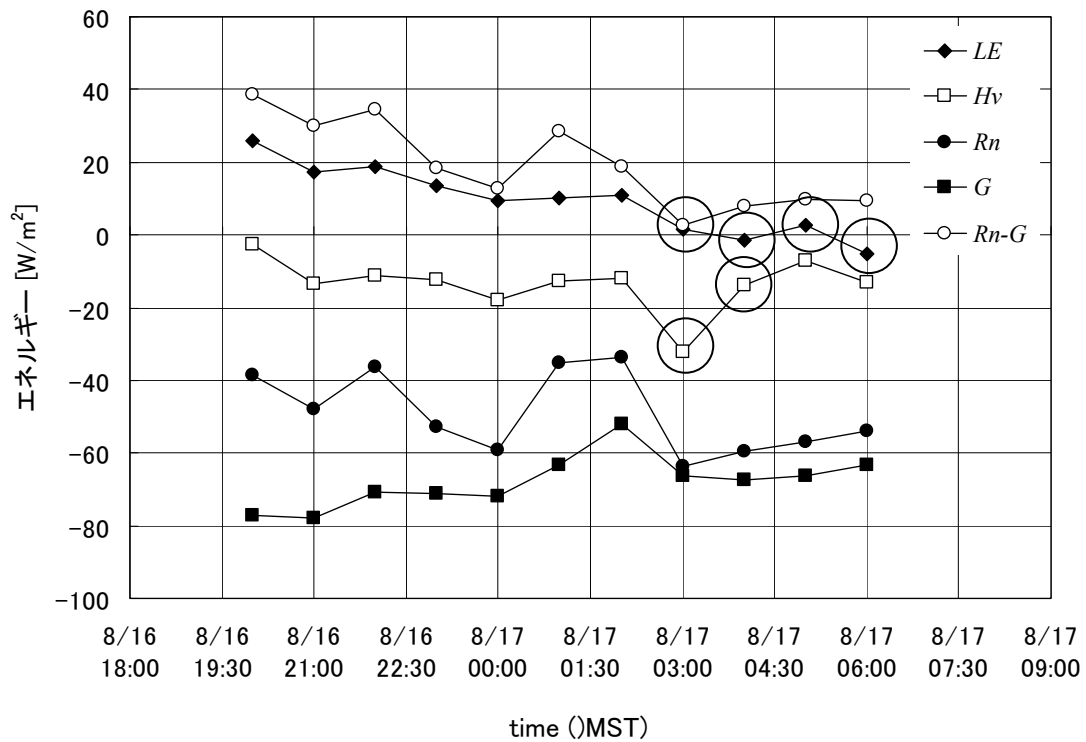


図 3-2 2003/8/16 - 17 における地表面エネルギーの時間変化 (19:30 - 20:00 は夜間外)

上：生データから算出した 1 時間の潜熱フラックスと顕熱フラックス

下：観測ステーションで計算処理され記録された 30 分間のフラックス

LE ：潜熱フラックス H_v ：仮顕熱フラックス G ：地中熱流量 R_n ：正味放射

※図中の○は潜熱および顕熱に対しての定常性テストの結果が良くなかったことを示す

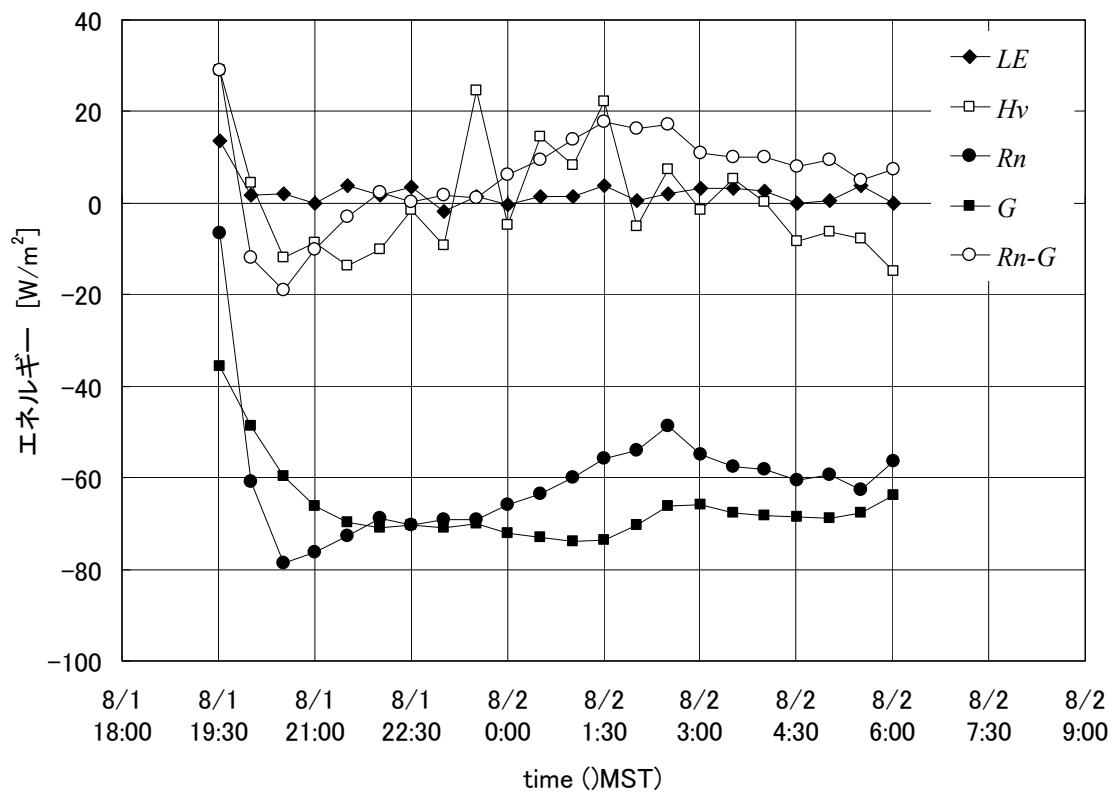
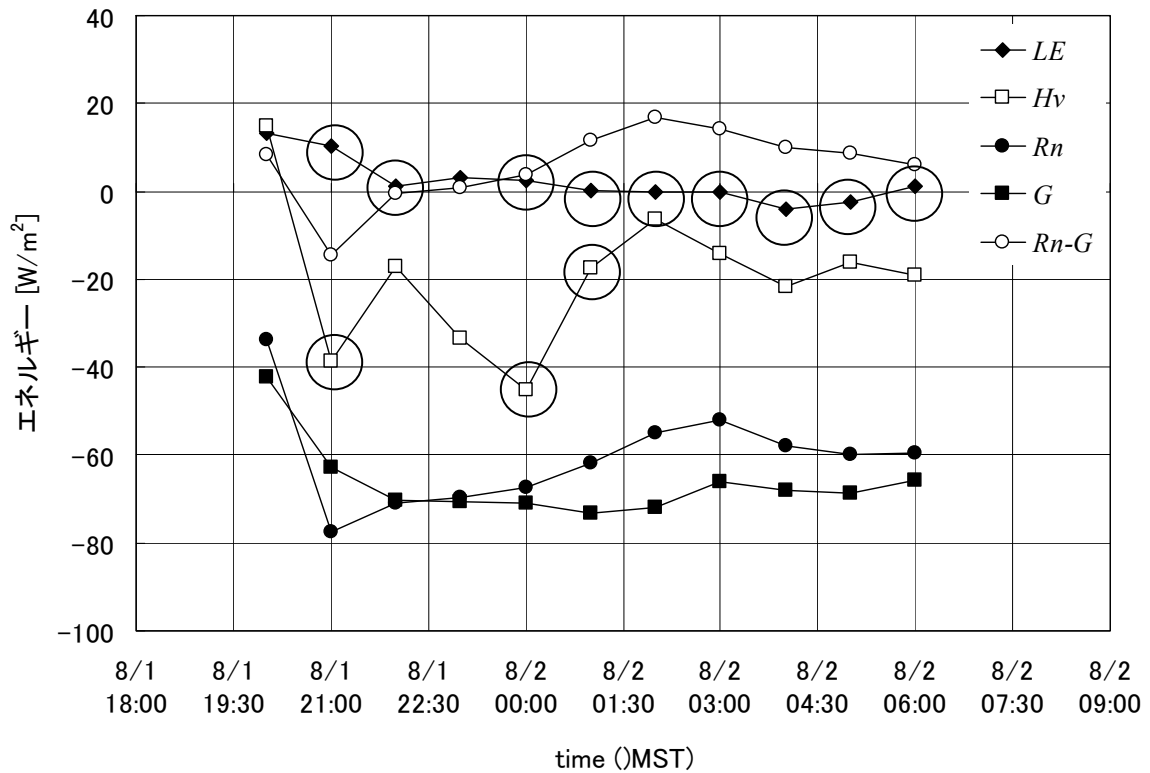


図 3-3 2003/8/1-2 における地表面エネルギーの時間変化 (19:30-20:00 は夜間外)

上：生データから算出した 1 時間の潜熱フラックスと顕熱フラックス

下：観測ステーションで計算処理され記録された 30 分間のフラックス

LE ：潜熱フラックス H_v ：仮顕熱フラックス G ：地中熱流量 R_n ：正味放射

※図中の○は潜熱および顕熱に対しての定常性テストの結果が良くなかったことを示す

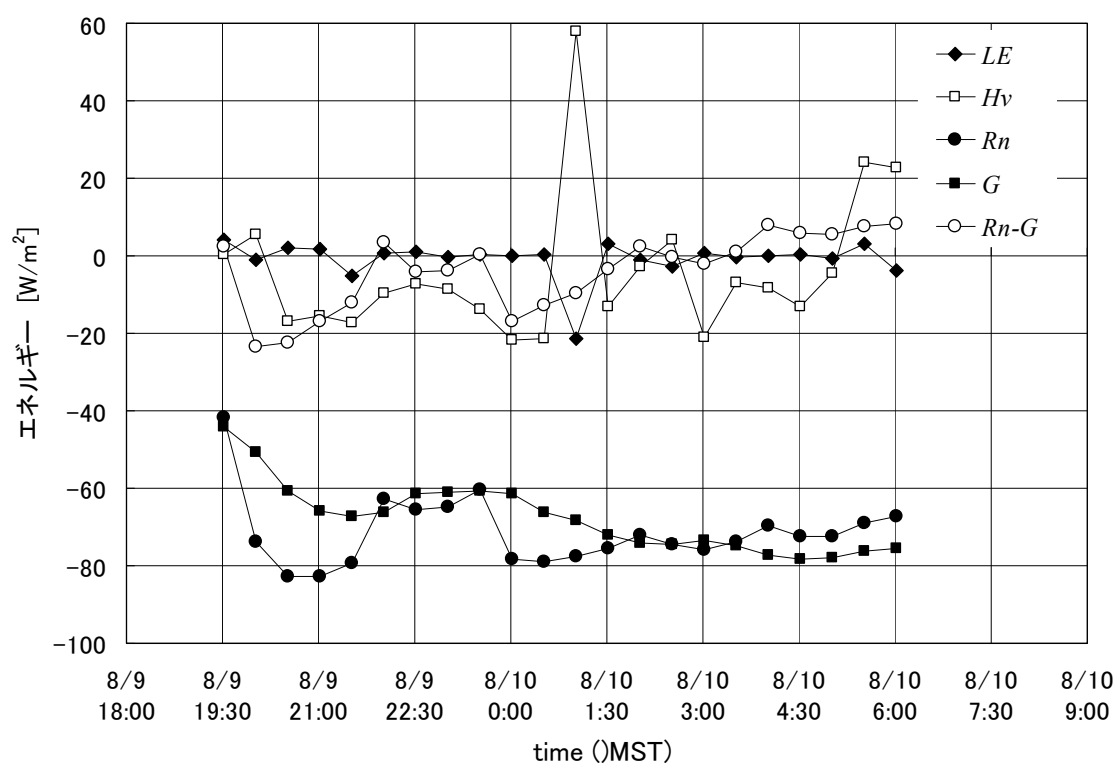
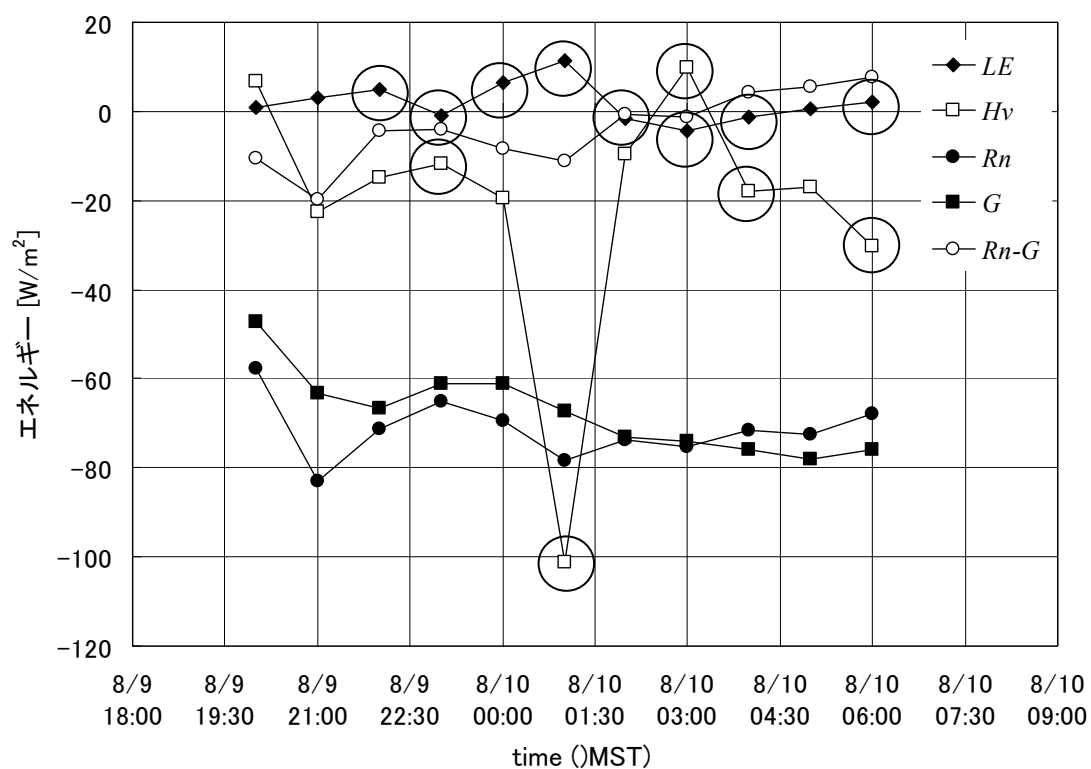


図 3-4 2003/8/9-10 における地表面エネルギーの時間変化 (19:30-20:00 は夜間外)

上：生データから算出した 1 時間の潜熱フラックスと顕熱フラックス

下：観測ステーションで計算処理され記録された 30 分間のフラックス

LE ：潜熱フラックス H_v ：仮顕熱フラックス G ：地中熱流量 R_n ：正味放射

※図中の○は潜熱および顕熱に対しての定常性テストの結果が良くなかったことを示す

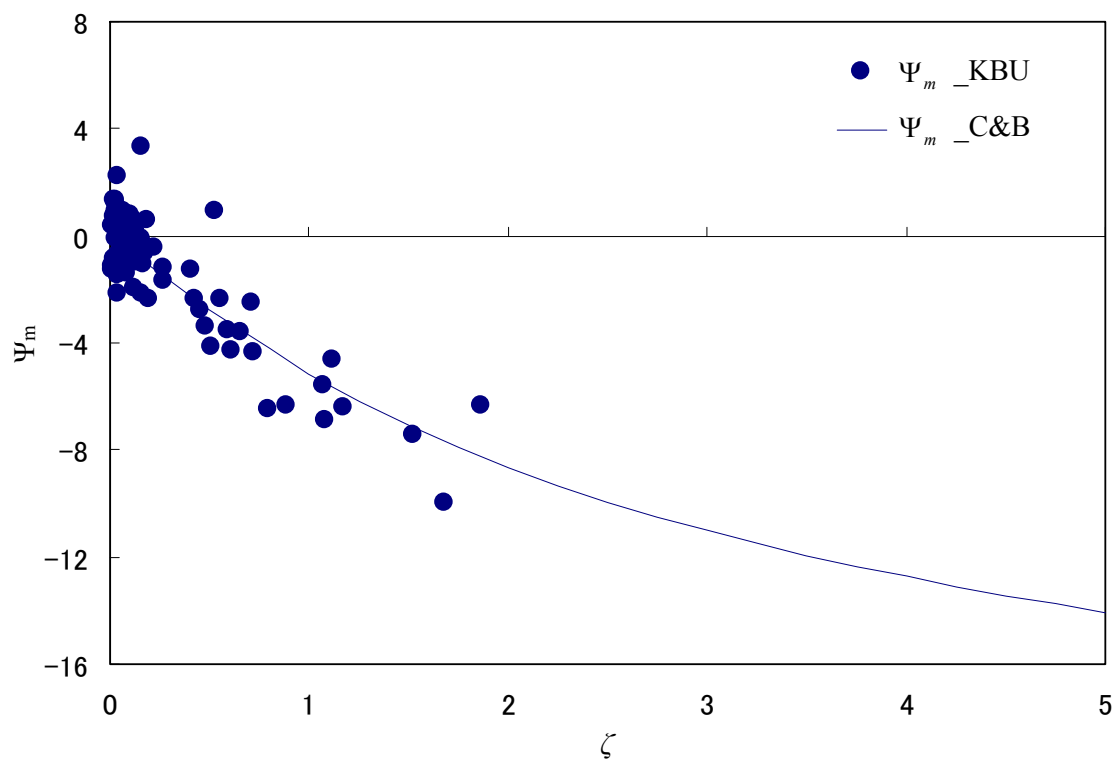


図 3-5 KBU の観測値から求めた無次元高度 ζ と安定度修正関数 Ψ_m の関係図
Cheng and Brutsaert (2005) で提案された $\Psi_m(\zeta)_C\&B$ との比較

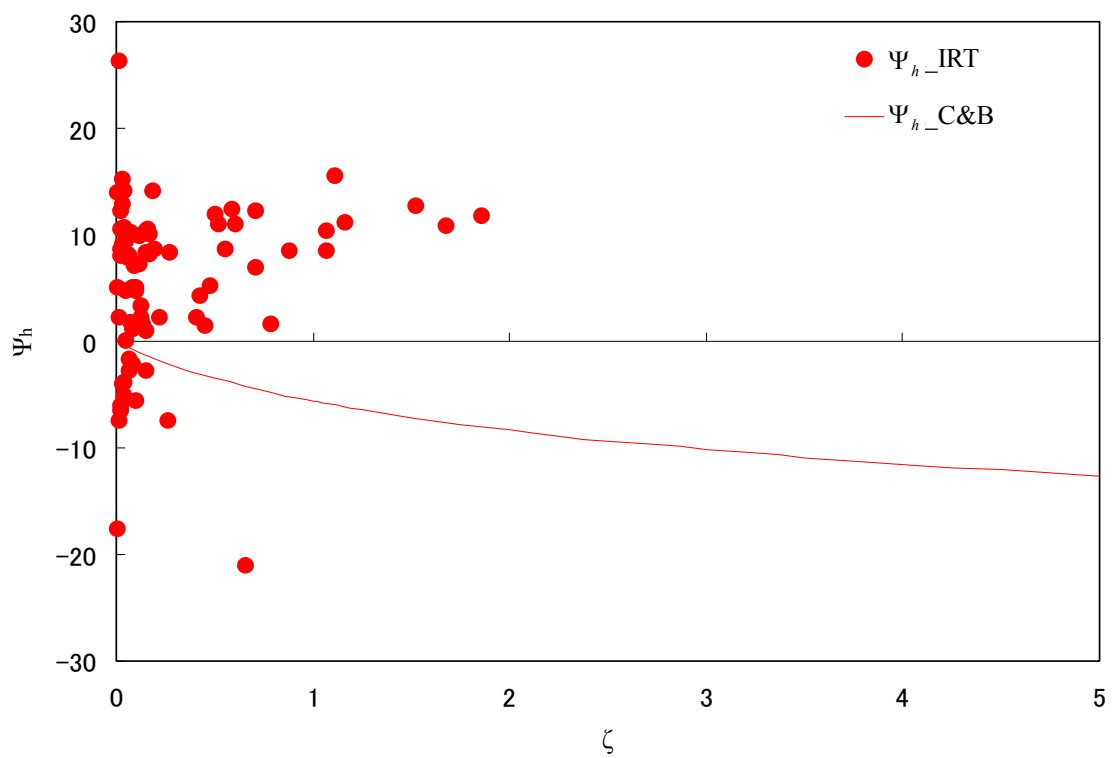


図 3-6 KBU の観測値から求めた無次元高度 ζ と安定度修正関数 $\Psi_h(\zeta)_IRT$ の関係図
Cheng and Brutsaert (2005) で提案された $\Psi_h(\zeta)_C\&B$ との比較

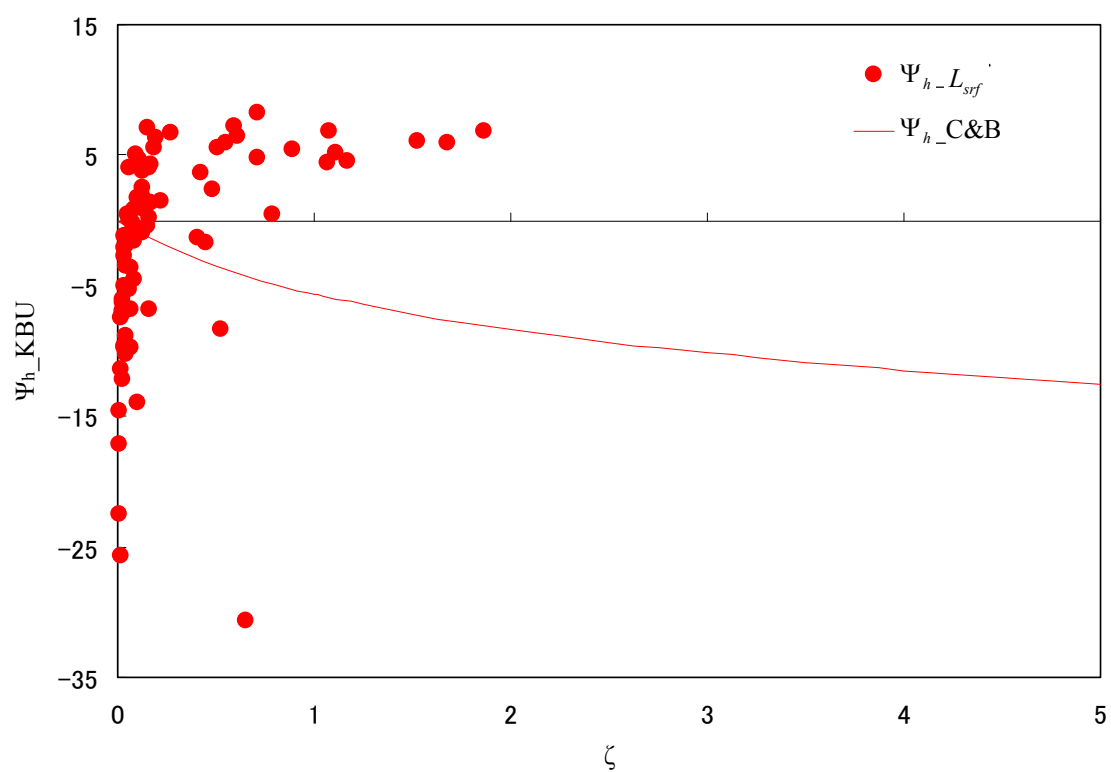


図 3-7 KBU の観測値から求めた無次元高度 ζ と安定度修正関数 $\Psi_h(\zeta)_{L_{srf}}$ の関係図
Cheng and Brutsaert (2005) で提案された $\Psi_h(\zeta)_{C\&B}$ との比較

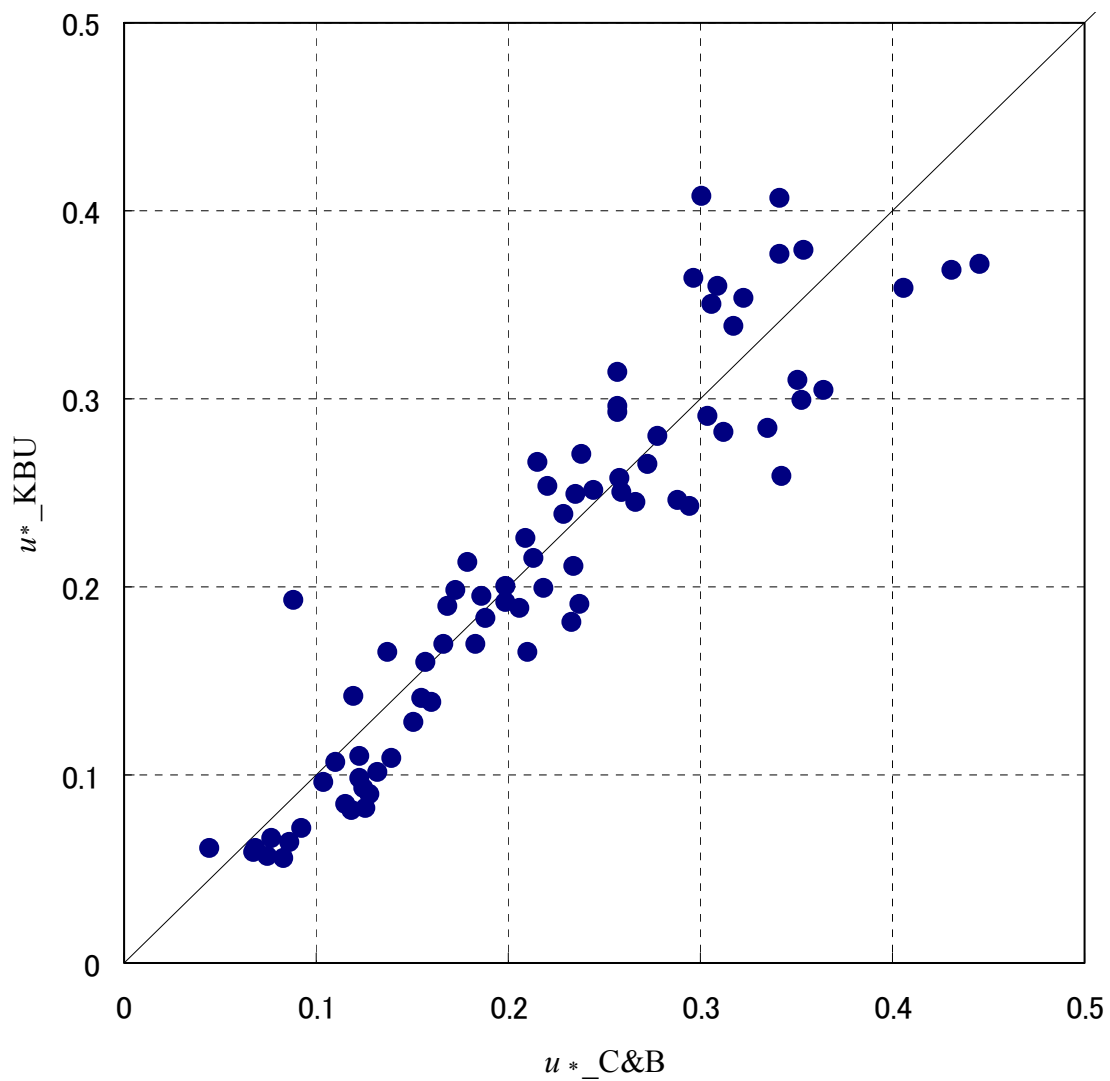


図 3-8 摩擦速度 u_* の推定値と観測値の比較 1

$u_{*_C\&B}$; Cheng and Brutsaert (2005) で提案された $\Psi_m(\zeta)$ から推定した u_*

u_{*_KBU} ; 渦相関法による KBU の観測値 u_*

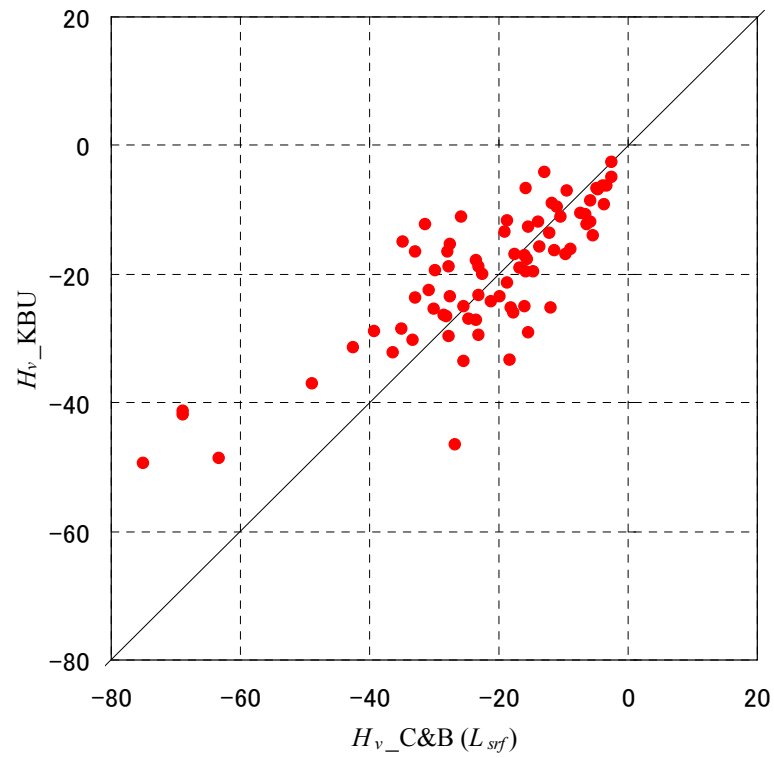
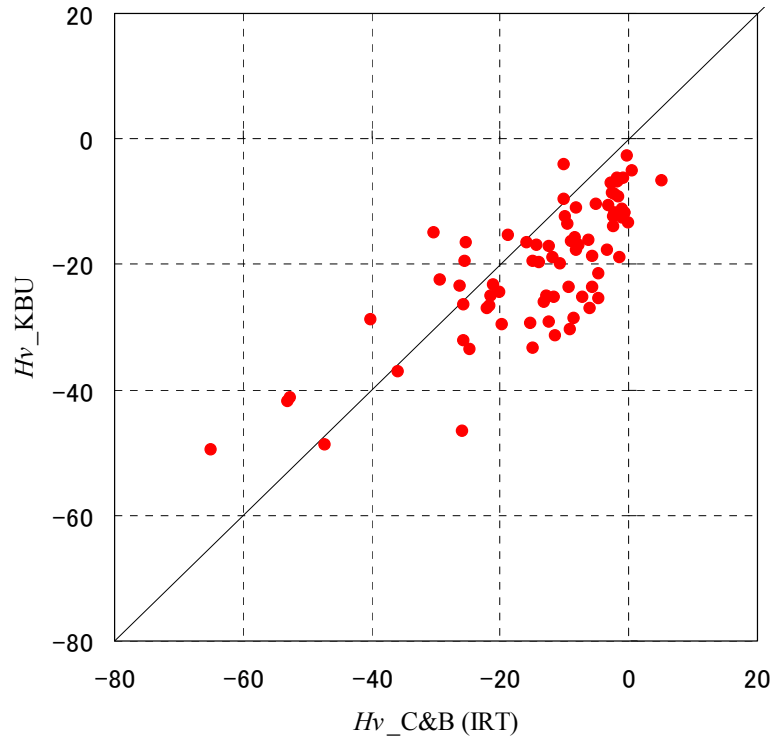


図 3-9 仮頭熱フラックス H_v の推定値と観測値の比較 1

$H_v_C\&B$; Cheng and Brutsaert (2005) で提案された $\Psi_h(\zeta)$ から推定した H_v

H_v_KBU ; 渦相関法による KBU の観測値 H_v

(上 ; $\Psi_h(\zeta)$ に $\Psi_h(\zeta)_IRT$ を利用, 下 ; $\Psi_h(\zeta)$ に $\Psi_h(\zeta)_L_{srf}$ を利用)

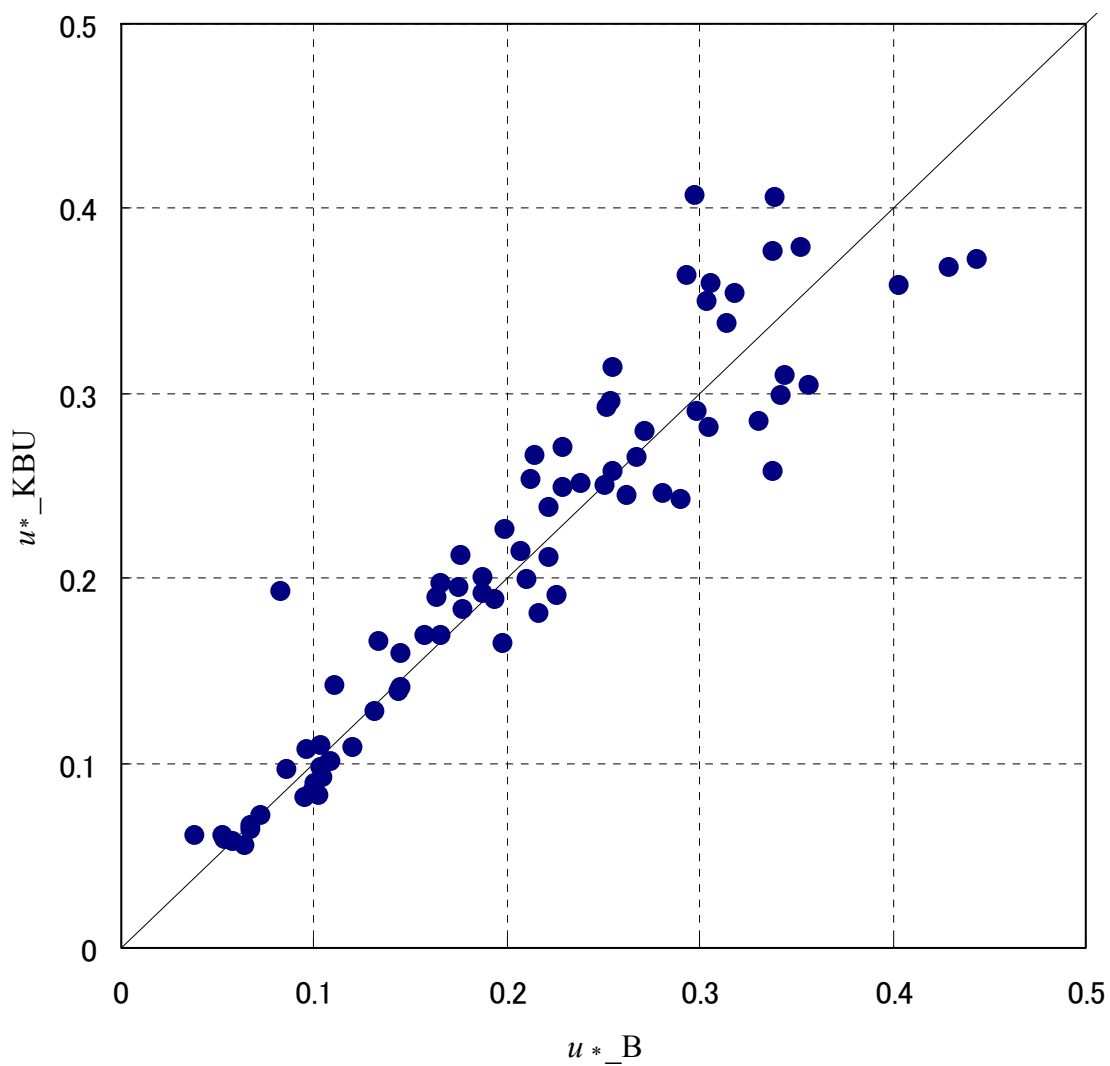


図 3-10 摩擦速度 u_* の推定値と観測値の比較 2

u_{*_B} ; Brutsaert (1982) による $\Psi_m(\zeta)$ から推定した u_*

u_{*_KBU} ; 渦相関法による KBU の観測値 u_*

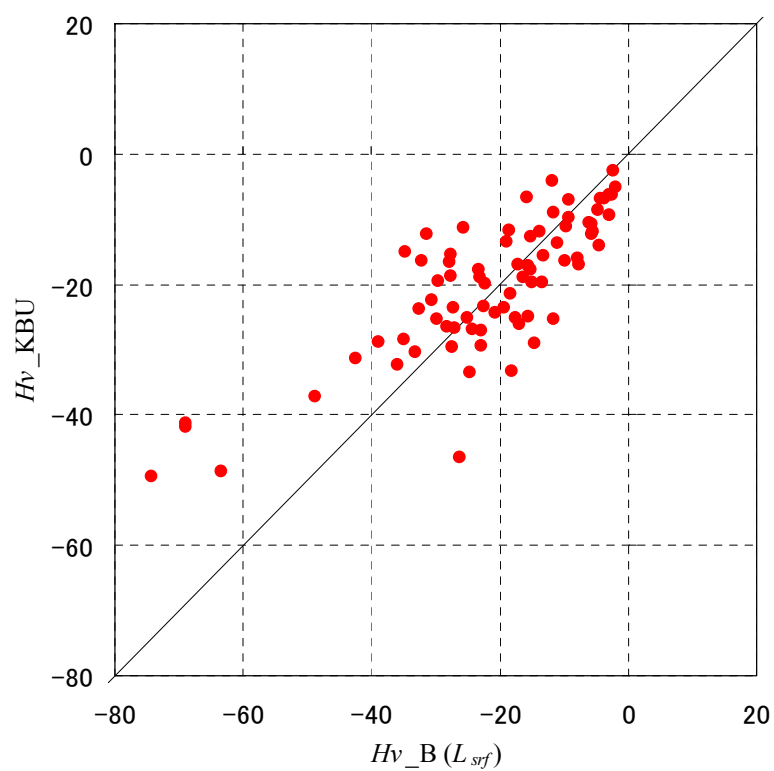
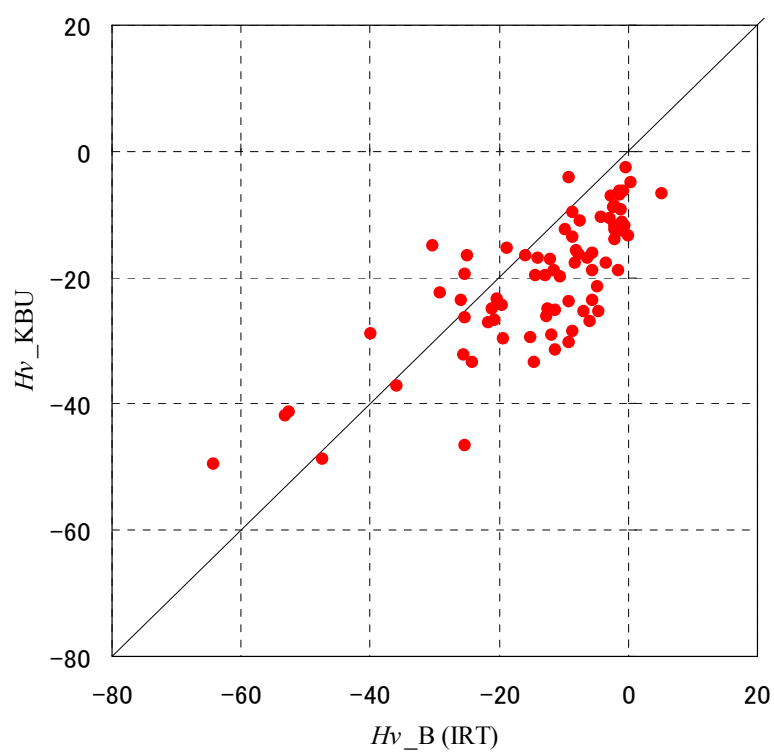


図 3-11 仮頭熱フラックス H_v の推定値と観測値の比較 2

H_v_B ; Brutsaert (1982) による $\Psi_h(\zeta)$ から推定した H_v

H_v_KBU ; 渦相関法による KBU の観測値 H_v

(上 ; $\Psi_h(\zeta)$ に $\Psi_h(\zeta)_IRT$ を利用, 下 ; $\Psi_h(\zeta)$ に $\Psi_h(\zeta)_L_{srf}$ を利用)

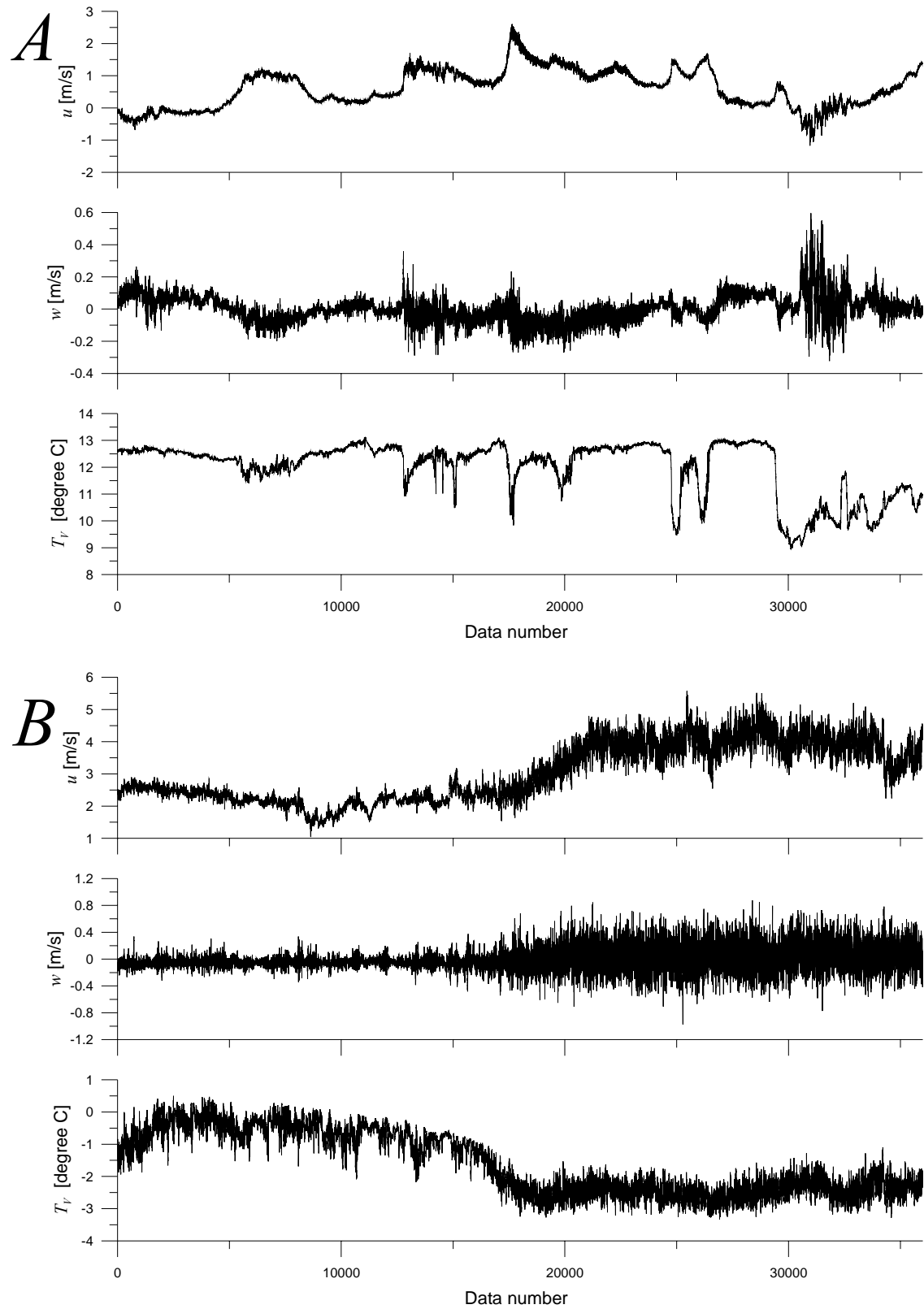


図 3-12 乱流の特性が変化している様子の例

A : 2006/8/1 3:00-4:00 (MST) $RN_{\text{cov_}wu} = \text{class5}$, $RN_{\text{cov_}wT_v} = \text{class6}$

B : 2007/4/24 0:00-1:00 (MST) $RN_{\text{cov_}wu} = \text{class6}$, $RN_{\text{cov_}wT_v} = \text{class5}$

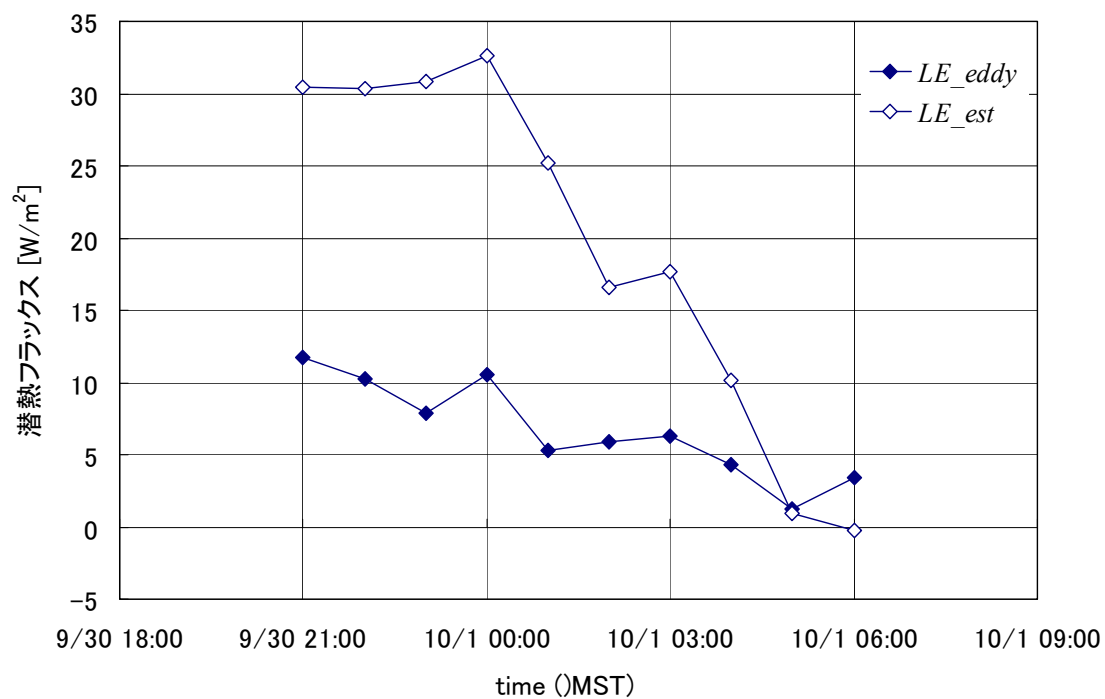
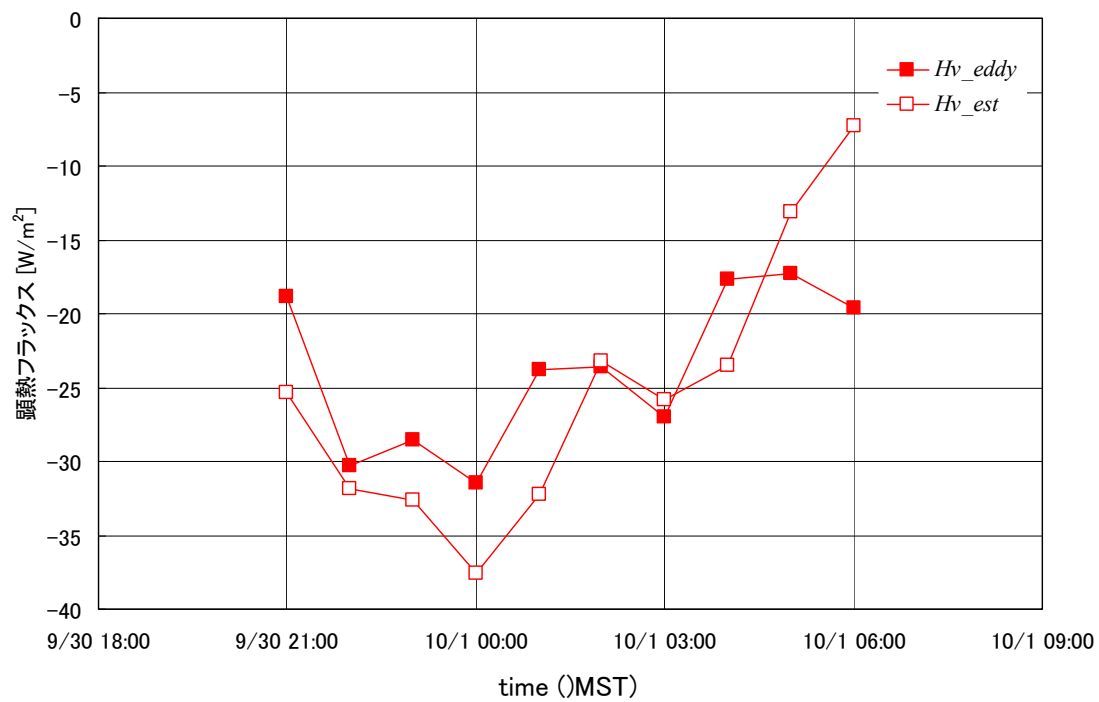


図 3-13 2003/9/30 – 10/1 における地表面フラックスの推定結果

Hv_eddy : 渦相関法によって求められた KBU の観測値

Hv_est : 時系列変化から推定された仮顕熱フラックス

LE_eddy : 渦相関法によって求められた KBU の観測値

LE_est : 時系列変化から推定された潜熱フラックス

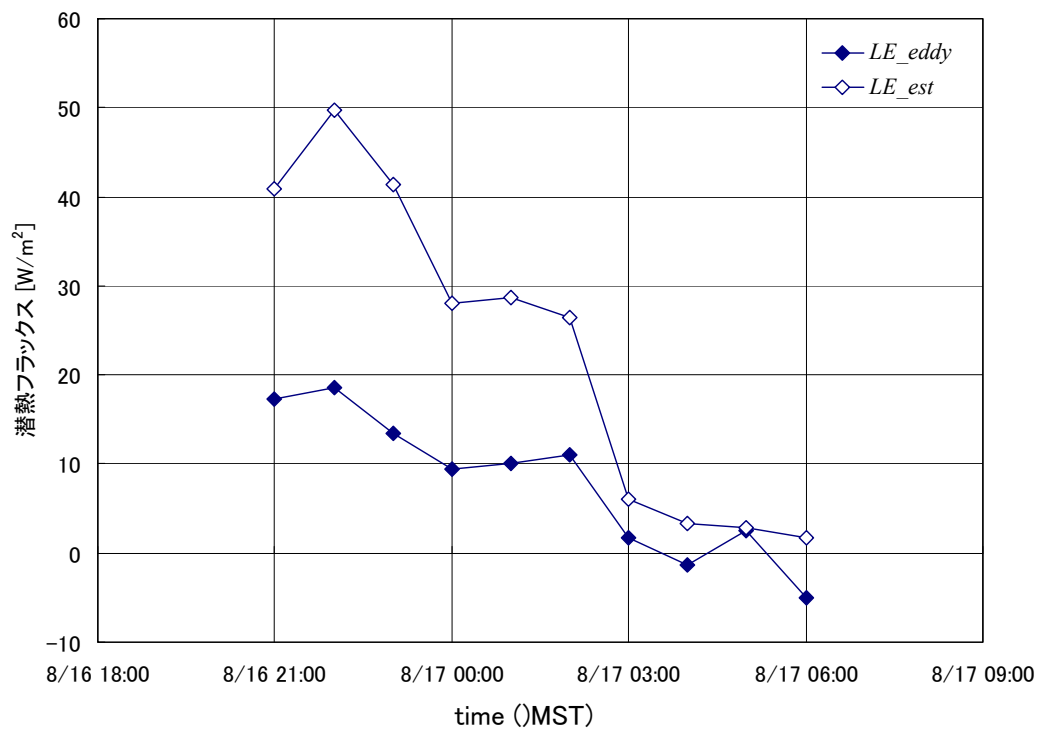
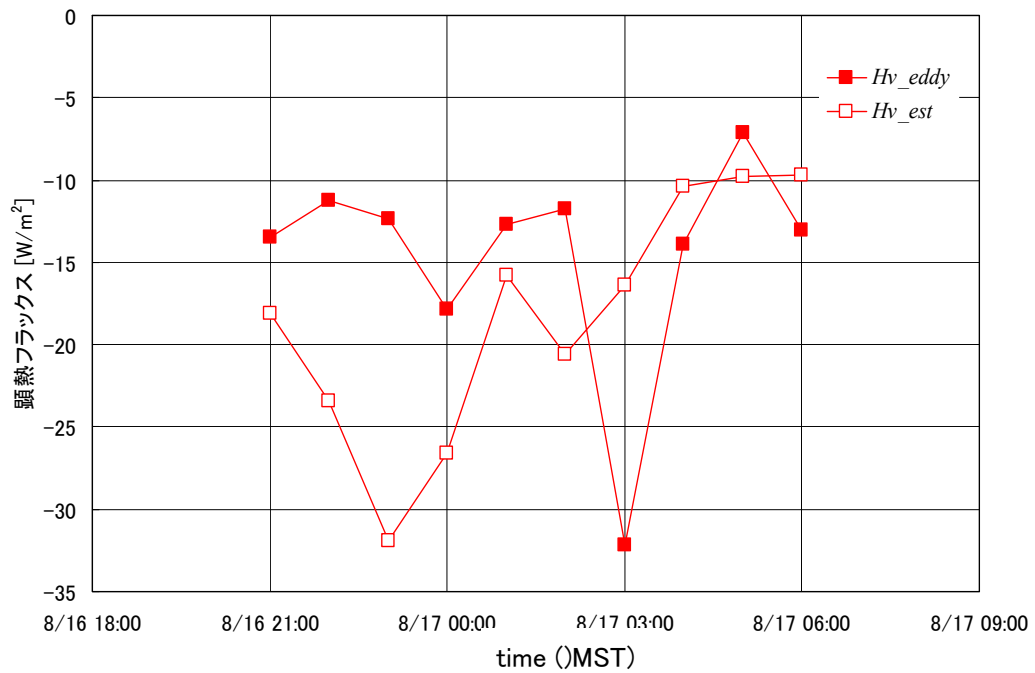


図 3-14 2003/8/16 – 17 における地表面フラックスの推定結果

Hv_eddy : 渦相関法によって求められた KBU の観測値

Hv_est : 時系列変化から推定された仮顕熱フラックス

LE_eddy : 渦相関法によって求められた KBU の観測値

LE_est : 時系列変化から推定された潜熱フラックス

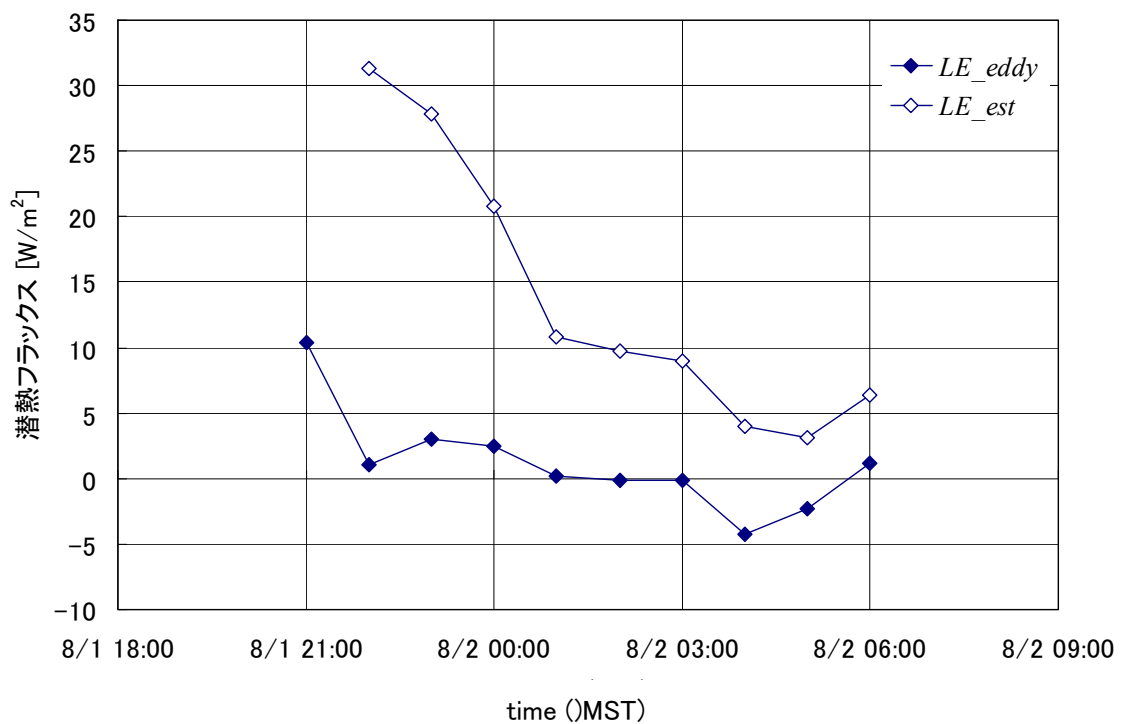
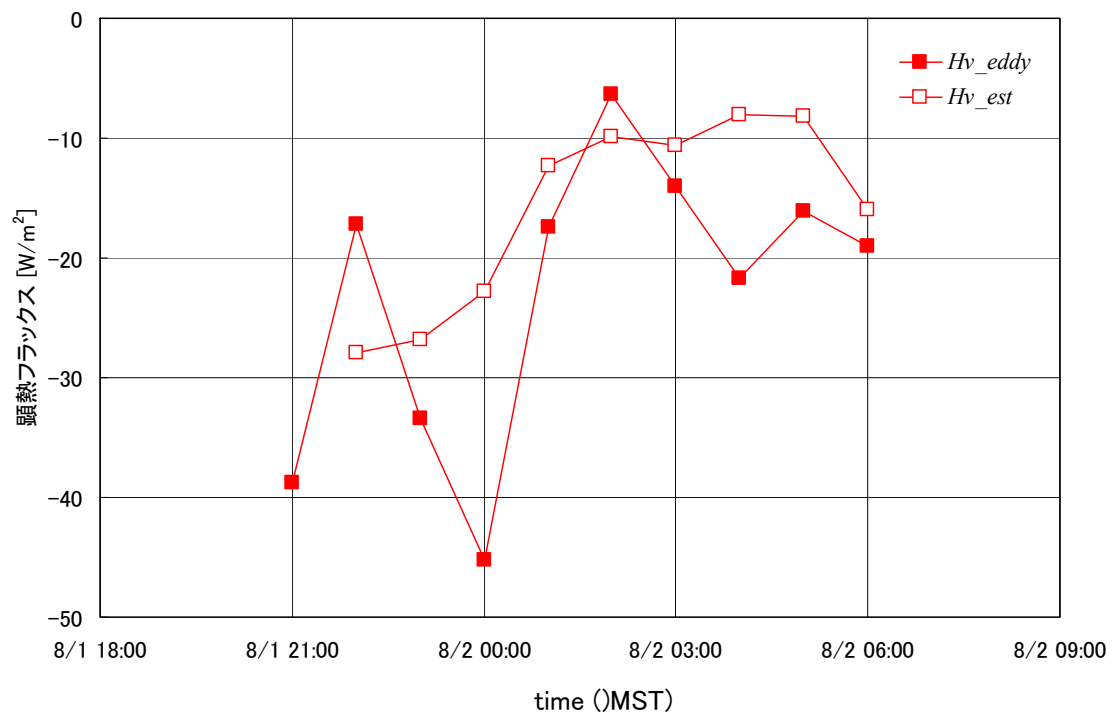


図 3-15 2003/8/1-2 における地表面フラックスの推定結果

H_v_eddy : 渦相関法によって求められた KBU の観測値

H_v_est : 時系列変化から推定された仮顕熱フラックス

LE_eddy : 渦相関法によって求められた KBU の観測値

LE_est : 時系列変化から推定された潜熱フラックス

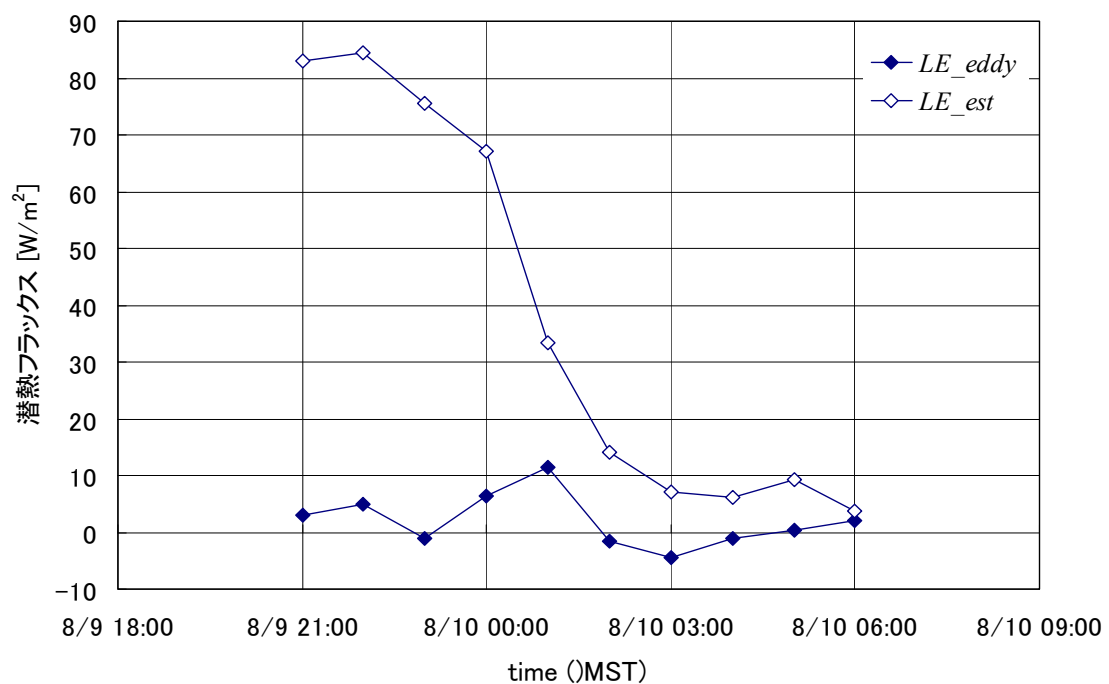
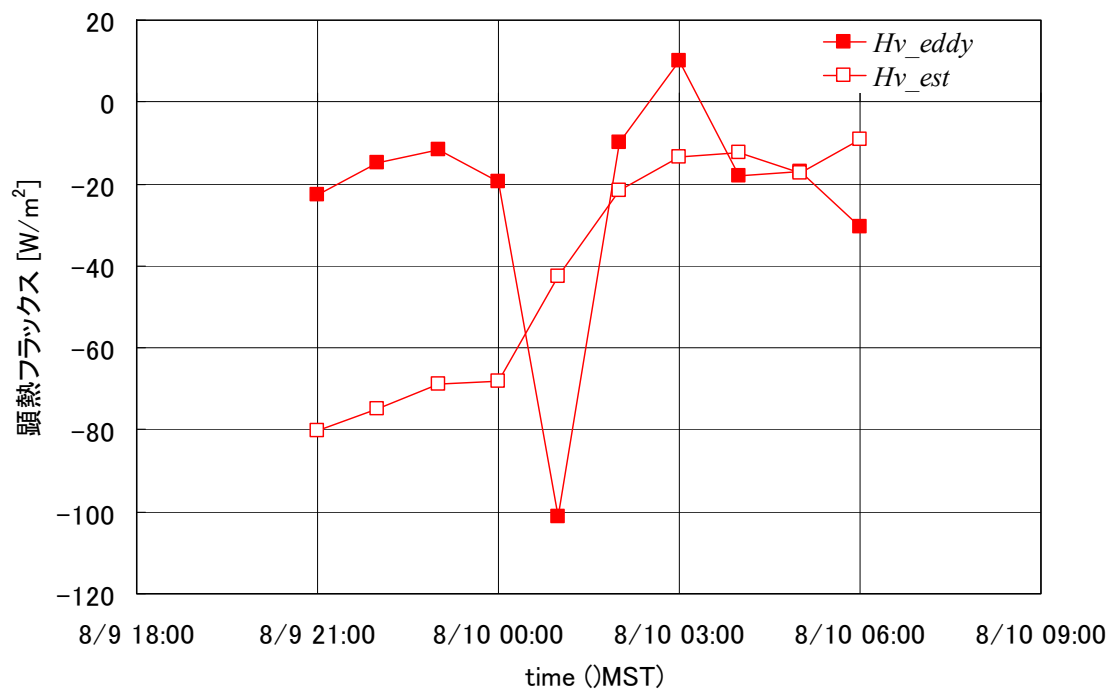


図 3-16 2003/8/9 - 10 における地表面フラックスの推定結果

Hv_eddy : 渦相関法によって求められた KBU の観測値

Hv_est : 時系列変化から推定された仮顕熱フラックス

LE_eddy : 渦相関法によって求められた KBU の観測値

LE_est : 時系列変化から推定された潜熱フラックス

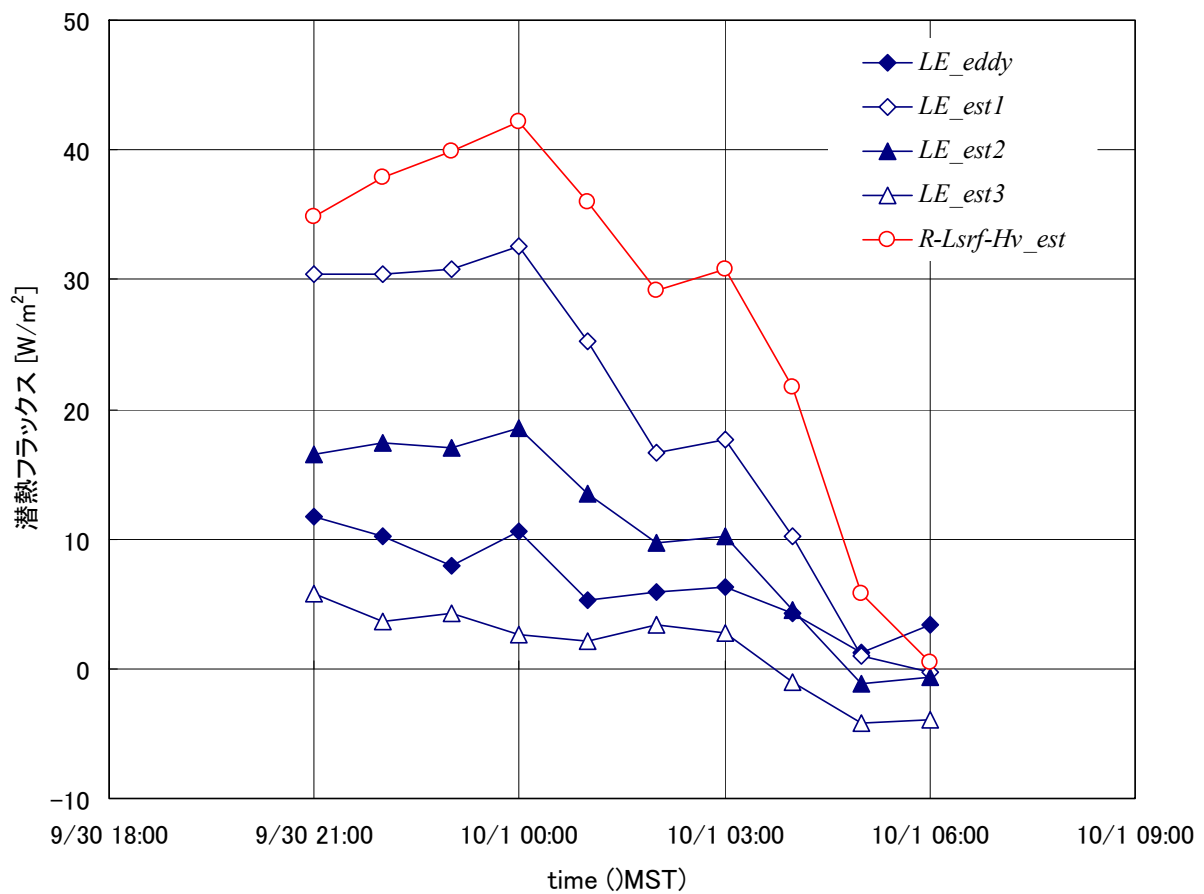


図 3-17 2003/9/30 – 10/1 における潜熱フラックスの推定値と観測値

LE_eddy : 渦相関法による KBU の観測値

LE_est1 : 時系列変化から推定された潜熱フラックス

LE_est2 : van Bavel (1966) による可能蒸発量の潜熱フラックス

LE_est3 : Priestlyey and Taylor (1972) による可能蒸発量の潜熱フラックス

H_v_est : 時系列変化から推定された仮顕熱フラックス

$R = L_{sky} - G$: L_{sky} 下向き長波放射, G は地中熱流量

L_{srf} : 上向き長波放射

夜間において太陽起源の短波放射がないため,

地表面に入ってくる正味の放射量は $R_n = L_{sky} - L_{srf}$ ということになる

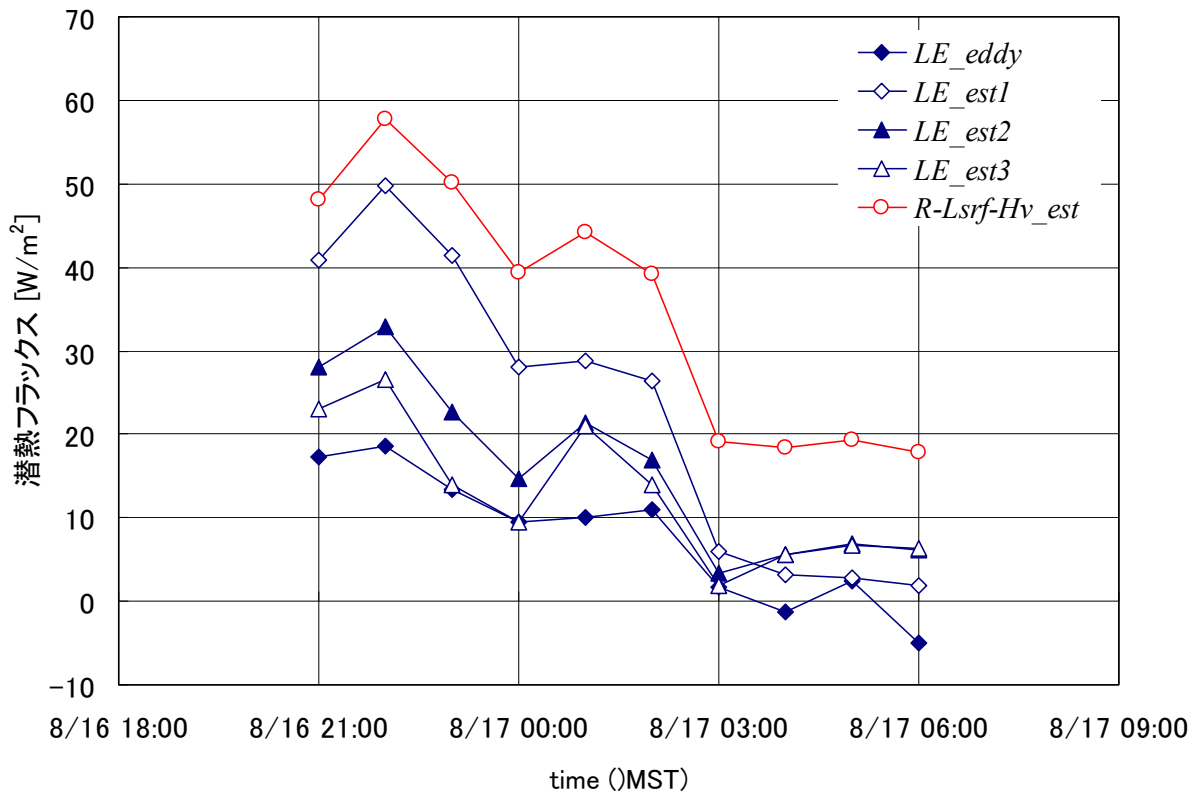


図 3-18 2003/8/16 – 17 における潜熱フラックスの推定値と観測値

LE_eddy : 渦相関法による KBU の観測値

LE_est1 : 時系列変化から推定された潜熱フラックス

LE_est2 : van Bavel (1966) による可能蒸発量の潜熱フラックス

LE_est3 : Priestly and Taylor (1972) による可能蒸発量の潜熱フラックス

H_v_est : 時系列変化から推定された仮顕熱フラックス

$R = L_{sky} - G$: L_{sky} 下向き長波放射, G は地中熱流量

L_{srf} : 上向き長波放射

夜間において太陽起源の短波放射がないため,

地表面に入ってくる正味の放射量は $R_n = L_{sky} - L_{srf}$ ということになる

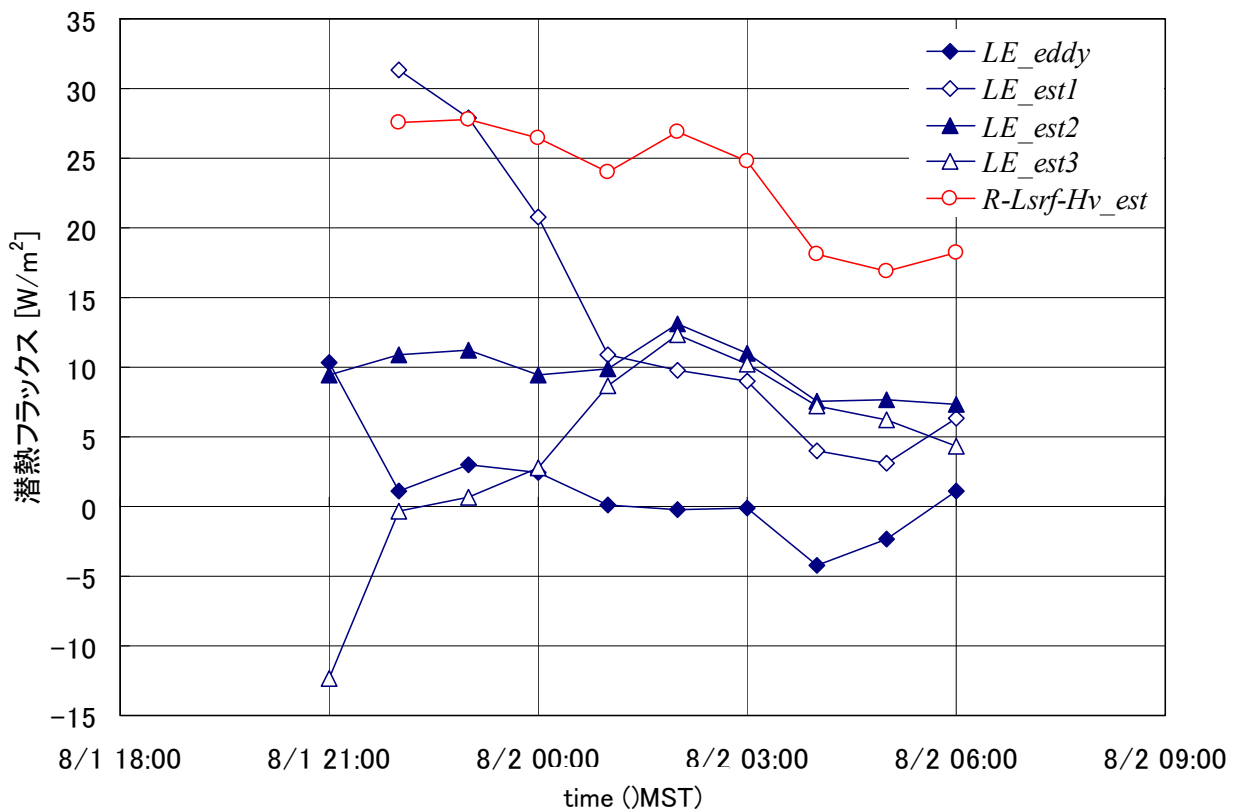


図 3-19 2003/8/1-2 における潜熱フラックスの推定値と観測値

LE_eddy : 渦相関法による KBU の観測値

LE_est1 : 時系列変化から推定された潜熱フラックス

LE_est2 : van Bavel (1966) による可能蒸発量の潜熱フラックス

LE_est3 : Priestly and Taylor (1972) による可能蒸発量の潜熱フラックス

H_v_est : 時系列変化から推定された仮顕熱フラックス

$R = L_{sky} - G$: L_{sky} 下向き長波放射, G は地中熱流量

L_{srf} : 上向き長波放射

夜間において太陽起源の短波放射がないため,

地表面に入ってくる正味の放射量は $R_n = L_{sky} - L_{srf}$ ということになる

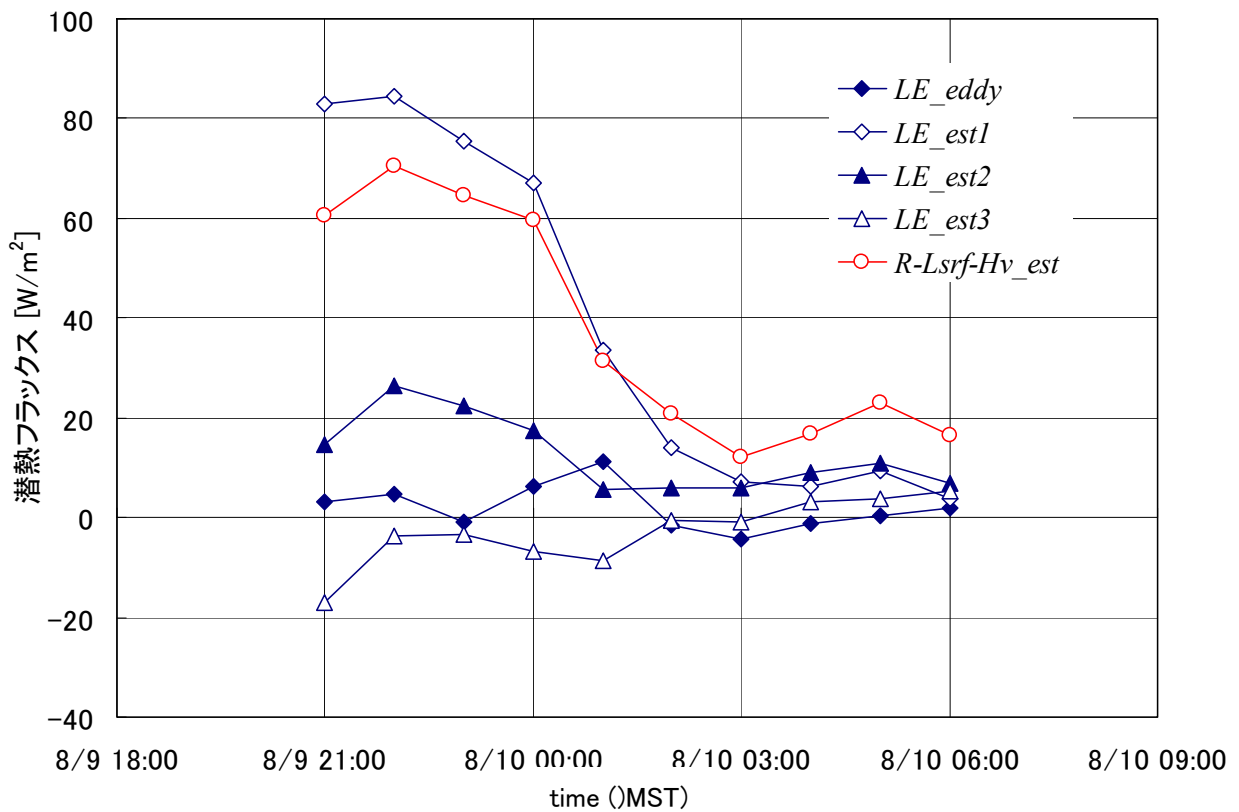


図 3-20 2003/8/9 – 10 における潜熱フラックスの推定値と観測値

LE_eddy : 渦相関法による KBU の観測値

LE_est1 : 時系列変化から推定された潜熱フラックス

LE_est2 : van Bavel (1966) による可能蒸発量の潜熱フラックス

LE_est3 : Priestly and Taylor (1972) による可能蒸発量の潜熱フラックス

H_v_est : 時系列変化から推定された仮顕熱フラックス

$R = L_{sky} - G$: L_{sky} 下向き長波放射, G は地中熱流量

L_{srf} : 上向き長波放射

夜間において太陽起源の短波放射がないため,

地表面に入ってくる正味の放射量は $R_n = L_{sky} - L_{srf}$ ということになる

4. まとめ

本研究により、モンゴル半乾燥地における夜間の安定境界層について、以下のことが言える。

夜間において、本研究では安定度ではなく定常性に注目した結果、定常性が保障されたデータについて、MOS 則が成立し、MOS 則が成り立つデータについては、バルク法により地表面フラックスの推定が可能である。しかしながら、本研究対象地域においては定常性を保障されるデータは信頼性のあるデータに対して 30 % ほどであり、夜間全データに対しては 11 % 程度であることがわかった。また、Cheng and Brutsaert (2005) で提案された新しい運動量に対する安定度修正関数は、本研究対象地域において、従来の安定度修正関数と差はなかった。しかし、顕熱に対する安定度修正関数については、本研究対象地域において更なる検討が必要であることが示唆された。

定常性が保障される夜間については、既存の蒸発量推定式および時系列推定によって、地表面フラックスを推定することが可能である。定常性が保障されない時間帯を含んでいる夜間では、既存の蒸発量推定式によって潜熱フラックスの時間変化を再現できないが、時系列推定によって潜熱フラックスの時間変化を再現できる。しかし一晩中、定常性が保障されない夜間においては、エネルギーに注目した時系列推定によってフラックスの変化を推定できるものの、その値は渦相関法による潜熱フラックスの動きをあまり再現できていない。定常性が長時間において保障されないような夜間については、渦相関法以外による実蒸発量の観測が必要と考えられる。また今後、時系列推定の方法を確立させていくためには、風速の大きさなど機械的な混合について厳密に考慮していく必要があると考えられる。

謝辞

本修士論文を作成するにあたり、筑波大学生命環境科学研究科の久田健一郎准教授、杉田倫明教授、小野道之准教授には終始熱心なご指導をいただきました、深く感謝の意を表します。また、本研究は独立行政法人科学技術振興機構の戦略的創造研究推進事業 (CREST) における研究課題「北東アジア植生変遷域の水循環と生物・大気圏の相互作用の解明 (RAISE)」の一環として行われたものです。現地調査および各種のデータ利用においては、RAISE 関係者の方々に多くのご協力を頂きました。RAISE 関係者の全ての皆様に御礼申し上げます。

筑波大学教育研究科の新井一郎先生、山岸宏先生には発表会を通して貴重なご助言をいただきました。同研究科の諸先生方には授業を通じて論文作成に有益となる基礎的な知識を培っていただきました、併せて感謝を申し上げます。また同研究科の皆様には修士論文作成に関する諸手続きや諸作業にてご協力いただきました、感謝を申し上げます。

名古屋大学生命農学研究科の小谷亜由美氏、筑波大学生命環境科学研究科をご卒業された加藤秀和氏には現地での調査を始め、多大なるご助言をいただきました。心より御礼申し上げます。筑波大学生命環境科学研究科のビャンバフー氏、同大学環境科学研究科の後藤優氏、吉井英治氏には現地での観測や解析において協力していただきました。また、同大学総合研究棟 A の水文科学実験室では執筆および解析作業を行わせていただきました。同部屋にて同大学自然科学類の宮野愛子氏、稲葉茜氏にはいつも励まされました。同大学水文学分野の全ての皆様に感謝申し上げます。

最後に、いつも支えてくれた友人の原良実氏、戸上愛氏、ここには書ききれない多くの友人と家族に感謝を記して謝辞といたします。

参考文献

- 小泉博, 大黒俊哉, 鞠子茂, 草原・砂漠の生態, 共立出版, 250p, 2000.
- 甲山隆司, 寺島一郎, 竹中明夫, 大原雅, 北山兼弘, 彦坂幸毅, 大崎満, 可知直毅, 露崎史朗, 小池孝良, 植物生態学-Plant Ecology-, 朝倉書店, 431p, 2004.
- 小島透, モンゴル・ヘルレン川流域における蒸発散を支配する要因の解明, 筑波大学修士課程環境科学研究科学学位論文, 85p, 2004.
- 近藤純正, 水環境の気象学-地表面の水収支・熱収支-, 450p, 朝倉書店, 1994.
- 佐々木リサ, モンゴル・ヘルレン川流域における水循環に伴う安定同位体比変動プロセス, 筑波大学修士課程環境科学研究科学学位論文, 57p, 2004.
- 塚本修, 文字信貴, 伊藤芳樹, 乱流変動による運動量・顕熱・潜熱 (水蒸気) のフラックス測定, 気象研究ノート, 第 199 号, 19-56, 2001.
- Brutsaert, W., Evaporation Into the Atmosphere, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 299p, 1982.
- Brutsaert, W. and Chen, D., Desorption and the two stages of drying of natural tallgrass prairie, *Water Resources Research*, **31**: 1305-1313, 1995.
- Brutsaert, W. and Chen, D., Diurnal variation of surface fluxes during thorough drying (or severe drought) of natural prairie, *Water Resources Research*, **32**: 2013-2019, 1996.
- Businger, J. A., A note on the Businger-Dyer profiles, *Boundary-Layer Meteorology*, **42**: 145-151, 1988.
- Cheng, Y. and Brutsaert, W., Flux-profile relationships for wind speed and temperature in the stable atmospheric boundary layer, *Boundary-Layer Meteorology*, **114**: 519-538, 2005.
- Dyer, A. J., A review of flux-profile relationships, *Boundary-Layer Meteorology*, **7**: 363-372, 1974.
- Green, S. R., Mcnaughton, K. G., Clothier, B. E., observations of night-time water use in kiwifruit vines and apple trees, *Agricultural and Forest Meteorology*, **48**: 251-261, 1989.
- Foken, T., Gockede, M., Mauder, M., Mahrt, L., Amiro, B., Munger, W., Post-field data quality control, *Handbook of Micrometeorology*, 181-208, 2004.
- Holtslag, A. A. M. and De Bruin, H. A. R., Applied modeling of the nighttime surface energy balance over land, *Journal of Applied Meteorology*, **27**: 689-704, 1988.
- Kato, H., Influences of grazing on vegetation, surface energy and water balance over the Mongolian steppe, MS thesis, Doctoral Program in Geoenvironmental Sciences, the University of Tsukuba, 110p, 2007.
- Kondo, J., Kanechika, O., Yasuda, N., Heat and momentum transfer under strong Stability in the atmospheric Surface Layer, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **35**: 1012-1021, 1978.
- Kotani, A. and Sugita, M., Concise formulate for the atmospheric correction of hemispherical thermal radiation measured near the ground surface, submitted, 2008.
- Li, S-G, Asanuma, J., Eugster, W., Kotani, A., Liu, J.-J., Urano, T., Oikawa, T., Davaa, G., Oyunbaatar, D.,

- Sugita, M., Net ecosystem carbon dioxide exchange over grazed steppe in central Mongolia, *Global Change Biology*, **11**: 1941-1855.
- List, R. J., *Smithsonian Meteorological Tables*, Sixth edition, fifth reprint. City of Washington Smithsonian Institution Press, 1971.
- Mahrt, L., Vertical structure and turbulence in the very stable boundary layer, *Journal of the Atmospheric Science*, **42**: 2333-2349, 1985.
- Mahrt, L., Stratified atmospheric boundary layers, *Boundary-Layer Meteorology*, **88**: 375-396, 1999.
- Mahrt, L. and Vickers, D., Contrasting vertical structures of nocturnal boundary layers, *Boundary-Layer Meteorology*, **105**: 351-363, 2002.
- Mahrt, L., Sun, J., Blumen, W., Delany, T. Oncley, S., Nocturnal boundary-layer regimes, *Boundary-Layer Meteorology*, **88**: 255-278, 1998.
- Mariko, S., Urano, T., Asanuma, J., Effects of irrigation on CO₂ and CH₄ fluxes Mongolian steppe soil, *Journal of Hydrology*, **333**: 118-123, 2007.
- Monin, A. S. and Obukhov, A. M., Basic laws of turbulent mixing in the ground layer of the atmosphere, *Tr. Geofiz. Instit. Akad. Nauk, S. S. S. R.*, **24**: 163-187, 1954. (German translation: 1958, *Sammelband zur Statistischen Theorie der Turbulenz*, H. Georing, (ed). Berlin: Akademie Verlag.)
- Muchow, R. C., Ludlow, M. M., Fisher, M. J., Myers, R. J. K., Stomatal behavior of kenaf and sorghum in a semiarid tropical environment. I. during the night, *Australian Journal of Plant Physiology*, **7**: 609-619, 1980.
- Nappo, C. J., and Johansson, P-E., Summary of the Lövånger international workshop on turbulence and diffusion in the stable planetary boundary layer, *Boundary-Layer Meteorology*, **90**: 345-374, 1999.
- Priestley, C. H. B. and Taylor, R. J., On the assessment of surface flux and evaporation using large-scale parameters, *Monthly Weather Review*, **100**: 81-92, 1972.
- Rawson, H. M. and Clarke, J. M., Nocturnal transpiration in wheat, *Australian Journal of Plant Physiology*, **15**: 397-406, 1988.
- Stull, R. B., *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*, Kluwer Academic Publishers, USA, 666pp, 1988.
- Sugita, M. and Brutsaert, W., Daily evaporation over a region from lower boundary layer profiles measured with radiosondes, *Water Resource Research*, **27**: 747-752, 1991.
- Sugita, M., Asanuma, J., Tsujimura, M., Maiko, M., Lu, M., Kimura, F., Azzaya, D. Adyasuren, TS., An overview of the rangelands atmosphere-hydrosphere-biosphere interaction study experiment in northern Asia (RAISE), *Journal of Hydrology*, **333**: 3-20, 2007.
- van Bavel, C. H. M., Potential evaporation : the combination concept and its experimental verification, *Water Resource Research*, **2**: 455-467, 1966.

付録 1

3-2において、KBUの観測値より算出した顕熱に対する安定度修正関数 $\Psi_h(\zeta)$ が、先行研究と異なる結果を示した。また、安定な状態では安定度修正関数 $\Psi_h(\zeta)$ は負に働かなければいけないが、今回に結果は理論的に成り立たない。しかしながら、運動量に対する安定度修正関数 $\Psi_m(\zeta)$ は先行研究と同じような傾向を示しており、顕熱に対する安定度修正関数 $\Psi_h(\zeta)$ と運動量に対する安定度修正関数 $\Psi_m(\zeta)$ の違いは温度の項である。そこで温度の項に何か問題があると考え、地表面温度 T_s および気温 T_a を検討した。

地表面温度 T_s は放射温度計によって観測している値(T_s_IRT)があるが、放射温度計では地表面の一地点のみの温度を観測している。一方、四成分放射計では長波放射を観測しており、その観測範囲は放射温度計より広い。そこで放射温度計の観測値 T_s_IRT と上向き長波放射から算出した地表面温度 $T_s_L_{surf}$ を比較した。結果は図1である。両者の相関がなければ、観測が正しく行われていないと言えが、図を見てわかるように相関があることから、観測は正しく行われていたと言える。

次に気温 T_a について検討した。本研究では、KBUの観測ステーションの値を用いているが、KBUには、放牧の影響を研究するために、放牧の影響を受けない保護区(A2)がRAISEプロジェクトにより設置されている。その保護区の中にも観測ステーションが設置されており(図2)、気温を観測している。保護区A2は本研究観測ステーションA1から南西に約250 m離れたところに位置し、170 m × 200 mの柵に囲われており、A1と同じ高度で気温を観測している。本研究観測ステーションA1で観測された気温 T_a を T_a_A1 、保護区の観測ステーションで観測された気温 T_a を T_a_A2 とし、同日同時刻の観測値を比較したものが図3である。相関があり、こちらも観測が正しく行われていたと言える。

よって、なぜ顕熱に対する安定度修正関数 $\Psi_h(\zeta)$ が不自然な結果になったのかは原因不明である。しかしながら、Cheng and Brutsaert (2005)によって提案された顕熱に対する安定度修正関数 $\Psi_h(\zeta)$ を用いて算出した顕熱フラックスは信頼できないような値を示していないので、本研究ではCheng and Brutsaert (2005)によって提案された顕熱に対する安定度修正関数 $\Psi_h(\zeta)$ を用いている。

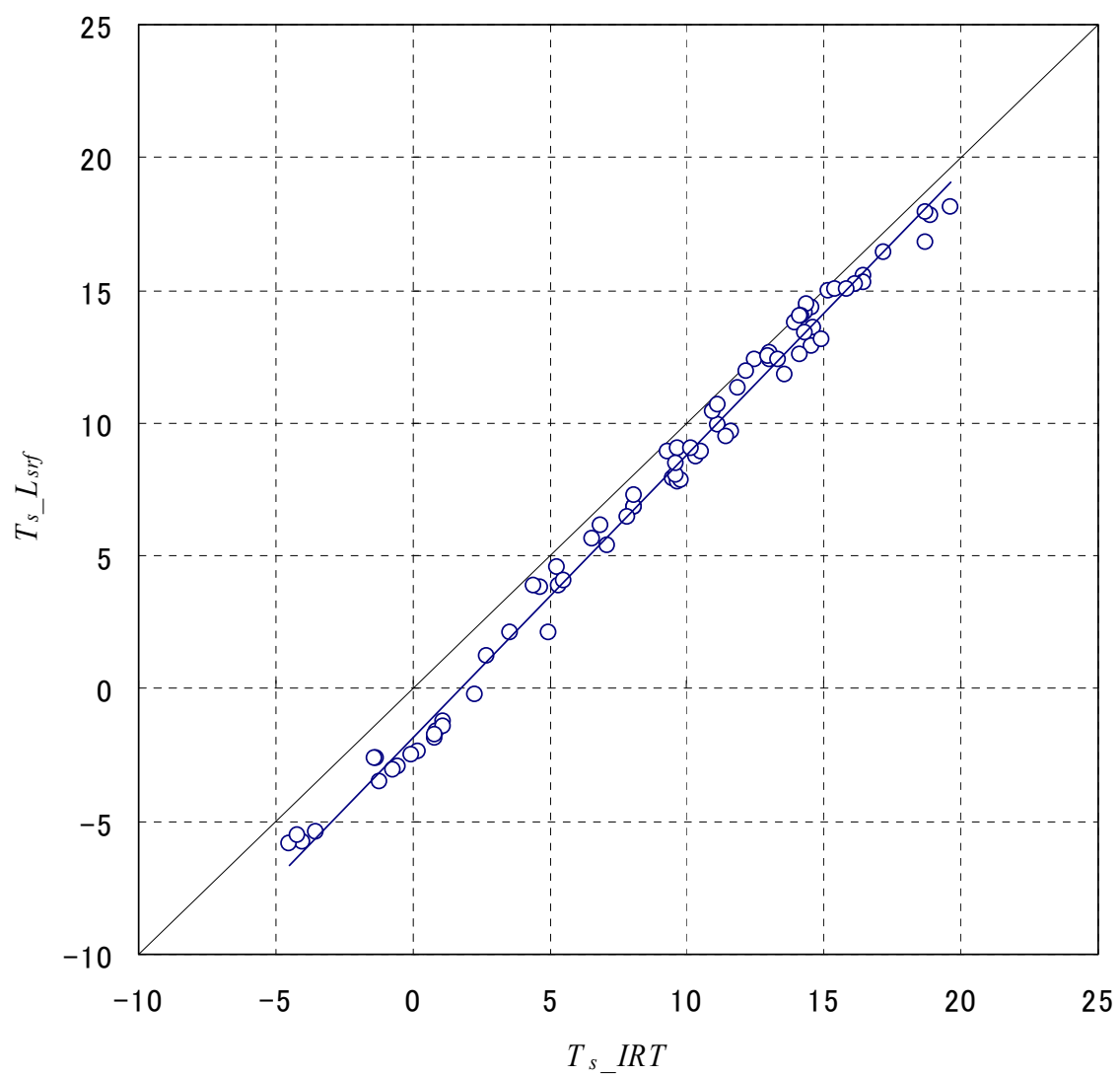


図1 放射温度計の観測による地表面温度 (T_s_IRT) と上向き長波放射から算出した地表面温度 ($T_s_L_{srf}$) の関係

$$T_s_L_{srf} = 1.06T_s_IRT - 1.84$$

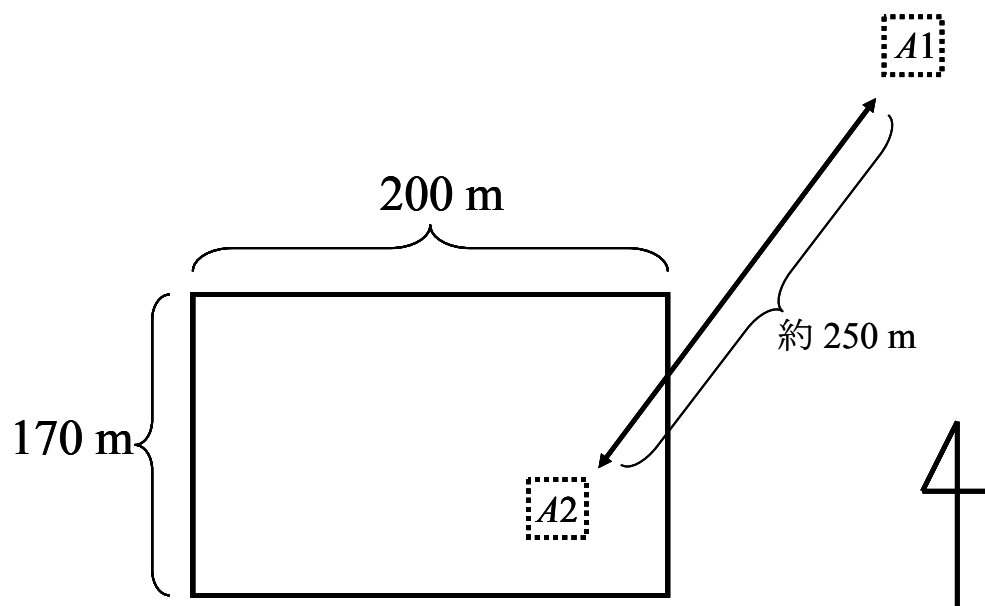


図 2 本研究対象地域 A1 と保護区 A2 の位置関係

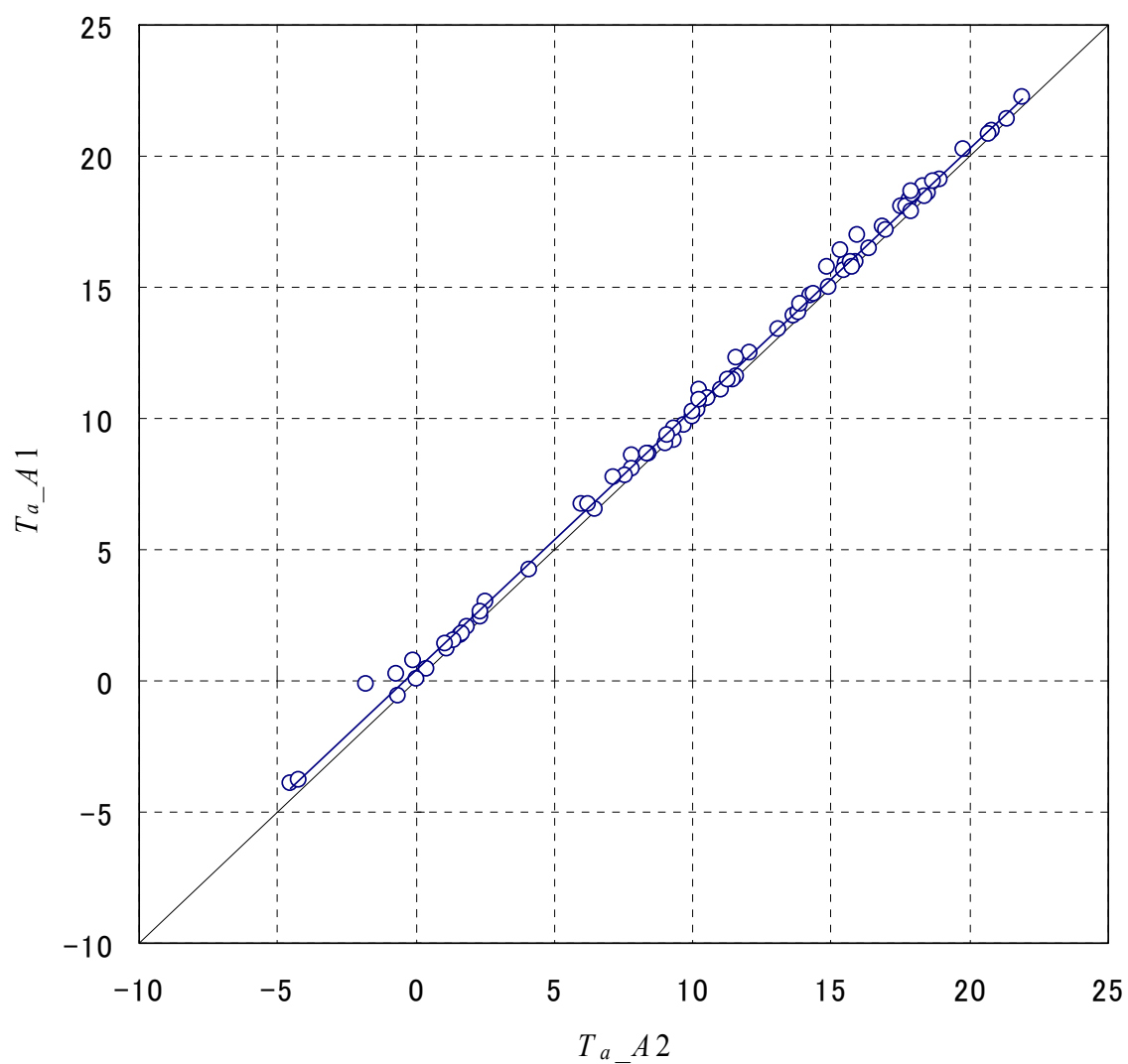


図3 本研究の研究対象地域における気温 (T_a_A1) と保護区における気温 (T_a_A2) の関係

$$T_s_L_{srf} = 0.995T_s_IRT + 0.398$$

付録 2（追加研究）

本修士論文は筑波大学教育研究科の修士論文として付録 1 まで提出されたが、その後、進展した内容を付録 2 に追加することとした。付録 2 で取り上げる数式番号は本文中のものと同一である。

本論文、3-3 において時系列変化による地表面フラックスの推定を行ったが、推定段階 (iii) において地表面の比湿 q_s が露で飽和しているという仮定により、推定結果では推定値が渦相関法による観測値を大きく上回った。そこで、地表面温度により求めることのできる地表面飽和比湿 $q^*(T_s)$ を用いて $q_s = \alpha q^*(T_s)$ となる定数 α を決定した。定数 α の決定には昼間のデータ (8:00 – 19:00 (LST ; 地方太陽時 = MST – 1 hour)) を用いた。(37) 式に観測値、潜熱フラックスには渦相関法による観測値を代入し、昼間における地表面比湿 q_s を決定し、相対湿度 RH との回帰直線を求めた。同様に、夜間についても同じように地表面比湿 q_s を決定し、相対湿度 RH との回帰直線を求めた。昼間の地表面比湿 q_s から決定した α を α_1 、昼間と夜間の地表面比湿 q_s から決定した α を α_2 とした。相対湿度 RH との回帰直線を図 i に示す。両者とも α が 1 よりおおきくなる場合の相対湿度 RH において、 $\alpha = 1$ とした。また、定数 α の決定に用いたデータを表 i に示す。昼間について (37) 式を用いる際に必要となる安定度修正関数は (42), (43) 式も引用されている¹⁾Brutsaert (2005) より不安定状態についての以下の安定度修正関数を用いた。

$$\Psi_m(-y) = \ln(a+y) - 3by^{1/3} + \frac{ba^{1/3}}{2} \ln \left[\frac{(1+x)^2}{(1+x+x^2)} \right] + 3^{1/2} ba^{1/3} \tan^{-1} \left[(2x-1)/3^{1/2} \right] + \Psi_0$$

for $y \leq b^{-3}$

$$\Psi_m(-y) = \Psi_m(b^{-3}) \quad \text{for } y < b^{-3} \quad (59)$$

$$\Psi_h(-y) = \left[(1-d)/n \right] \ln \left[(c+y^n)/c \right] \quad (60)$$

ここで、 $y = -\zeta$, $a = 0.33$, $b = 0.41$, $c = 0.33$, $d = 0.057$, $n = 0.78$, $\Psi_0 = (-\ln a + 3^{1/2} ba^{1/3} \pi / 6)$ である。

以上のようにして求めた RH から α を決定する推定式を利用して、再度地表面フラックスを推定した結果を図 ii ~ xvii に示した。結果より、定数 α を用いたことにより、時系列推定の初期段階において推定値が観測値を大きく上回ることにはなくなった。また、推定に使用される地表面温度 T_{s_est} は観測値の地表面温度 $T_{s_L_{surf}}$ を過大評価する傾向があるようだ。さらに、顕熱フラックスの推定値が渦相関法による顕熱フラックスの値を上回るとき、潜熱フラックスの推定値は渦相関法による潜熱フラックスの値を下回っている場合が多い。同様に、顕熱フラックスの推定値が渦相関法による顕熱フラックスの値を下回るとき、潜熱フラックスの推定値は渦相関法による潜熱フラックスの値を上回ることが多い。このことから、熱収支は成り立っているけれ

ども、地表面フラックスの絶対値が推定値と観測値で異なることがわかる。推定値と観測値の間に生じる差の要因については、今回の推定方法に含まれる仮定、観測高度より上の気層との熱交換の無視、の影響が考えられる。すなわち、(48) 式および (49) 式における $a=b=1$ だ。追加研究では、この a および b の値を大きく変化してみたが、推定値の結果に大きな変化は見られなかった。つまり観測高度程度の高度であれば、夜間において地表面フラックスによって気層中のエネルギーは変化するということが少なくとも言える。

また、推定値と観測値の間に生じる差の要因の一つに、地表面フラックスが正しく観測されず、熱収支式が成り立っていないことも考えられる。渦相関法で観測された地表面フラックスを補正する方法にボーエン比法がある。けれども、夜間についてボーエン比を算出すると、観測されている地表面フラックスの絶対値が小さいために、ボーエン比による補正方法が破綻してしまい、観測値を補正することができなかった。

よって、地表面フラックスの観測値として用いている渦相関法によるフラックス値が、夜間の正しい輸送量を表しているか、という疑問は解決されないままである。夜間について渦相関法を用いる場合は、乱流の特性を分類化し、乱流状態に応じた算出をなさなくてはいけないと考えられる。

¹⁾Brutsaert, W., *Hydrology -An Introduction-*, Cambridge University Press, UK, 618pp, 2005.

表 i 定数 α の決定に用いたデータ

α		データ日時 (LST)
α_2	α_1	2003/7/26 8:00 – 19:00
		2003/7/31 8:00 – 19:00
		2003/8/1 8:00 – 19:00
		2003/8/2 8:00 – 19:00
		2003/8/5 8:00 – 19:00
		2003/8/7 8:00 – 19:00
		2003/8/8 8:00 – 19:00
		2003/8/9 8:00 – 19:00
		2003/8/16 8:00 – 19:00
		2003/8/17 8:00 – 19:00
		2003/9/30 8:00 – 19:00
		2003/10/1 8:00 – 19:00
		2003/10/2 8:00 – 19:00
	2003/7/26 – 27 19:00 – 5:00	
	2003/7/31 – 8/1 19:00 – 5:00	
	2003/8/1 – 2 19:00 – 5:00	
	2003/8/2 – 3 19:00 – 5:00	
	2003/8/5 – 6 19:00 – 5:00	
	2003/8/7 – 8 19:00 – 5:00	
	2003/8/8 – 9 19:00 – 5:00	
	2003/8/9 – 10 19:00 – 5:00	
	2003/8/16 – 17 19:00 – 5:00	
	2003/8/17 – 18 19:00 – 5:00	
	2003/9/30 – 10/1 19:00 – 5:00	
	2003/10/1 – 2 19:00 – 5:00	
2003/10/2 - 3 19:00 – 5:00		

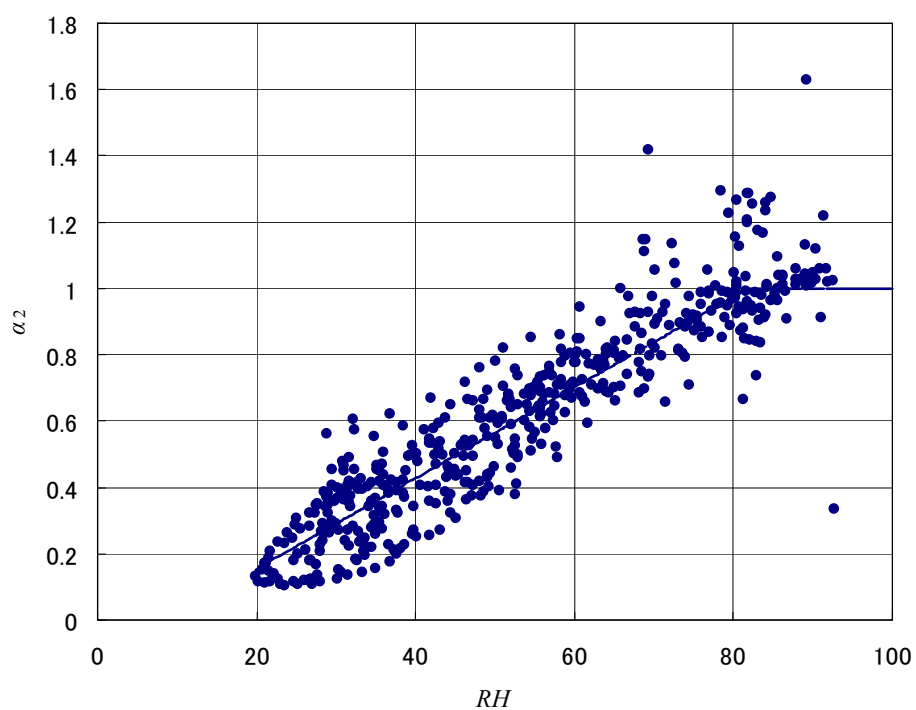
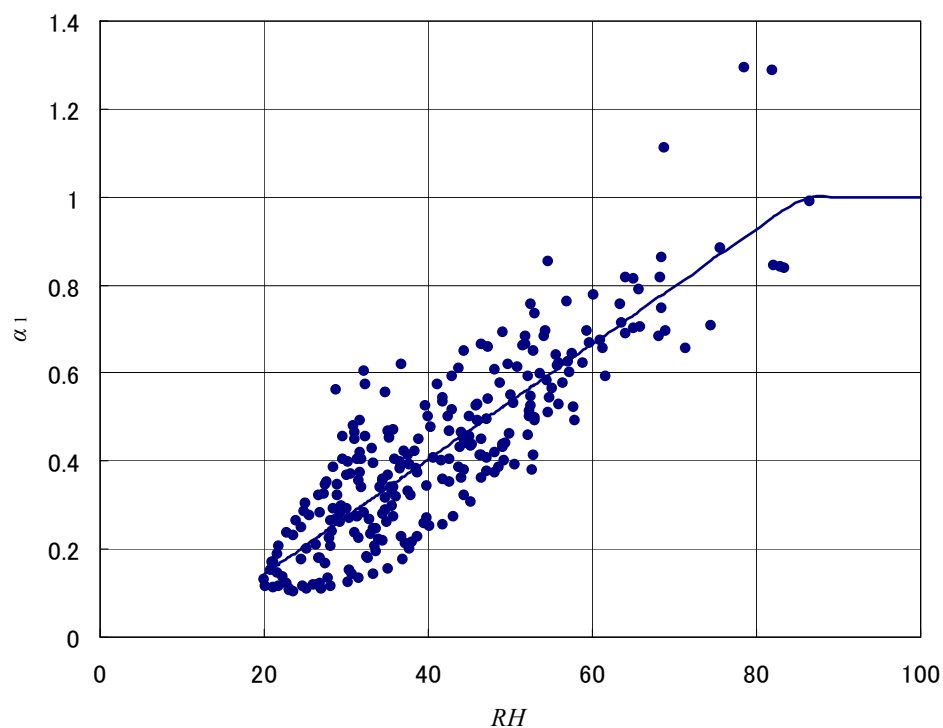


図 i 相対湿度 RH と定数 α の関係

α_1 : 昼間のデータより決定 $\alpha_1 = 0.0131RH - 0.012$

α_2 : 昼間および夜間のデータより決定 $\alpha_2 = 0.0137RH - 0.012$

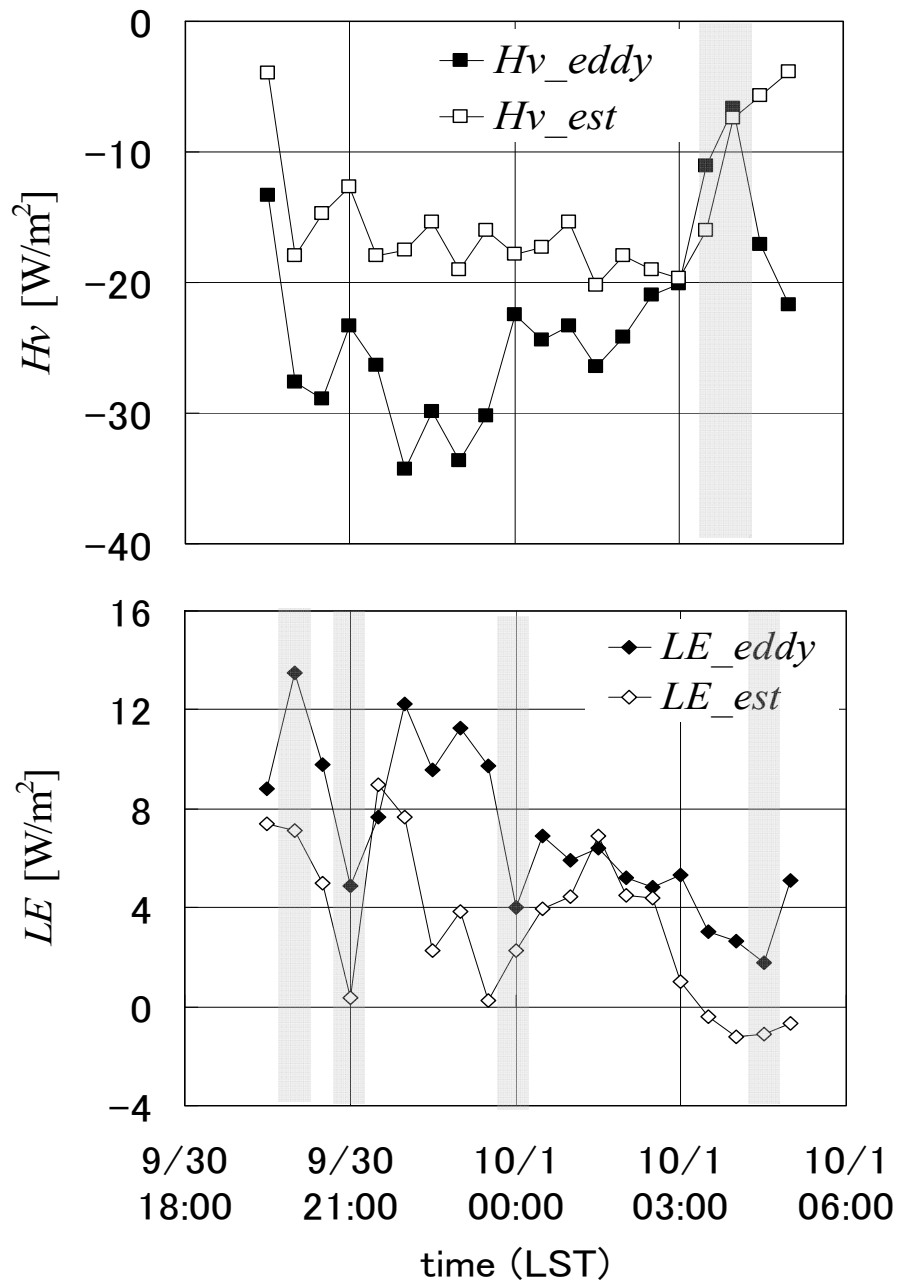


図 ii 2003/9/30 – 10/1 における地表面フラックスの推定結果 (α_1 を用いた場合)

※色が付いている部分は定常性がない時間帯を示す

H_v_eddy : 渦相関法によって求められた KBU の観測値

H_v_est : 時系列変化から推定された仮顕熱フラックス

LE_eddy : 渦相関法によって求められた KBU の観測値

LE_est : 時系列変化から推定された潜熱フラックス

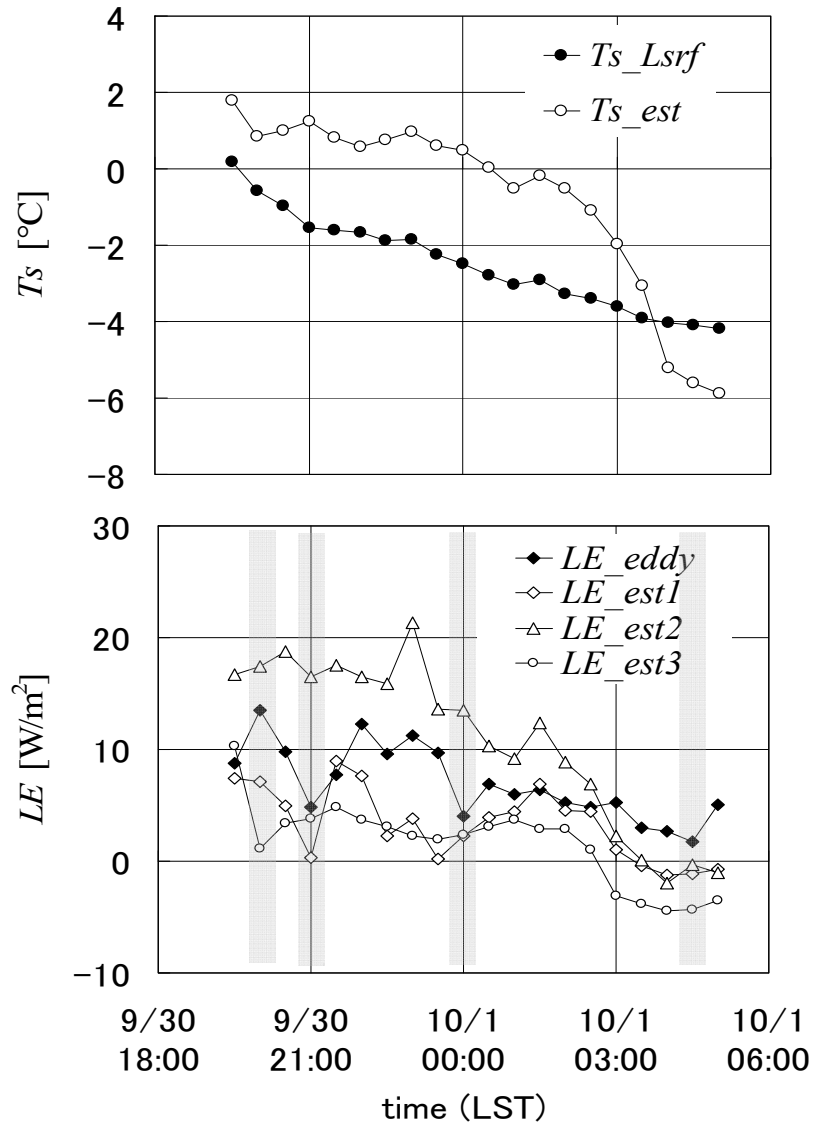


図 iii 2003/9/30 – 10/1 における潜熱フラックスの推定値と観測値および地表面温度 T_s の推定値と観測値 (α_1 を用いた場合)

※色が付いている部分は定常性がない時間帯を示す

$T_s_L_{srf}$: 上向き長波放射から求めた地表面温度の観測値

T_s_est : 時系列推定で用いた地表面温度

LE_eddy : 渦相関法による KBU の観測値

LE_est1 : 時系列変化から推定された潜熱フラックス

LE_est2 : van Bavel (1966) による可能蒸発量の潜熱フラックス

LE_est3 : Priestlyey and Taylor (1972) による可能蒸発量の潜熱フラックス

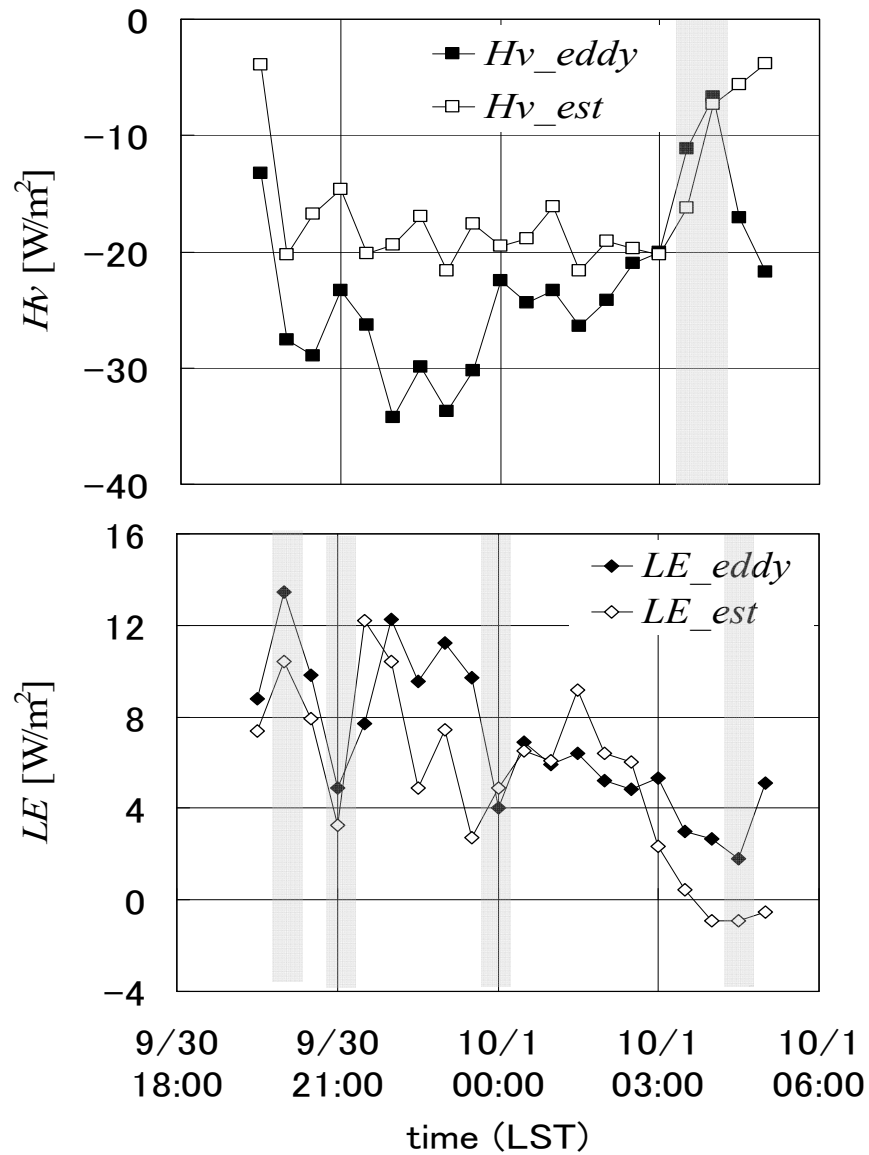


図 iv 2003/9/30 – 10/1 における地表面フラックスの推定結果 (α_2 を用いた場合)

※色が付いている部分は定常性がない時間帯を示す

H_v_eddy : 渦相関法によって求められた KBU の観測値

H_v_est : 時系列変化から推定された仮顕熱フラックス

LE_eddy : 渦相関法によって求められた KBU の観測値

LE_est : 時系列変化から推定された潜熱フラックス

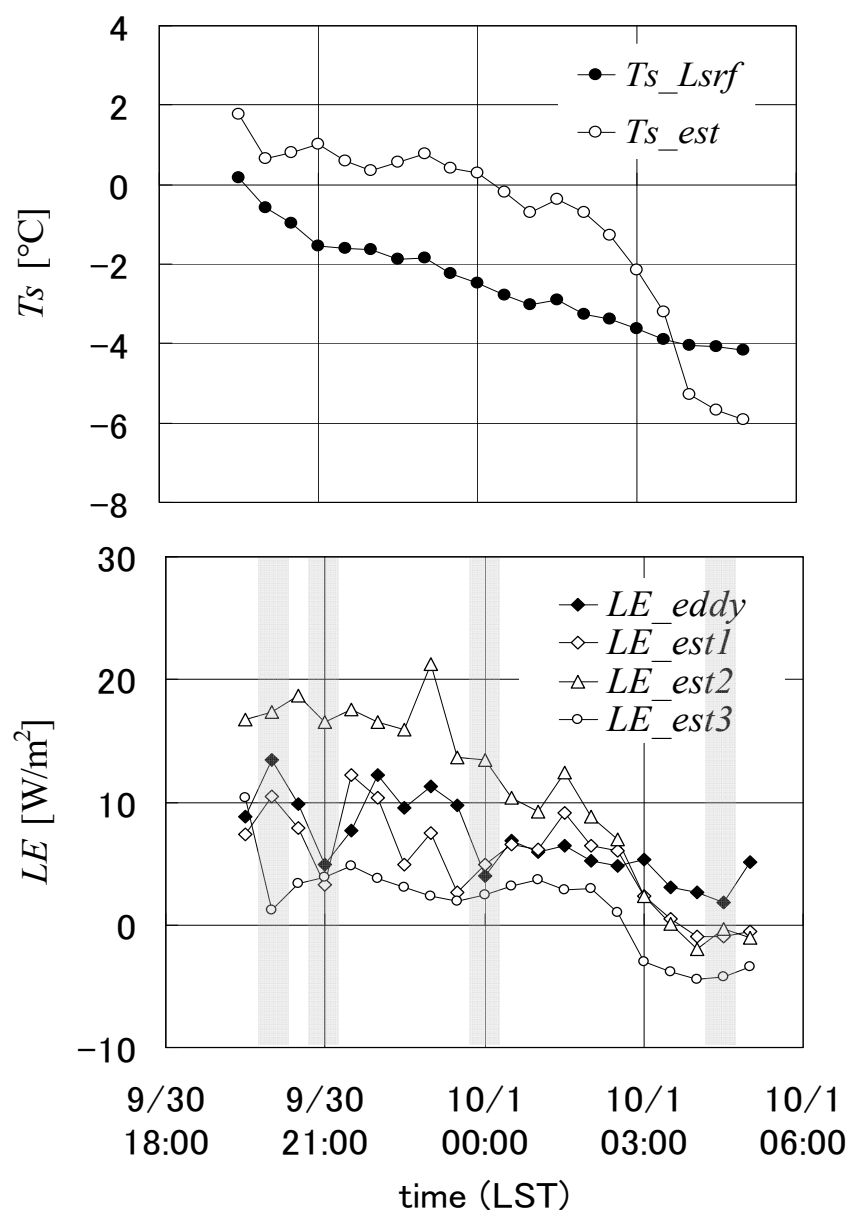


図 v 2003/9/30 – 10/1 における潜熱フラックスの推定値と観測値および地表面温度 T_s の推定値と観測値 (α_2 を用いた場合)

※色が付いている部分は定常性がない時間帯を示す

$T_s_L_{srf}$: 上向き長波放射から求めた地表面温度の観測値

T_s_est : 時系列推定で用いた地表面温度

LE_eddy : 渦相関法による KBU の観測値

LE_est1 : 時系列変化から推定された潜熱フラックス

LE_est2 : van Bavel (1966) による可能蒸発量の潜熱フラックス

LE_est3 : Priestlyey and Taylor (1972) による可能蒸発量の潜熱フラックス

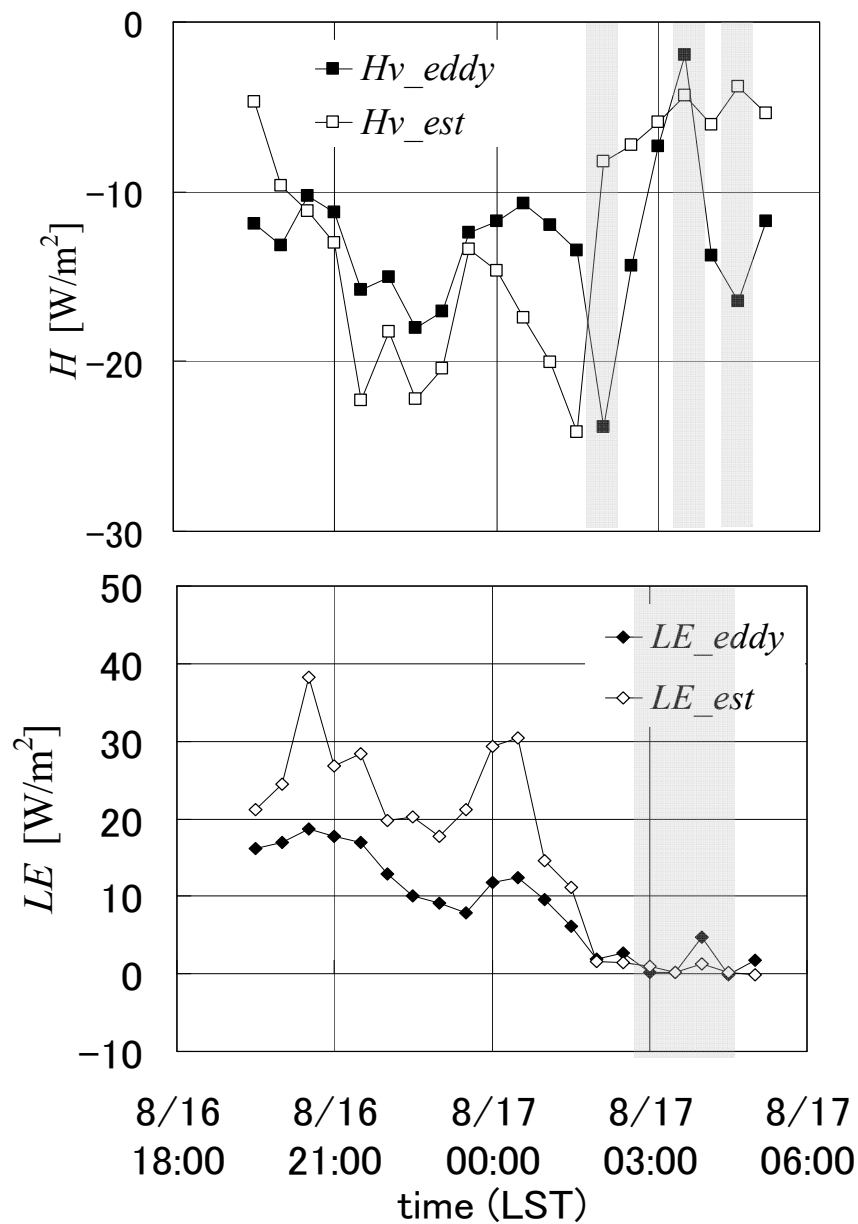


図 vi 2003/8/16–17 における地表面フラックスの推定結果 (α_1 を用いた場合)

※色が付いている部分は定常性がない時間帯を示す

H_{v_eddy} : 渦相関法によって求められた KBU の観測値

H_{v_est} : 時系列変化から推定された仮顕熱フラックス

LE_{eddy} : 渦相関法によって求められた KBU の観測値

LE_{est} : 時系列変化から推定された潜熱フラックス

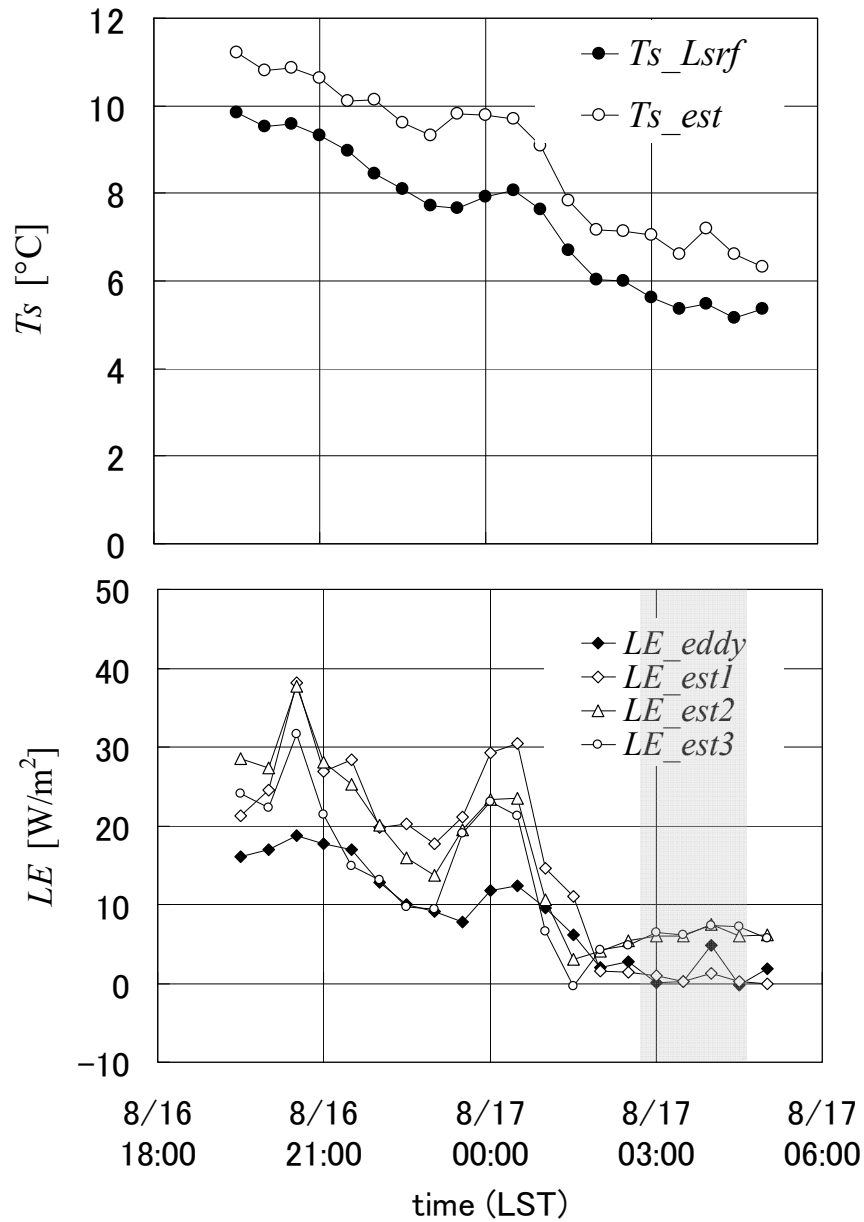


図 vii 2003/8/16 – 8/17 における潜熱フラックスの推定値と観測値および地表面温度 T_s の推定値と観測値 (α_1 を用いた場合)

※色が付いている部分は定常性がない時間帯を示す

$T_s_L_{srf}$: 上向き長波放射から求めた地表面温度の観測値

T_s_est : 時系列推定で用いた地表面温度

LE_eddy : 渦相関法による KBU の観測値

LE_est1 : 時系列変化から推定された潜熱フラックス

LE_est2 : van Bavel (1966) による可能蒸発量の潜熱フラックス

LE_est3 : Priestlyey and Taylor (1972) による可能蒸発量の潜熱フラックス

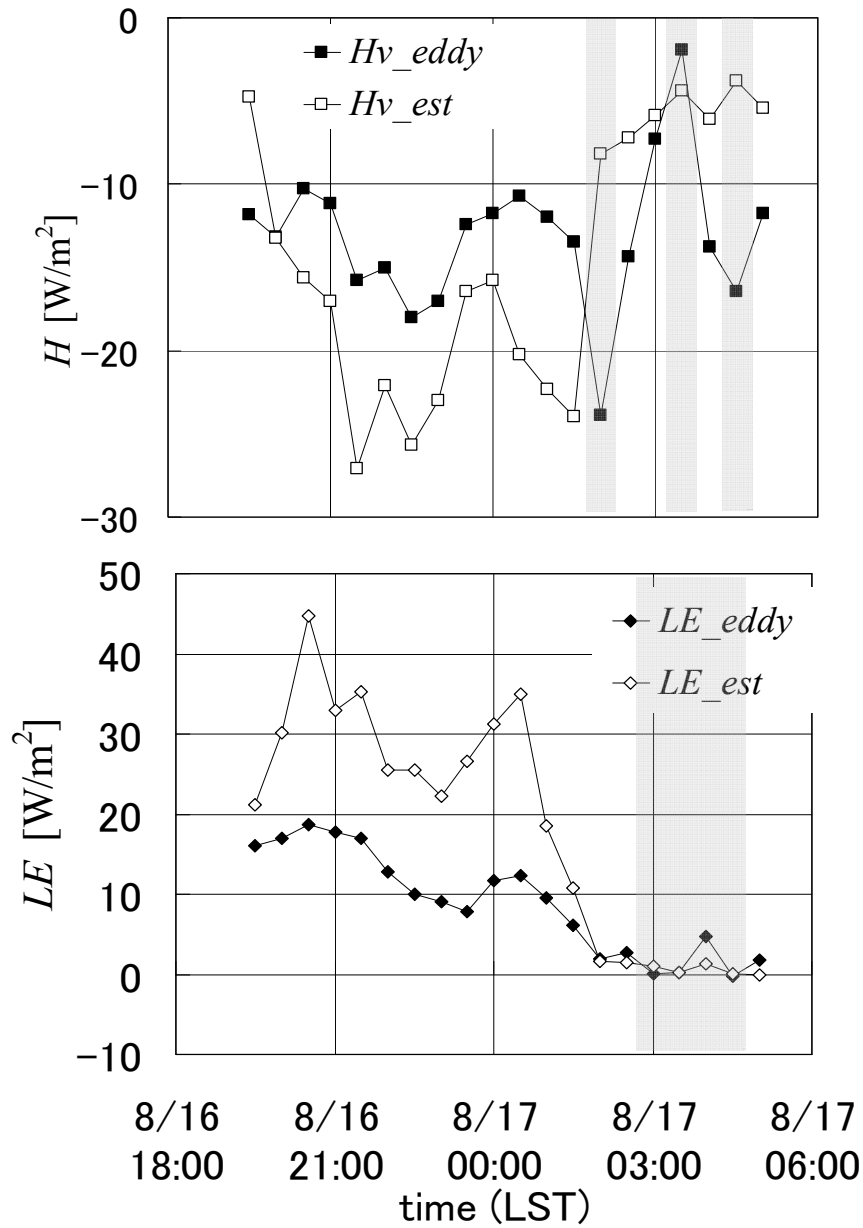


図 viii 2003/8/16–17 における地表面フラックスの推定結果 (α_2 を用いた場合)

※色が付いている部分は定常性がない時間帯を示す

H_{v_eddy} : 渦相関法によって求められた KBU の観測値

H_{v_est} : 時系列変化から推定された仮顕熱フラックス

LE_{eddy} : 渦相関法によって求められた KBU の観測値

LE_{est} : 時系列変化から推定された潜熱フラックス

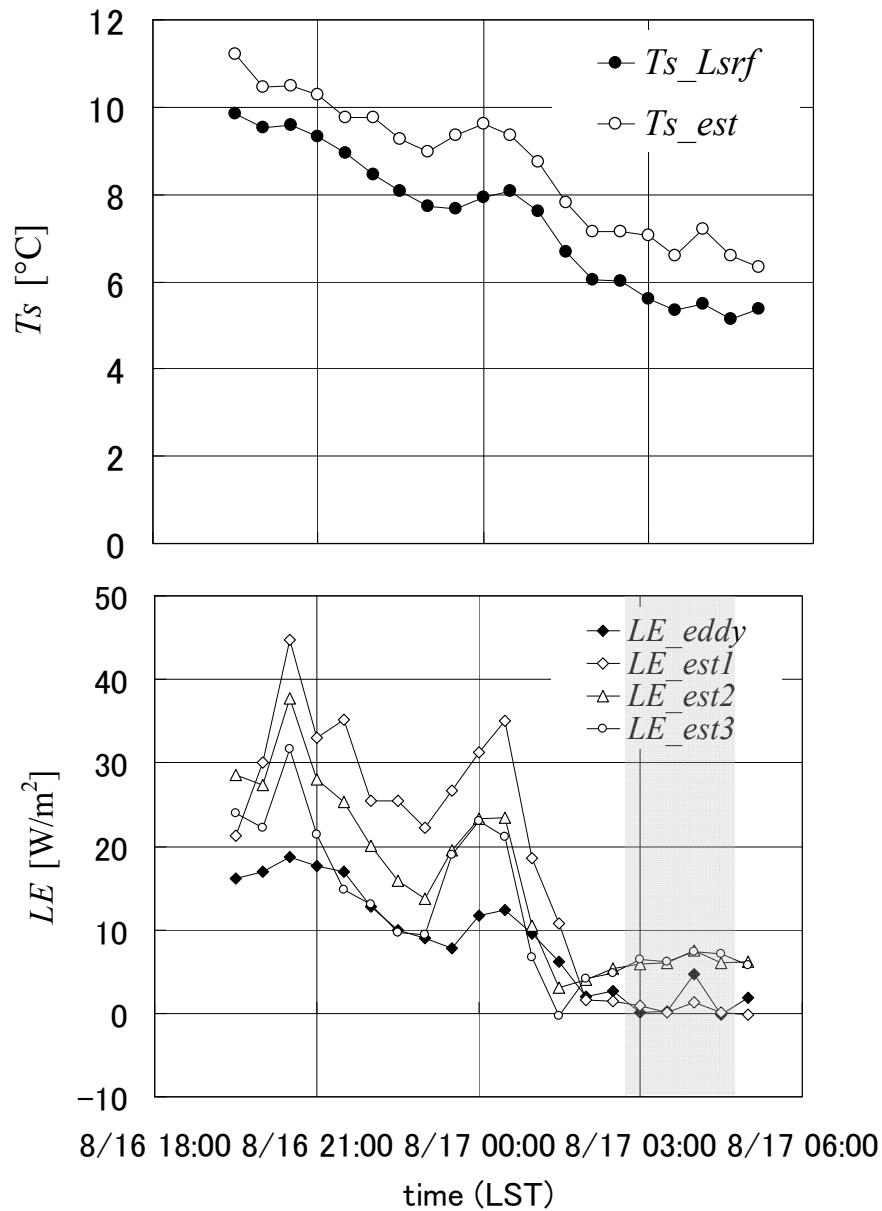


図 ix 2003/8/16 – 17 における潜熱フラックスの推定値と観測値および地表面温度 T_s の推定値と観測値 (α_2 を用いた場合)

※色が付いている部分は定常性がない時間帯を示す

T_s_Lsrf : 上向き長波放射から求めた地表面温度の観測値

T_s_est : 時系列推定で用いた地表面温度

LE_eddy : 渦相関法による KBU の観測値

LE_est1 : 時系列変化から推定された潜熱フラックス

LE_est2 : van Bavel (1966) による可能蒸発量の潜熱フラックス

LE_est3 : Priestlyey and Taylor (1972) による可能蒸発量の潜熱フラックス

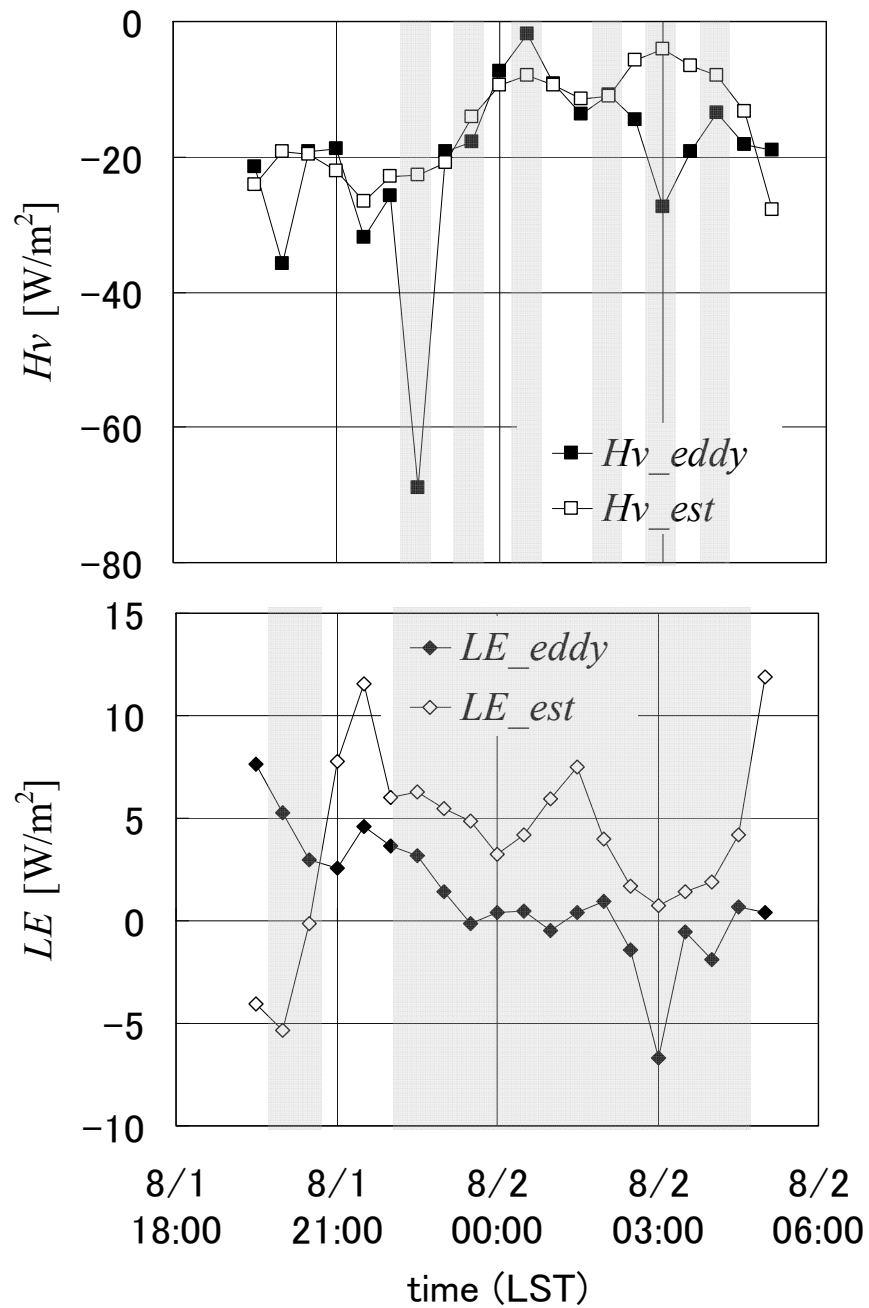


図 x 2003/8/1 - 8/2 における地表面フラックスの推定結果 (α_1 を用いた場合)

※色が付いている部分は定常性がない時間帯を示す

H_v_eddy : 渦相関法によって求められた KBU の観測値

H_v_est : 時系列変化から推定された仮顕熱フラックス

LE_eddy : 渦相関法によって求められた KBU の観測値

LE_est : 時系列変化から推定された潜熱フラックス

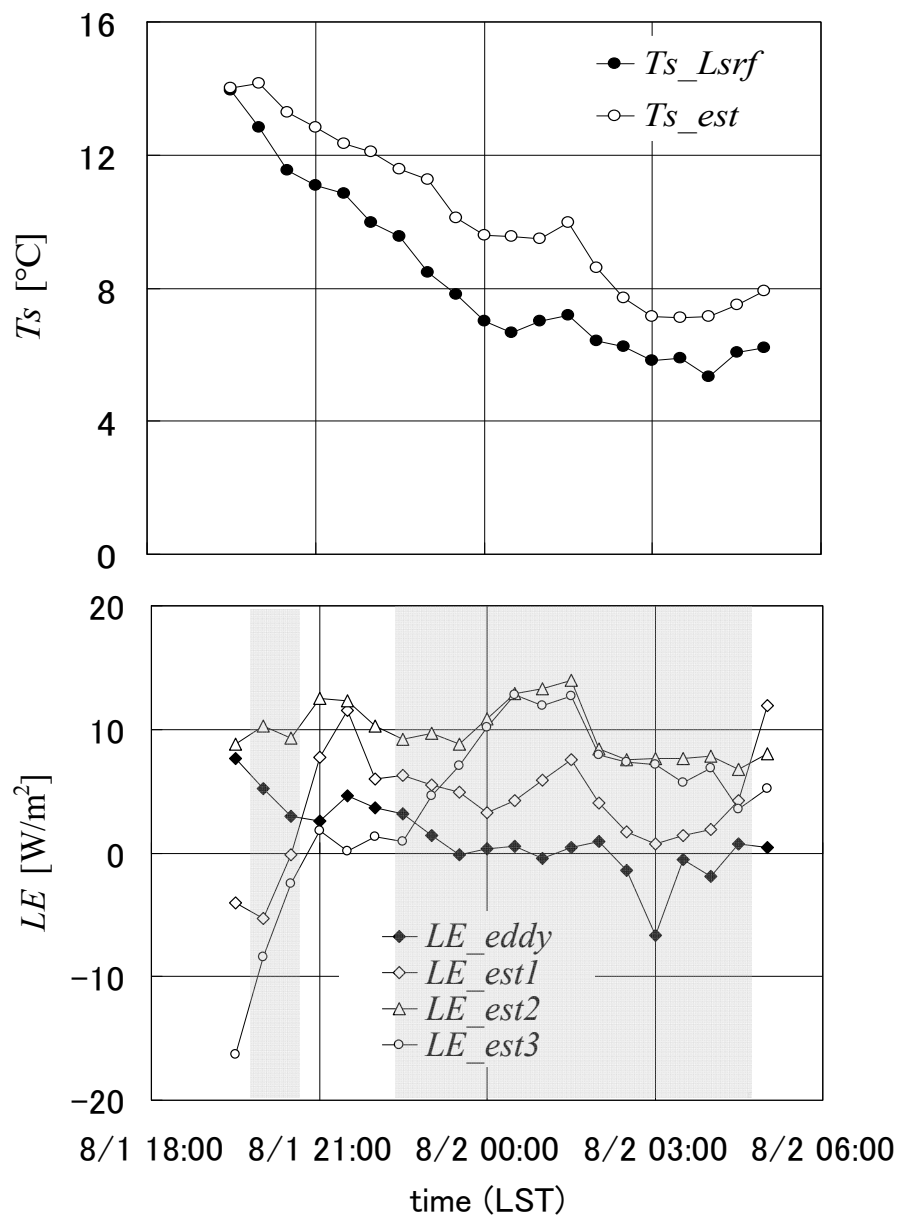


図 xi 2003/8/1 – 8/2 における潜熱フラックスの推定値と観測値および地表面温度 T_s の推定値と観測値 (α_1 を用いた場合)

※色が付いている部分は定常性がない時間帯を示す

$T_s_L_{srf}$: 上向き長波放射から求めた地表面温度の観測値

T_s_est : 時系列推定で用いた地表面温度

LE_eddy : 渦相関法による KBU の観測値

LE_est1 : 時系列変化から推定された潜熱フラックス

LE_est2 : van Bavel (1966) による可能蒸発量の潜熱フラックス

LE_est3 : Priestlyey and Taylor (1972) による可能蒸発量の潜熱フラックス

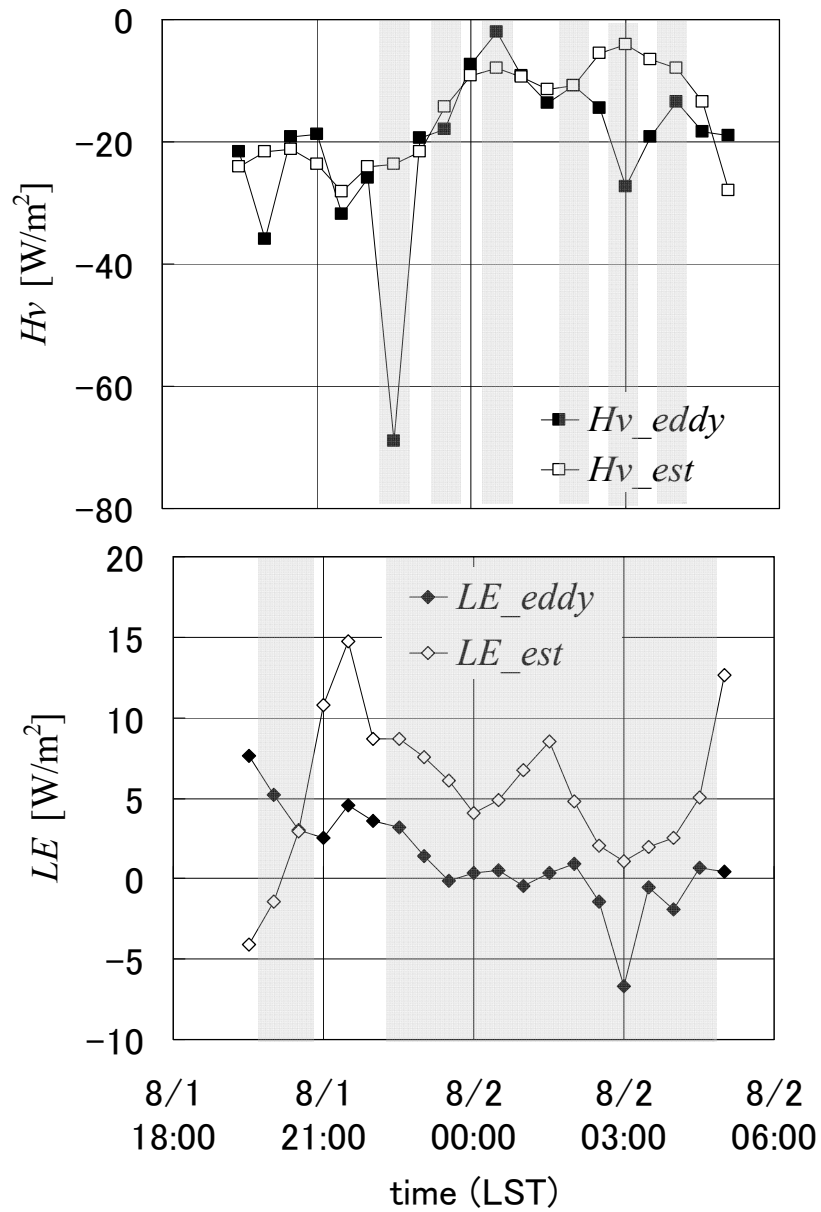


図 xii 2003/8/1 – 8/2 における地表面フラックスの推定結果 (α_2 を用いた場合)

※色が付いている部分は定常性がない時間帯を示す

H_{v_eddy} : 渦相関法によって求められた KBU の観測値

H_{v_est} : 時系列変化から推定された仮顕熱フラックス

LE_{eddy} : 渦相関法によって求められた KBU の観測値

LE_{est} : 時系列変化から推定された潜熱フラックス

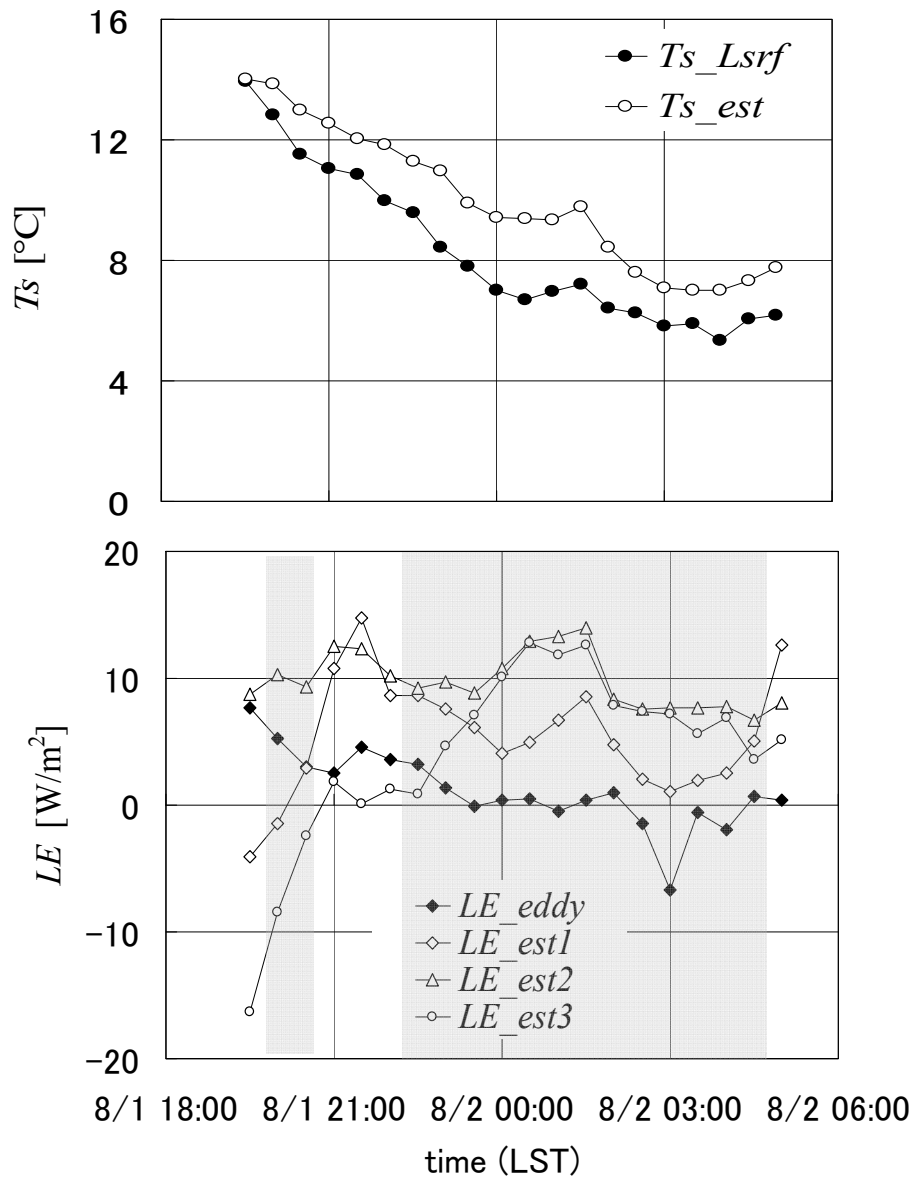


図 xiii 2003/8/1 – 2 における潜熱フラックスの推定値と観測値および地表面温度 T_s の推定値と観測値 (α_2 を用いた場合)

※色が付いている部分は定常性がない時間帯を示す

$T_s_L_{srf}$: 上向き長波放射から求めた地表面温度の観測値

T_s_est : 時系列推定で用いた地表面温度

LE_eddy : 渦相関法による KBU の観測値

LE_est1 : 時系列変化から推定された潜熱フラックス

LE_est2 : van Bavel (1966) による可能蒸発量の潜熱フラックス

LE_est3 : Priestlyey and Taylor (1972) による可能蒸発量の潜熱フラックス

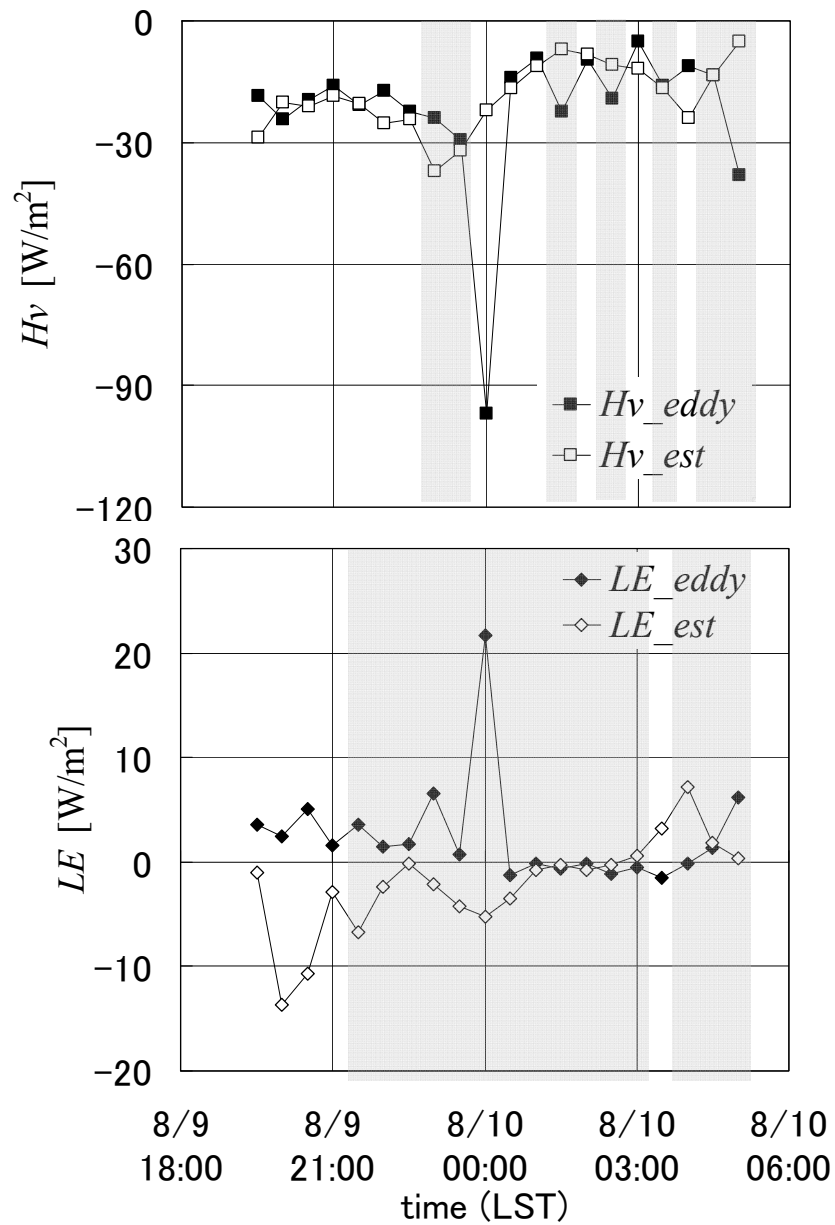


図 xiv 2003/8/8-9 における地表面フラックスの推定結果 (α_1 を用いた場合)

※色が付いている部分は定常性がない時間帯を示す

H_v_eddy : 渦相関法によって求められた KBU の観測値

H_v_est : 時系列変化から推定された仮顕熱フラックス

LE_eddy : 渦相関法によって求められた KBU の観測値

LE_est : 時系列変化から推定された潜熱フラックス

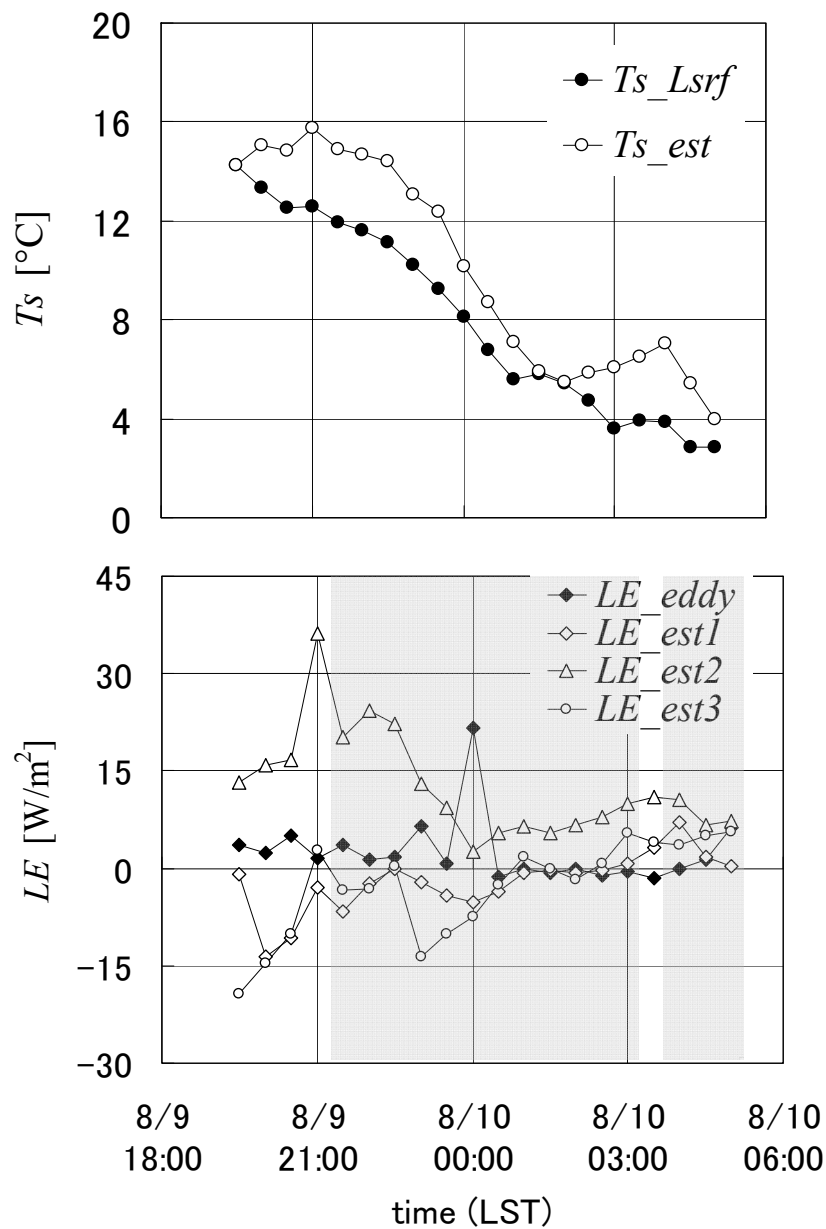


図 xv 2003/8/8 - 9 における潜熱フラックスの推定値と観測値および地表面温度 T_s の推定値と観測値 (α_1 を用いた場合)

※色が付いている部分は定常性がない時間帯を示す

$T_s_L_{srf}$: 上向き長波放射から求めた地表面温度の観測値

T_s_est : 時系列推定で用いた地表面温度

LE_eddy : 渦相関法による KBU の観測値

LE_est1 : 時系列変化から推定された潜熱フラックス

LE_est2 : van Bavel (1966) による可能蒸発量の潜熱フラックス

LE_est3 : Priestlyey and Taylor (1972) による可能蒸発量の潜熱フラックス

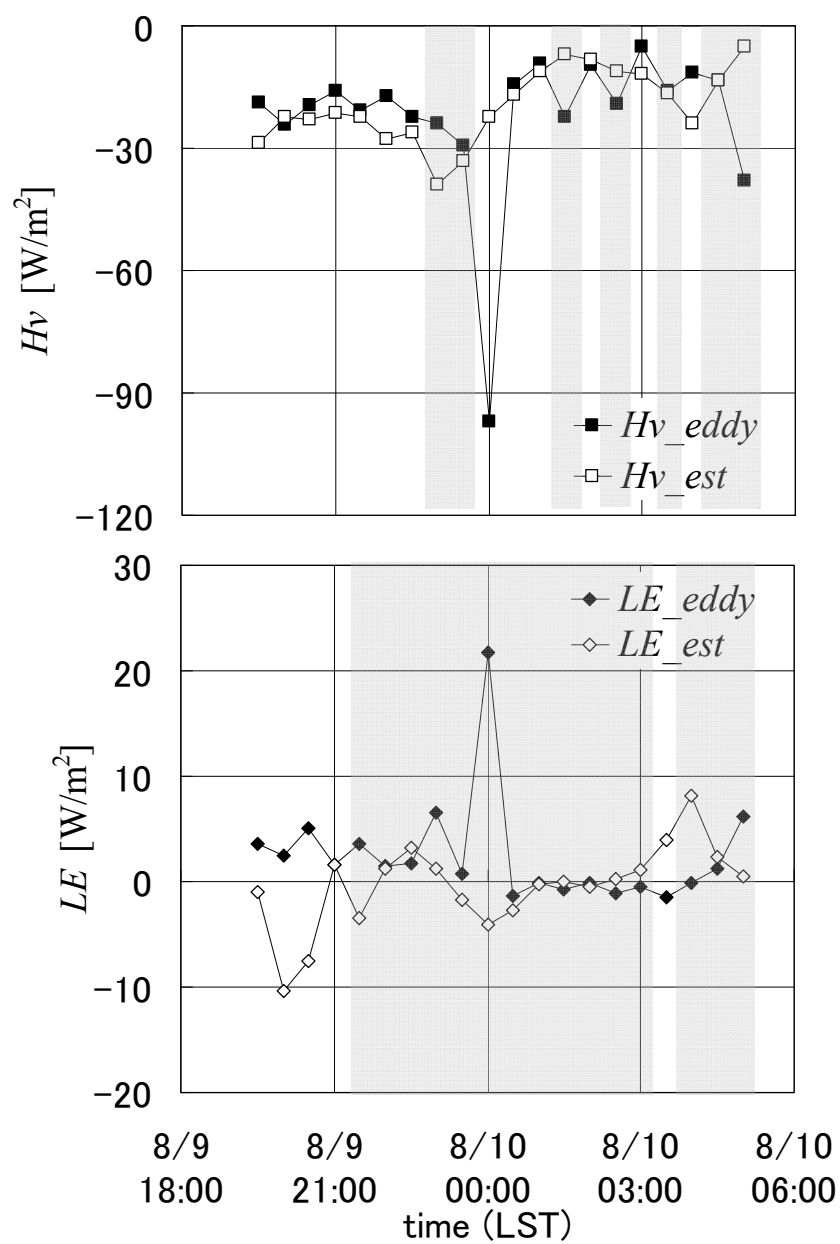


図 xvi 2003/8/8-9 における地表面フラックスの推定結果 (α_2 を用いた場合)

※色が付いている部分は定常性がない時間帯を示す

H_v_eddy : 渦相関法によって求められた KBU の観測値

H_v_est : 時系列変化から推定された仮顕熱フラックス

LE_eddy : 渦相関法によって求められた KBU の観測値

LE_est : 時系列変化から推定された潜熱フラックス

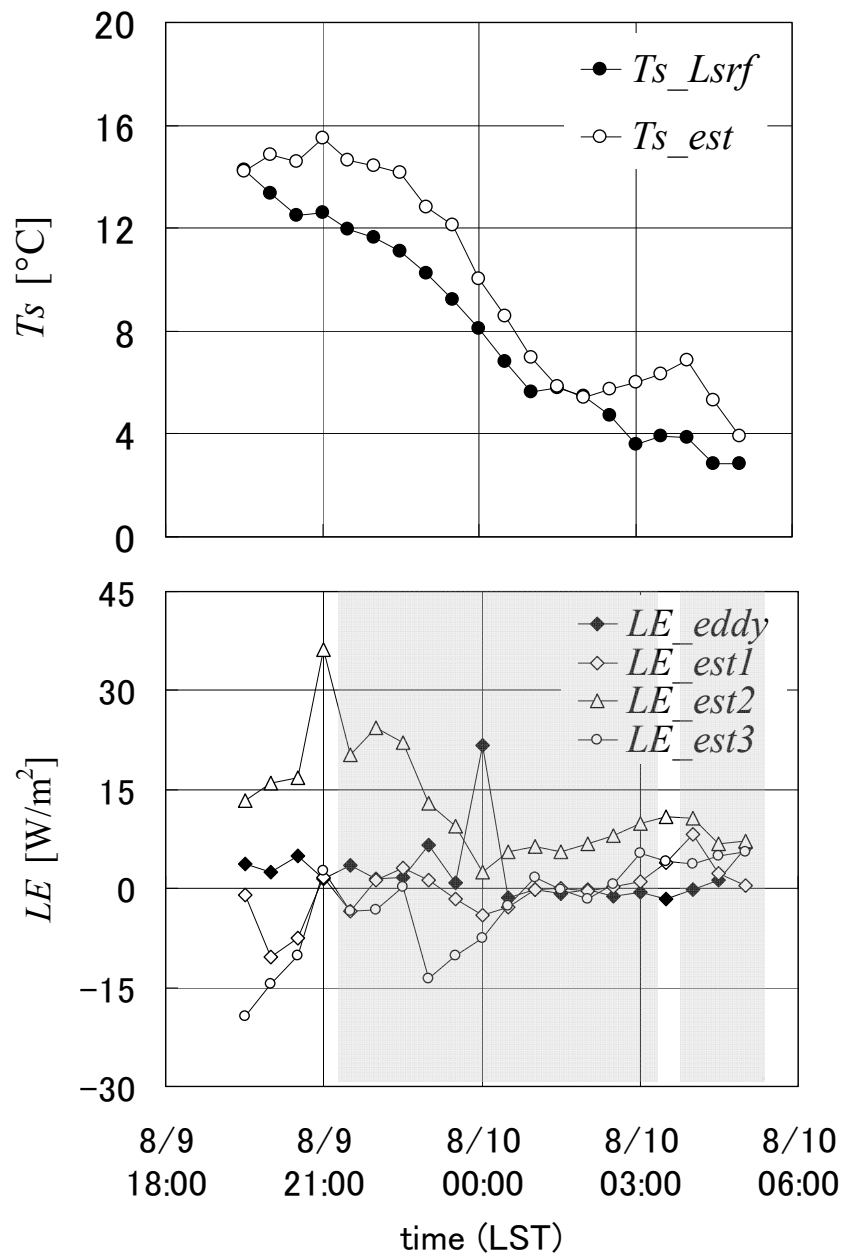


図 xvii 2003/8/8 – 9 における潜熱フラックスの推定値と観測値および地表面温度 T_s の推定値と観測値 (α_2 を用いた場合)

※色が付いている部分は定常性がない時間帯を示す

$T_s_L_{srf}$: 上向き長波放射から求めた地表面温度の観測値

T_s_est : 時系列推定で用いた地表面温度

LE_eddy : 渦相関法による KBU の観測値

LE_est1 : 時系列変化から推定された潜熱フラックス

LE_est2 : van Bavel (1966) による可能蒸発量の潜熱フラックス

LE_est3 : Priestlyey and Taylor (1972) による可能蒸発量の潜熱フラックス