

バルク式を用いた湖面におけるフラックスの算出

宮野 愛子

200821209

平成 22 年 1 月

筑波大学大学院

生命環境科学研究科 環境科学専攻

平成 21 年度 修士（環境科学）学位論文

Flux calculation over a lake surface using the bulk transfer method

Aiko MIYANO

The bulk formulation is the most useful method to determine fluxes over water surfaces. To estimate fluxes accurately by this method, the proper value of bulk transfer coefficient is essential. Although many studies have been done over sea surfaces, the behavior of the coefficients over a lake surface is not well known. Therefore, the turbulence and profile data have been collected and the coefficients for momentum, sensible heat and latent heat were calculated at the center of Lake Kasumigaura. In this study, how the coefficients differ from oceans and what parameters are affecting them were discussed. As a result, all the bulk transfer coefficients showed strong relations with wind speed U . The dependency was different from sea surface for $U < 4$ m/s, where the values decreased rapidly, but similar for higher wind speeds; stayed constant for $4 < U < 10$ and slowly increased for $U > 10$. Sensible and latent bulk coefficients were also related to temperature.

From the sensitivity analysis on each bulk transfer coefficient, it was found out that both momentum and scalar coefficients were more affected by their roughness lengths than atmospheric stability. Momentum roughness length here was determined from three types of water surfaces, that is, smooth, capillary wave-dominated and gravity wave-dominated surfaces. The scalar roughness length, on the other hand, has a good relationship with roughness Reynolds number and can be calculated by the parameter. Bulk transfer coefficients derived from the estimated roughness lengths are very close to the real values, except for those under weak wind conditions.

Key words: flux, bulk transfer coefficient, roughness, evaporation, lake surface

目次

目次	i
表目次	iii
図目次	iv
1. 序論	1
1-1. 湖面蒸発	1
1-2. バルク式とバルク係数	1
1-3. 研究目的	2
2. 研究方法	3
2-1. 研究対象地点と観測の概要	3
2-2. データの検証と補正	3
2-3. バルク係数の算出	4
2-4. 波パラメータの算出	5
2-5. 解析期間とデータ選別	6
3. 結果	19
3-1. 気象概況（日変化）	19
3-2. 気象概況（季節変化）	20
3-3. 大気および水面状態	21
3-4. 運動量バルク係数の特徴	22
3-5. 顕熱バルク係数の特徴	22
3-6. 潜熱バルク係数の特徴	23
4. 考察	42
4-1. バルク係数に影響するパラメータ	42
4-2. 運動量粗度とバルク係数	42
4-3. 弱風条件下における運動量粗度	46
4-4. 顕熱・潜熱粗度とバルク係数	47
4-5. 実験式を用いたバルク係数の推定	48
4-6. 湖面におけるフラックスと蒸発量の推定	49
5. 結論	71

謝辞	73
引用文献	74
付録 1	77
付録 2	79

表目次

表 1. バルク係数の算出式一覧	7
表 2. 観測項目	11
表 3. 国土交通省による観測項目	12
表 4. 定常性判断基準	14
表 5. 各風速における運動量粗度の平均二乗偏差	56

図目次

図 1. 霞ヶ浦流域	9
図 2. 霞ヶ浦湖心観測所	10
図 3. フラックスデータのスペクトル解析結果	13
図 4. 運動量フラックスの定常性	15
図 5. 補正前後でのフラックスデータ比較	16
図 6. 補正前後での上向き長波放射量の比較	17
図 7. 水面温度（長波放射量からの逆算値と放射温度計による測定値）の比較	17
図 8. 有義波周期（スペクトル解析値と国土交通省解析値）の比較	18
図 9. 霞ヶ浦湖心における温度の日変化	24
図 10. 霞ヶ浦湖心における放射収支の日変化	25
図 11. 霞ヶ浦湖心における熱収支の日変化	26
図 12. 霞ヶ浦湖心における温度の季節変化	27
図 13. 霞ヶ浦湖心における水温の鉛直プロファイルの季節変化	28
図 14. 霞ヶ浦湖心における放射収支の季節変化	29
図 15. 茨城県土浦市における月日照時間と月降水量の変化	30
図 16. 霞ヶ浦湖心における熱収支の季節変化	31
図 17. 霞ヶ浦湖心における月降水量および月平均水位の変化	32
図 18-1. 霞ヶ浦湖心における風向・風速の頻度分布	33
図 18-2. 霞ヶ浦湖心における安定度・粗度レイノルズ数の頻度分布	34
図 19-1. 運動量バルク係数と安定度との関係	35
図 19-2. 運動量バルク係数と風速・温度との関係	36
図 19-3. 運動量バルク係数と波齢との関係	37
図 20-1. 顕熱バルク係数と安定度との関係	38
図 20-2. 顕熱バルク係数と風速・温度との関係	39
図 21-1. 潜熱バルク係数と安定度との関係	40
図 21-2. 潜熱バルク係数と風速・温度との関係	41
図 22. 運動量バルク係数の感度解析結果	51
図 23. 顕熱バルク係数の感度解析結果	52
図 24. 各運動量粗度と風速の関係	53
図 25. 波のウェイトと風速の関係	54
図 26. 運動量粗度における真値と推定値の比較	55
図 27. 運動量バルク係数における真値と推定値の比較	57
図 28. 吹き上げ角修正前後での運動量粗度の比較	58
図 29. 定常性テストによるデータ除外前後での運動量粗度の比較	59

図 30. 顕熱・潜熱粗度と粗度レイノルズ数との関係	60
図 31. 顕熱・潜熱粗度における真値と推定値の比較	61
図 32. 顕熱・潜熱バルク係数における真値と推定値の比較	62
図 33. 運動量バルク係数の風速による近似曲線	63
図 34. 顕熱・潜熱バルク係数のバルクリチャードソン数による近似曲線	64
図 35. 運動量バルク係数の国交省風速による近似曲線	65
図 36. 顕熱・潜熱バルク係数の国交省バルクリチャードソン数による近似曲線	66
図 37-1. 運動量フラックスにおける真値と推定値の比較	67
図 37-2. 顕熱フラックスにおける真値と推定値の比較	68
図 37-2. 潜熱フラックスにおける真値と推定値の比較	69
図 38. 霞ヶ浦湖面における月蒸発量の変化	70

1. 序論

1-1. 湖面蒸発

茨城県に位置する霞ヶ浦は、湖面積 220 km²、流域面積 2160 km²をもつ広大な湖である (霞ヶ浦河川事務所, 2006). また, 約 96 万人の流域人口をかかえ, 人々の生活用水や農業用水として重要な水源となっている. したがって, 霞ヶ浦における貯留量を把握することは重要であり, さらに将来予測までもが求められる. 一般的に, ある水域における貯留量変化は水収支式を解くことで理解され, それは降水量・蒸発量・流入出量等の加減で評価される. しかし, これらのうち蒸発量は観測や推定が最も困難であるとされており, 蒸発量をいかに正確に算出できるかが水資源評価のかぎとなる. そこで, これまでに様々な方法によって蒸発量の算出がおこなわれてきた. たとえば, 直接的手法として渦相関法やパン蒸発測定などが, 間接的手法としてバルク法・プロファイル法・ボーエン比法などがある (Ikebuchi *et al.*, 1988 ; Tanny *et al.*, 2008). 水面における手法としてはバルク法を用いることが多いが, これはフラックスが風速・気温・湿度といった一般気象データから求められる, 水面温度が分かっているれば観測高度が 1 点でよいなどといった利点によるものである (近藤, 1994 など).

1-2. バルク式とバルク係数

バルク法を用いた水面におけるフラックス F_x の算出式は,

$$F_x = C_x U (x_s - x_a) \quad \dots(1)$$

のように表される. ここで, U は風速, x_s , x_a はそれぞれ水面および大気中における物理量 x の値であり, C_x はバルク係数と呼ばれる. このバルク係数はフラックスの正確性を決める重要なパラメータであり, 水面状態や大気状態によって変化するものと考えられている. また, バルク係数はその物理理論から

$$C_D = \frac{k^2}{\{\ln(z/z_{0m}) - \Psi_m(\zeta)\}^2} \quad \dots(2)$$

$$C_H = \frac{k^2}{\{\ln(z/z_{0m}) - \Psi_m(\zeta)\} \{\ln(z/z_{0h}) - \Psi_h(\zeta)\}} \quad \dots(3)$$

$$C_E = \frac{k^2}{\{\ln(z/z_{0m}) - \Psi_m(\zeta)\} \{\ln(z/z_{0q}) - \Psi_q(\zeta)\}} \quad \dots(4)$$

で求められることが分かっている (Brutsaert, 2008 など). ここで, C_D , C_H , C_E はそれぞれ運動量, 顕熱, 潜熱フラックスに関するバルク係数を示し, k はカルマン係数, z は観測高度, z_{0m} は運動量粗度, z_{0h} は顕熱粗度, z_{0q} は潜熱粗度である. また, Ψ_m , Ψ_h , Ψ_q は安定度修正関

数と呼ばれ,

$$\zeta = \frac{z}{L} = \frac{z(kg/T)(\overline{w'T'} + 0.61T\overline{w'q'})}{-u_*^3} \quad \dots(5)$$

によって定義される安定度 ζ の関数である (g は重力加速度).

しかし, この理論式は構造が複雑なうえ様々なパラメータを必要とするため, より簡単にバルク係数を求める方法が検討されている. 運動量バルク係数の場合, それを風速の関数として近似することが多い (Brut *et al.*, 2005 ; Taylor and Yelland, 2001 など) が, 近年では波のパラメータである波齢 w_a を用いた方法も提案されている (Oost *et al.*, 2002). 一方, 顕熱および潜熱バルク係数については一定値として扱う場合がほとんどである (DeCosmo *et al.*, 1996 ; Brut *et al.*, 2005 など) が, 風速の関数として表現する例もある (Kondo, 1975 ; Rutgersson *et al.*, 2007). それぞれで提案されている式については表 1 にまとめた.

1-3. 研究目的

以上で述べたように, フラックスを正確に推定するためにバルク係数の求め方が様々に検討されてきた. しかし, これまでの研究のほとんどが海洋でおこなわれてきたため, 事例の少ない湖沼への適応が可能かは分かっていない. 宮野 (2008) では湖面におけるバルク係数を一定値として蒸発量および二酸化炭素量を試算したが, 海洋と湖沼では風や波の状態が異なるため, この方法が必ずしも適切であるとはいえない. したがって, 湖面における観測データを用いてバルク係数を算出し, 海洋との相違点を明らかにするとともに影響するパラメータについて考察することを本研究の目的とする.

2. 研究方法

2-1. 研究対象地点と観測の概要

本研究における観測は、国土交通省関東地方整備局が管轄する霞ヶ浦湖心観測所（北緯 36° 02' 35"，東経 140° 24' 42"）でおこなわれた（図 1，図 2）。この地点における水深は 6.0 m であり，吹送距離は西および南東（16 方位）で一部 10 数 km となるほかは，いずれの方角に対しても 8km 以下である（川俣，2005；関，2005）。観測は 2007 年 5 月 24 日に開始され，2010 年 1 月 25 日現在も進行中である。観測項目はフラックスデータとして風速 u, v, w ，気温 T ，水蒸気濃度 ρ_v ，プロファイルデータとして放射 $L^\uparrow, L^\downarrow, S^\uparrow, S^\downarrow$ ，気温 T_a ，湿度 Rh ，水面温度 T_s ，水温 T_w がある。また，国土交通省から提供いただいているデータに雨量 R ，気圧 P ，水位 Z_H ，波高 H_w ，波高周期 T_P ，パン蒸発量 EV などがある。詳細は表 2，表 3 にまとめた。

2-2. データの検証と補正

はじめに，得られたフラックスデータについてスペクトル解析（日野，1977）をおこなった。計算されたパワースペクトルと周波数の関係を図 3 に示す。図中の実線は傾き -5/3 の直線であるが，データのプロットの様子はこの傾きに沿っていることが分かる。解析期間のうち適当な 30 分間をランダムに選んで同じ解析をおこなったところ，いずれの場合も同じ結果を示した。ここで，乱流データにおけるパワースペクトルは一般的に -5/3 乗則に従う（岩田・三枝，2003）とされていることから，本研究で使用するフラックスデータが妥当なものであることが示された。

続いて，フラックスの定常性について調べるために 5 分間および 30 分間の平均フラックスを渦相関法によって算出した。そして，その差を定常性指標 RQ とした。つまり，

$$RQ_{-x'w'} = \left| \frac{\overline{x'w'}(5 \text{ min}) - \overline{x'w'}(30 \text{ min})}{\overline{x'w'}(30 \text{ min})} \right| \times 100 \quad \dots(6)$$

である。ただし， x は任意の物理量であり， $\overline{x'w'}(5 \text{ min})$ にはその 30 分間における 6 つの 5 分値を平均した値を用いている（宮田，2003）。また，定常性を判断するための基準を坂口（2008）に基づいて設定し，これを平均風速 $U (= \sqrt{u^2 + v^2})$ 別に傾向を見た。判断基準を表 4 に，風速別の中央値および頻度分布を図 4 に示す。この図から，どの風速区分においてもその中央値は‘普通’の判定となっているが，その RQ は風速が大きいくほど小さくなっている。すなわち，風速の弱いところではその定常性が十分に保たれていないと言える。しかし，‘低い’または‘悪い’（Class 6 以上）と判断されたデータの割合は風速によって特に変化が見られないことから，本研究では定常性に関係なく解析を進めることとした。

以上のデータ検証をおこなったうえで，平均化時間を 30 分とした運動量フラックス $u_* \left(= \sqrt{\overline{u'w'^2} + \overline{v'w'^2}} \right)$ ・顕熱フラックス $\overline{w'T'}$ ・潜熱フラックス $\overline{w'\rho_v'}$ を求め，それぞれに風

速の座標変換（主風向変換および吹き上げの変換）を，潜熱フラックスには水蒸気の密度変動補正（Aoki *et al.*, 1998；岩田・三枝，2003）をほどこした．以下，フラックスとはこの補正後のデータについていうものとする．また，上向き長波放射量について大気補正（Kotani and Sugita, 2009）をおこなった．これらのデータにおける補正前後での変化を図5および図6に示しておく．

2-3. バルク係数の算出

観測されたフラックスデータとプロファイルデータを用いて，運動量・顕熱・潜熱バルク係数をそれぞれ

$$C_{D_true} = \frac{u_*^2}{U^2} \quad \dots(7)$$

$$C_{H_true} = \frac{\overline{w'T'}}{U(T_s - T_{10})} \quad \dots(8)$$

$$C_{E_true} = \frac{\overline{w'\rho_v'}}{U(\rho_{vs} - \rho_{v10})} \quad \dots(9)$$

によって逆算した．本研究では，これらの値をバルク係数の真値とする．ここで，水平風速 U には超音波風速温度計の測定値を，水面温度 T_s には放射温度計の測定値を使用している．また，バルク係数はしばしば高度 10 m の値として議論されるため，気温および水蒸気濃度についてはプロファイル式を用いて高度補正をおこなった値 T_{10} , ρ_{v10} を使用している．つまり，

$$T_{10} = T_a + \frac{\overline{w'T'}}{k^2 U} \left\{ \ln(z_U / z_{0m}) - \Psi_m(\zeta) \right\} \left\{ \ln(z_a / z_{10}) - \Psi_h(\zeta) \right\} \quad \dots(10)$$

$$\rho_{v10} = \rho_{va} + \frac{\overline{w'\rho_v'}}{k^2 U} \left\{ \ln(z_U / z_{0m}) - \Psi_m(\zeta) \right\} \left\{ \ln(z_a / z_{10}) - \Psi_h(\zeta) \right\} \quad \dots(11)$$

であり，高度はそれぞれ $z_U = 9.80$, $z_a = 3.72$, $z_{10} = 10.0$ である．風速 U については観測高度がほぼ 10 m であるため高度補正のほうは省略した．また，水面および大気中の水蒸気濃度 ρ_{vs} , ρ_{va} はそれぞれ以下の式で与えられる（近藤，2000）．

$$\rho_{vs} = \frac{216.7 * 6.11 * 10^{7.5T_s / (237.3 + T_s)}}{T_s + 273.15} \quad \dots(12)$$

$$\rho_{va} = \frac{216.7 * 6.11 * 10^{7.5T_a / (237.3 + T_a)} * (Rh / 100)}{T_a + 273.15} \quad \dots(13)$$

一般的に、水面温度 T_s はステファン・ボルツマンの法則すなわち

$$L^\uparrow = \lambda \varepsilon T_s^4 + (1 - \varepsilon) L^\downarrow \quad \dots(14)$$

から逆算することによって求められる。ただし、 L^\uparrow は上向き長波放射量、 L^\downarrow は上向き長波放射量、 λ ($=5.67 \times 10^{-8}$) はステファン・ボルツマン係数、 ε は射出率である。しかし、水面における射出率 (0.92~0.99) は森林 (0.96~0.99) や草原 (0.97~0.98) に比べて変化する (Brutsaert, 2008 など) ため、本研究においては放射温度計の値を使用することとした。ここで、式(14)から逆算した水面温度の値を放射温度計の測定値と比較したものを図7に示した ($\varepsilon = 0.96$) が、全体的に前者が過大評価されていることが分かる。仮にこの方法を用いるとすると、それに対する補正が必要となるわけである。

2-4. 波パラメータの算出

バルク係数には、風に加えて波が影響していることが考えられるため、国土交通省が測定している波高データを利用して波浪パラメータの算出をおこなうことにした。ただし、国土交通省では波長がきわめて長い場合と短い場合についてフィルタリング (ローカットおよびハイカット) をおこなっているため、はじめにこれらのデータの妥当性について検証した。

まず、霞ヶ浦湖心観測所でモニタリングされている 20Hz の波高データを記録し、パワースペクトルを算出した (日野, 1977; 渡部・徳田, 1984)。そのときのスペクトルピーク周波数 f_p と有義波周期 $T_{1/3}$ には

$$T_{1/3} = \frac{0.9}{f_p} \quad \dots(15)$$

の関係がある (磯崎・鈴木, 1999) ことから、この方法で求めた有義波周期 $T_{1/3,s}$ を国土交通省で解析された値 $T_{1/3,m}$ と比較した。解析対象期間は 20Hz データを取得した 2009 年 11 月 20 日~12 月 20 日までである。図 8 上段図はこの結果を示したものであるが、この図から両者の値は比較的一致することが分かった (相関係数 0.79)。これを風速ごとに見ていくと、風速が弱い場合にばらつきが見られた (図 8 左下図) が、これはデータがハイカットされた部分に相当すると考えられる。同様に考えると、風速が強いときにはローカットされた部分がばらつくとも予想できるが、その傾向はほとんど現れていない (図 8 右下図)。つまり、ローカットされるほどの長波成分が霞ヶ浦においてほとんど存在しないといえる。以上のように、波データにはやや誤差が生じることが分かったが、その誤差がバルク係数へ与える影響はそれほど大きくない (4.2 参照。) ことから、本研究では国土交通省でフィルタリングされたデータをそのまま用いることにした。

波パラメータの算出にあたっては、まず国土交通省に提供いただいた 10 分平均値を 30 分平均値に修正した。すなわち、時刻 i における平均値を

$$T_{30\min}(i) = \frac{T_{10\min}(i-2) + T_{10\min}(i-1) + T_{10\min}(i)}{3} \quad \dots(16)$$

の形で求めた。そして、求めた有義波周期 $T_{1/3_30min}$ を

$$L_w = \frac{gT_{1/3}^2}{2\pi} \tanh \frac{2\pi h}{L_w} \quad (g : \text{重力加速度}, h : \text{水深}) \quad \dots(17)$$

に代入して波長 L_w を繰り返し計算し（平山ほか，2003），最終的に波の成長段階の指標となる波齢 w_a を

$$w_a = \frac{L_w}{T_{1/3}} \cdot \frac{1}{u_*} \quad \dots(18)$$

によって算出した。

2-5. 解析期間とデータ選別

本研究におけるデータ解析期間は運動量については2008年1～12月を，顕熱および潜熱についてはデータ数を十分に確保するため2007年8月～2008年12月とした。また，データの信頼性を確実にするため，以下の条件によってデータ選別をおこなった（宮田，2003；Sahlée *et al.*, 2008 など）。

- (i) 欠損値・異常値を除外
- (ii) 風向 $60^\circ \sim 160^\circ$ を除外
- (iii) 降雨が観測された時間の2時間前から6時間後を除外
- (iv) $u_* > 0.05$
- (v) $\overline{w'T'} > 0.015$, $\overline{w'\rho_v'} > 0.020$
- (vi) $C_{H_true} > 0$, $C_{E_true} > 0$

ここで，(i)でいう異常値とは，時系列変化を見たときに明らかに正しくないと判断できる突出した値のことをいう。また，(ii)は風が観測所の建物側から吹いてくる場合を，(iii)は機材に水滴が付着して正しい測定がおこなわれない場合を除くために設定した。(iii)は潜熱フラックスのみに適応した条件である。さらに，フラックスの値が小さいとその測定値が測定誤差に埋もれてしまう可能性があることから，(iv)および(v)の条件を追加した。(vi)は今回の顕熱および潜熱に対する解析を上向きの場合に限るための条件である。以上のデータ選別をおこなった結果，利用するデータ数は運動量が12467，顕熱が7185，潜熱が8206となった。

表 1. バルク係数の算出式一覧

文献	算出式	条件	対象
Kondo (1975)	$C_{DN} \times 10^3 = 0.0667 U + 0.867$	$5 < U < 8$	
	$C_{HN} \times 10^3 = 0.01 U + 1.15$		
	$C_{EN} \times 10^3 = 0.01 U + 1.18$		
DeCosmo <i>et al.</i> (1996)	$C_{HN} \times 10^3 = 1.14 \pm 0.35$	$6 < U < 27$	オランダ沿岸 (水深 18 m)
	$C_{EN} \times 10^3 = 1.12 \pm 0.24$		
Heikinheimo <i>et al.</i> (1999)	$C_{DN} \times 10^3 = 1.81 \pm 0.55$	$z = 3$	Tämmärens 湖 (面積 37 km ² , 水深 2 m)
	$C_{EN} \times 10^3 = 1.40 \pm 0.62$	$ \zeta < 0.1$	
	$C_{HN} \times 10^3 = 1.07 \pm 0.18$	$6 < U < 27$	
Oost <i>et al.</i> (2000)	$C_{HN} \times 10^3 = 0.079 U + 0.471$	T_s : 水温 $C_{HN} : 7 < U < 13$ $C_{EN} : 2 < U < 18$	オランダ沿岸から 9 km
	$C_{EN} \times 10^3 = 1.10 \pm 0.22$		

※ 特に明記がない場合、高度は 10m である。

表 1. バルク係数の算出式一覧 (つづき)

文献	算出式	条件	対象
Taylor and Yelland (2001)	$C_{DN} \times 10^3 = 0.87 + 0.0752 U + 0.000661 U^2$	$5 < U < 30$	オランダ沿岸 (水深 18 m)
Oost <i>et al.</i> (2002)	$C_{DN} \times 10^3 = 0.138 U + 0.18$ $C_{DN}^{0.5} = 0.4 / \{4.52 \ln(wa) + \ln(2\pi) - 3.91\}$	—	オランダ沿岸から 9 km 沖
Brunt <i>et al.</i> (2005)	$C_{DN} \times 10^3 = (0.084 U + 0.5548) \pm 0.213$ $C_{HN} \times 10^3 = (0.055 U + 0.63) \pm 0.1324$ $C_{EN} \times 10^3 = 1.3 \pm 0.37$	T_s : 水温 $C_{DN} : 4 < U < 11$ $C_{HN} : 4 < U < 10$ $C_{EN} : 4 < U < 11$	大西洋沖
Rutgersson <i>et al.</i> (2007)	$C_{HN} \times 10^3 = 1.0, 0.12 U - 0.08$ $C_{EN} \times 10^3 = 1.12 - 1.5 / \{6 + (U - 4.5)^2\} + 0.002 U$	T_s : 水温 $0 < U < 14$	Östergarnsholm 島南端
Tanny <i>et al.</i> (2008)	$C_{EN} \times 10^3 = 2.189 / U + 1.418$	$z = 2.9$ T_s : 水温	Eshkol 貯水池 (面積 0.06 km ² , 水深 3.5 m)

※ 特に明記がない場合、高度は 10m である。

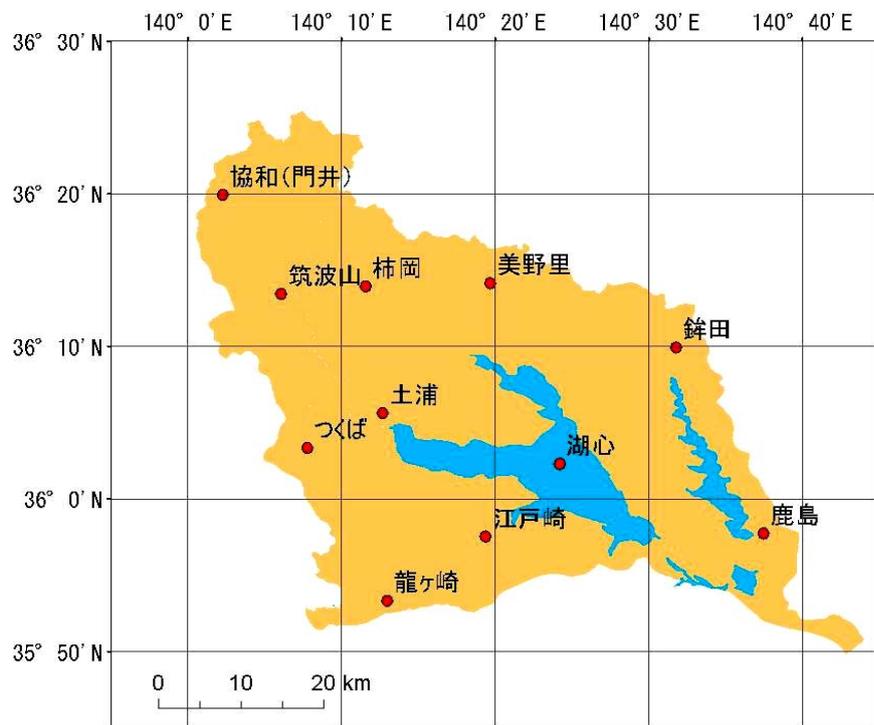


図 1. 霞ヶ浦流域

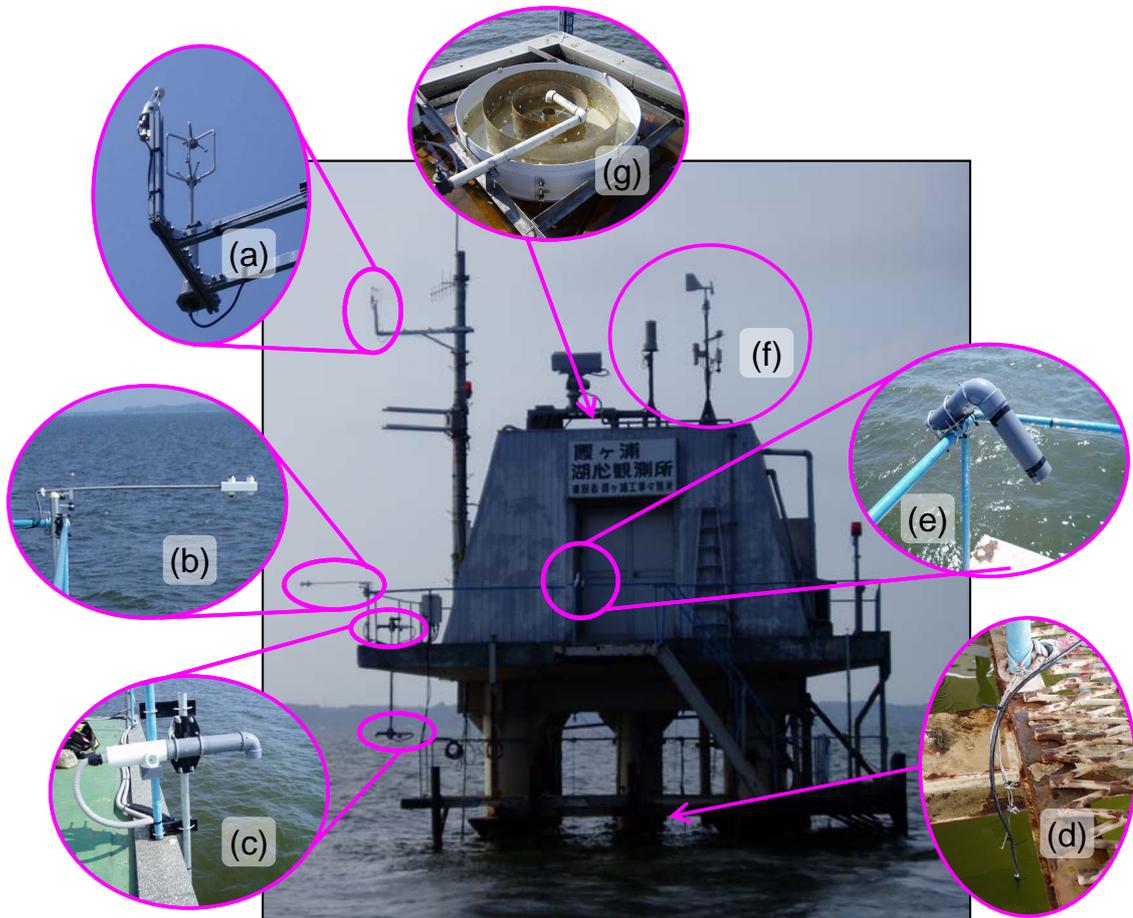


図2. 霞ヶ浦湖心観測所

(a) 左：超音波風速温度計， 右：オープンパスガスアナライザー

(b) 4成分放射計 (c) 温湿度計 (d) 水温計 (e) 放射温度計

(f) 左：雨量計， 右：上から風向風速計， 日射計， 温湿度計（すべて国土交通省所有）

(g) 大型蒸発パン（国土交通省所有）

表 2. 観測項目

項目	測器	観測高度※	サンプリング時刻	平均化時間	ロガー出力時刻
風速 3 成分 u, v, w [m/s] 気温 T [°C]	超音波風速温度計 (Gill Instruments Ltd., R3A)	9.80m	毎 0.1 秒	前 30 分	毎時 0 分, 30 分
水蒸気濃度 ρ_v [g/m ³]	オープンパスアナライザー (LI-COR, Inc., LI-7500)	9.80m	毎 0.1 秒	前 30 分	毎時 0 分, 30 分
短波放射 $S^{\downarrow} S^{\uparrow}$ [W/m ²] 長波放射 $L^{\downarrow} L^{\uparrow}$ [W/m ²]	4 成分放射計 (Kipp & Zonen B.V., CNR-1)	4.29m	毎 5 秒	前 30 分	毎時 0 分, 30 分
気温 T_a [°C] 湿度 Rh [%]	通風湿度計 (REBS, Inc., AEM)	2.00m, 3.72m	毎 5 秒	前 30 分	毎時 0 分, 30 分
水面温度 T_s [°C]	放射温度計 (Minorta, CML-303N)	4.27m	毎 5 秒	前 30 分	毎時 0 分, 30 分
水温 T_w [°C]	白金測温抵抗体	-0.1m, -1.0m, -2.5m	毎時 5 分, 35 分	(瞬間値)	毎時 5 分, 35 分

※ 観測高度は平水位面 (Y.P.+1.0m) からの高さとする。

表 3. 国土交通省による観測項目

項目	測器	観測高度*	サンプリング時刻	平均化時間	ロガー出力時刻
雨量 R [mm]	転倒ます式雨量計	8.85m	毎時 0 分	(積算値)	毎時 0 分
気圧 P [hPa]	アネロイド型気圧計	6.75m	毎時 0 分	(瞬間値)	毎時 0 分
風向 WD [°], 風速 WS [m/s]	風車型風向風速計	9.45m	毎 0.25 秒	前 1 時間	毎時 0 分
日射量 SS [W/m ²]	全天日射計	8.75m	毎秒	前 1 時間	毎時 0 分
気温 TT [°C]	白金測温抵抗体	8.25m	毎秒	前 1 時間	毎時 0 分
露点温度 DP [°C]	塩化リチウム塗布式温度計	8.25m	毎秒	前 1 時間	毎時 0 分
水温 $TW1_s$, $TW1_b$ [°C]	白金測温抵抗体	-0.5m, -5.5m	毎 5 秒	前 20 分	毎時 0 分 (上層), 30 分 (下層)
水温 $TW2$	白金測温抵抗体	-1m ごと	毎月	(瞬間値)	—
湖面水位 Z_H [m]	水晶式水位計	—	毎秒	前 1 時間	毎時 0 分
波高 H_W [m], 周期 T_P [m]	容量式波高計 (外洋型)	—	毎 0.05 秒	前後 10 分	毎時 0 分
蒸発量 EV [mm]	大型蒸発計	6.75m	毎時 0 分	(積算値)	毎時 0 分

※ 観測高度は平水位面 (Y.P.+1.0m) からの高さとする。

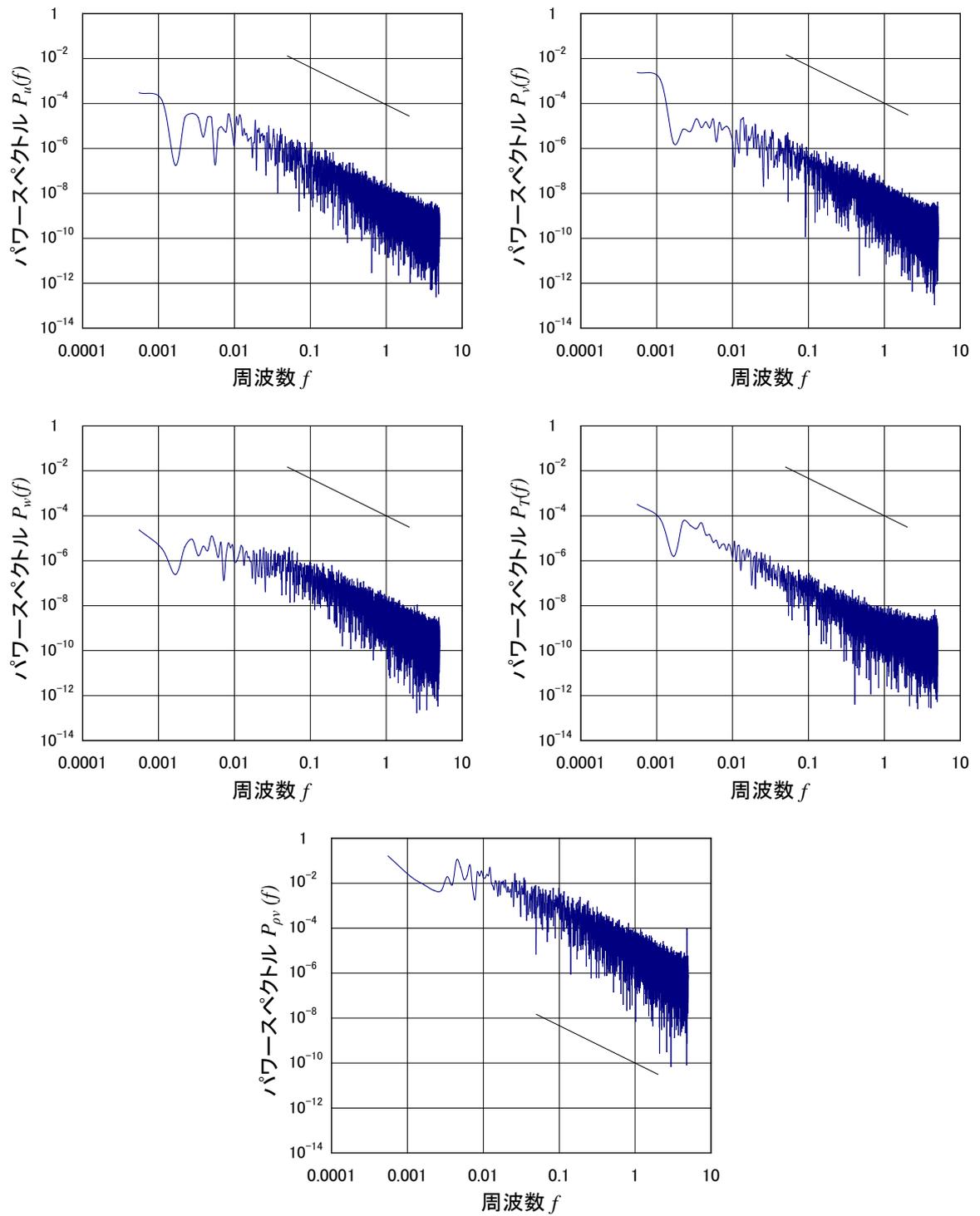


図3. フラックスデータのスペクトル解析結果 (左上から u, v, w, T, ρ_v)
 (データは 2008/3/17 10:00~10:30, 図中の実線は傾き $-5/3$ の直線を表す.)

表 4. 定常性判断基準 (Foken *et al.*, 2004 ; 坂口, 2008)

<i>RQ</i> [%]	区分	判定
< 15	Class 1	高い
< 30	Class 2	
< 50	Class 3	普通
< 75	Class 4	
< 100	Class 5	
< 250	Class 6	低い
< 500	Class 7	
< 1000	Class 8	
> 1000	Class 9	

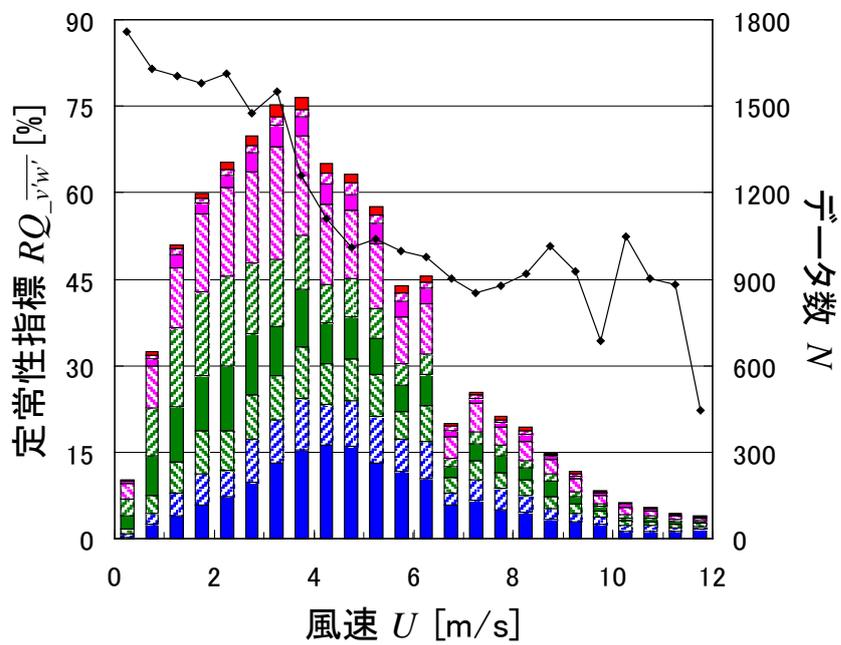
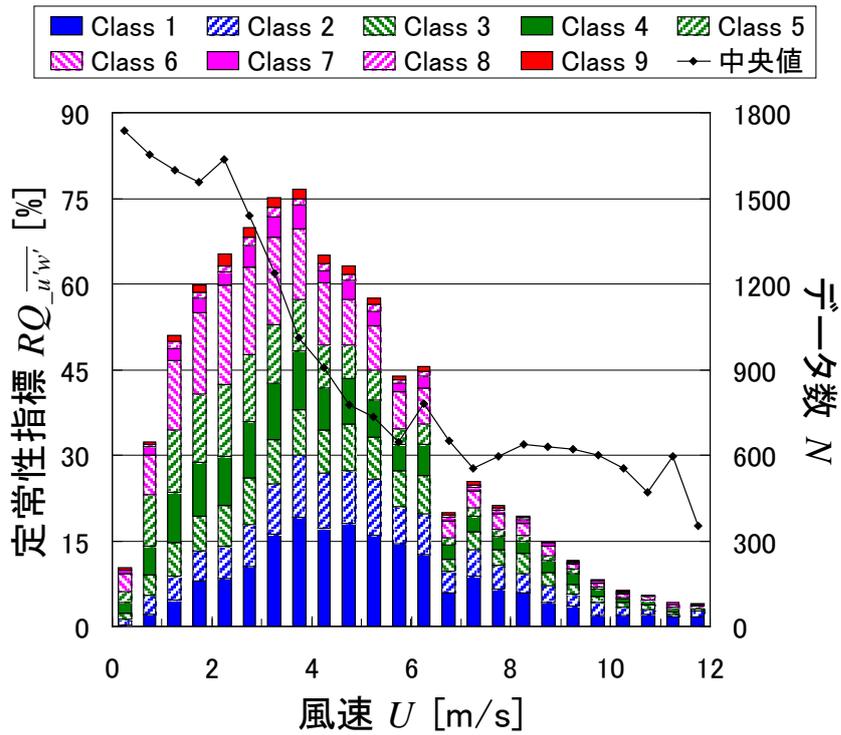


図4. 運動量フラックスの定常性 (上: $\overline{u'w'}$, 下: $\overline{v'w'}$)
(ただし, 図中の折れ線はそれぞれの風速における中央値を示す.)

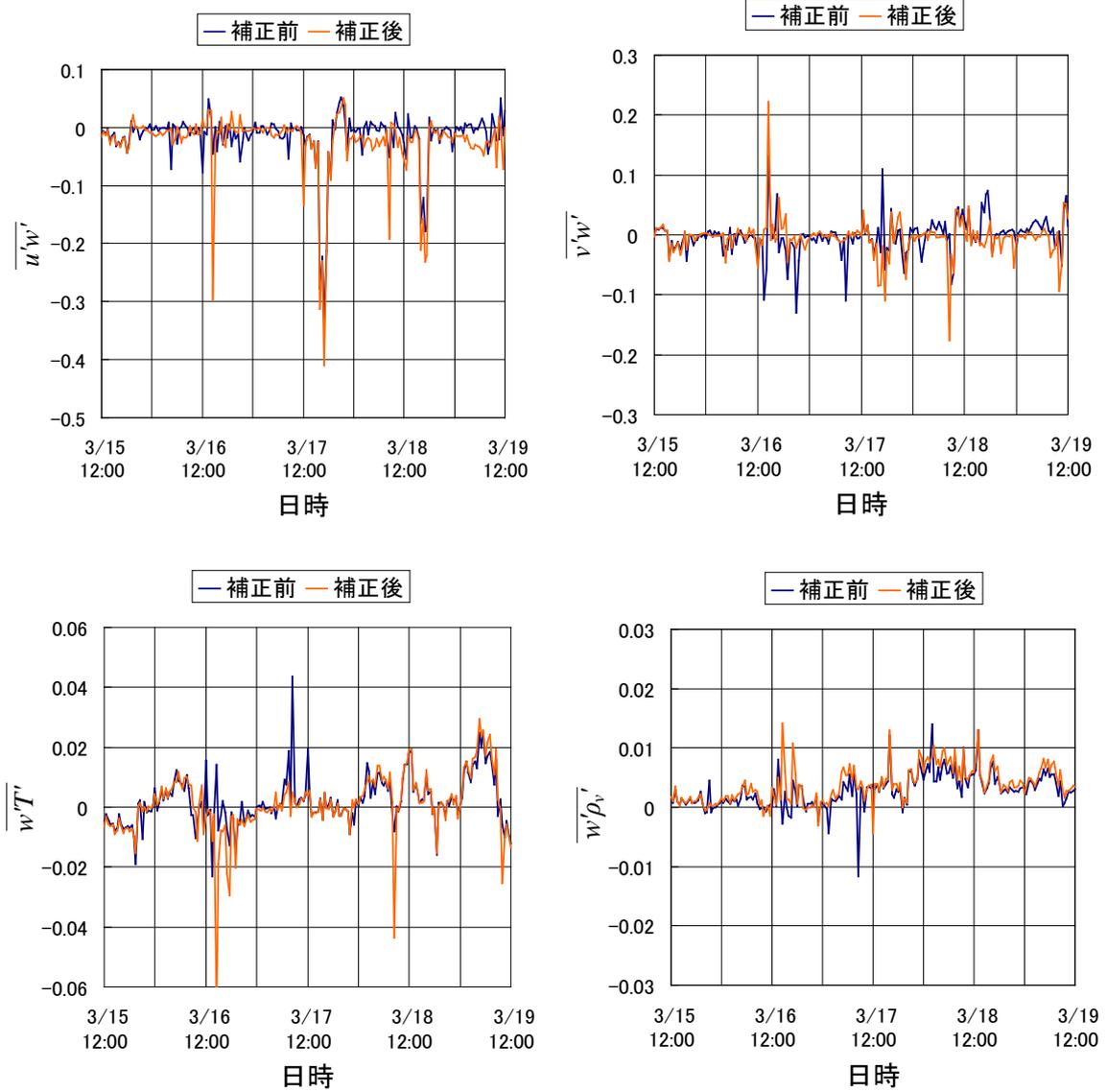


図 5. 補正前後でのフラックスデータ比較 (30 分平均値)
 (左上から $\overline{u'w'}$, $\overline{v'w'}$, $\overline{w'T'}$, $\overline{w'\rho_v'}$)

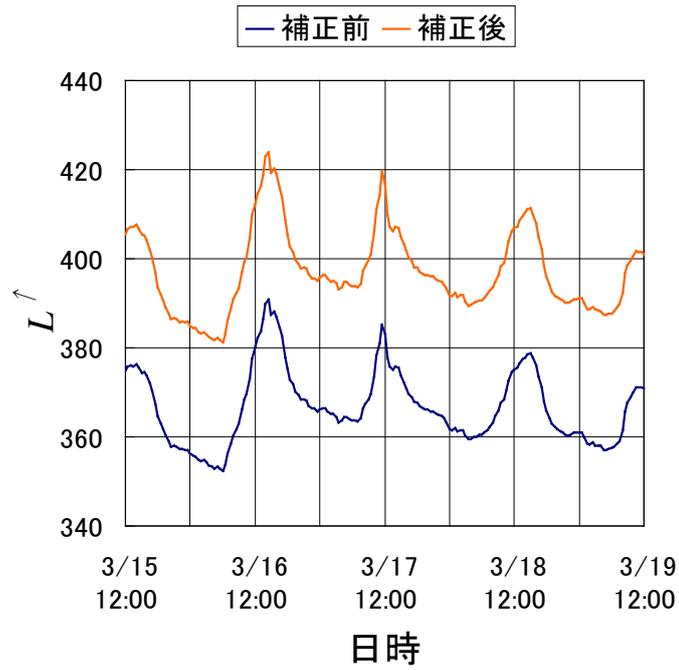


図 6. 補正前後での上向き長波放射量の比較 (30 分平均値)

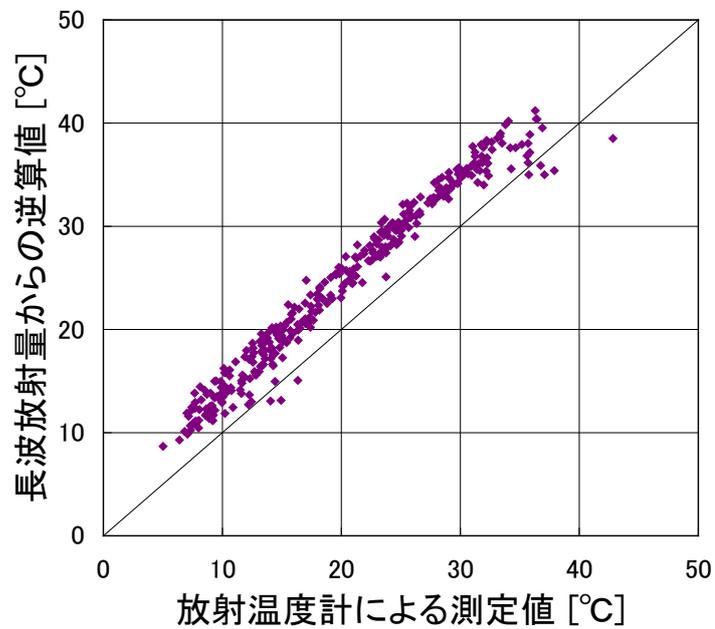


図 7. 水面温度 (長波放射量からの逆算値と放射温度計による測定値) の比較
(データは 2008 年各日の 12:00~12:30 における 30 分平均値)

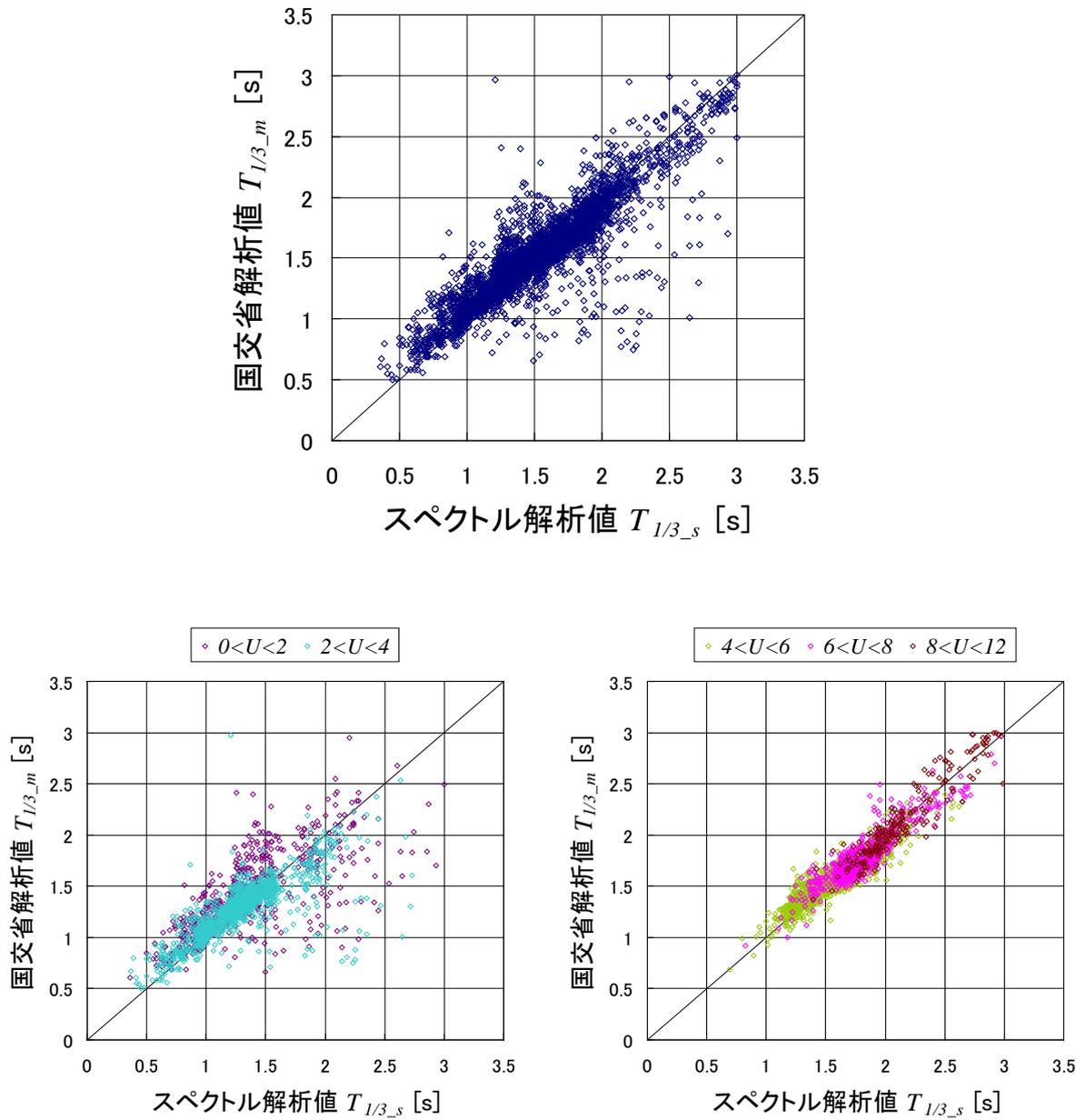


図 8. 有義波周期（スペクトル解析値と国土交通省解析値）の比較

（上：全風速，下：風速 2 m/s ごと）

（データは 2009/11/20 18:00～12/20 18:00 の各 10 分平均値）

3. 結果

3-1. 気象概況（日変化）

霞ヶ浦湖心における気象観測結果を日単位でまとめたものを図 9、図 10 および 図 11 に示す。選別日は冬季（2008 年 1 月 15 日）と夏季（2008 年 7 月 12 日）の降水が観測されていない晴天日とし、それぞれ一例ずつ取り上げた。

まず温度変化（図 9）について見てみると、気温および水面温度はいずれの季節も日中に最大となっている。ただし、その時刻は気温で若干の遅れを生じており、このずれは 7 月よりも 1 月で大きい。一方、最小値に関してはいずれの月も日の出前に観測されている。水温の日変化については 1 月ではほとんど見られず、7 月では 16 時付近に小さなピークが見られるのみである。水温が気温や水面温度のようにはっきりとした日変化を示さないのは、温まりにくく冷めにくいといった水の性質によるものである。

続いて放射収支の変化（図 10）を見ていくと、その絶対値に差はあるものの日変化の様子は 1 月と 7 月でほとんど変わらない。すなわち、上向き短波放射および長波放射の日変化は小さく、下向き短波放射のみが大きく変化している。また、上向き短波放射がほぼゼロに近いことが読み取れるが、これは水面におけるアルベドが他の地表面と比べて小さい（近藤，2000）ことと一致する。日中のアルベドの平均値は冬季（1 月 15 日 7:00～16:30）で 0.179，夏季（7 月 12 日 4:30～18:30）で 0.0653 だと特に夏に小さかったが、これは 7 月の下向き短波放射量が 1 月に比べて 1.5 倍以上も大きいことに起因している。これらの影響を受けて

$$Rn = S^{\downarrow} - S^{\uparrow} + L^{\downarrow} - L^{\uparrow} \quad \dots(19)$$

で定義される正味放射量 Rn は 12 時頃に最も大きくなり夜間には負の値をとるが、ここで湖面における正味放射量が下向き短波放射量によって決まることが明らかとなった。

最後に顕熱 H ，潜熱 LE ，水中熱伝導量 Q で表される熱収支の変化（図 11）を見ると、放射収支同様、季節による違いは絶対値のみであった。いずれの季節も一日を通して顕熱よりも潜熱のほうが大きいという特徴が見られ、その値は顕熱に比べて夜間で 1.5～2 倍、日中では 5 倍以上となった。しかし、正味放射量に占めるこれらの割合は非常に小さく、ほとんどの熱は水中熱伝導量として分配されていることが分かる。ここで、水中熱伝導量とは大気から水中へ吸収される熱量のことをいい、正に大きいほど吸収が強いことを示す。それぞれの熱量は

$$H = C_p \rho_a \overline{w'T'} \quad \dots(20)$$

$$LE = \overline{lw'\rho_v'} \quad \dots(21)$$

$$Q = Rn - H - LE \quad \dots(22)$$

によって算出しており、

$$C_p = 1005(1 + 0.84q) \quad \dots(23)$$

$$l = 3151 - 2.38(T + 273.15) \quad \dots(24)$$

である。

3-2. 気象概況（季節変化）

図 12 に霞ヶ浦湖心における温度の季節変化を示す。これを見ると、気温・水温・水面温度のいずれも 2 月に最小、8 月に最大となっている。図 9 で見たように、日変化ではそれぞれのピークにずれが生じていたものの、季節変化ではその傾向は見られなかった。これは、霞ヶ浦のような水深の浅い水域でよく見られる特徴である（近藤，1994）。また、水温の鉛直プロファイル調べたところ図 13 のようになったが、霞ヶ浦湖心における水温は春に水温躍層が確認できるものの一年を通して鉛直方向にほぼ一定であることが分かった。すなわち、季節によらず水がよく混合されているといえる。

次に、放射収支の季節変化を図 14 に示す。まず下向き短波放射量に着目すると、それが夏に最大、冬に最小となることが分かる。しかし、その差は 100 W/m^2 に満たない程度であり、日変化で見たときの差（約 300 W/m^2 ，図 10）より小さくなった。ここで、茨城県土浦市における日照時間の季節変化を図 15 に示したが、この図から日照時間は夏よりも冬のほうが長いことが分かる。つまり、放射量の多い夏でも日照時間が冬ほど長くないために、月平均したときには大きな差が出なかったことが考えられる。続いて上向き短波放射量について見ると、その値が季節を通してほぼゼロに等しかった。これは日変化同様、水面におけるアルベドが小さいことに関する（3.1 参照）。一方、下向き・上向き長波放射についても季節変化が確認できたが、これは日変化（図 10）では見られなかったものである。また、この変化は下向き短波放射量の季節変化に比べて 1 ヶ月ほどずれが生じているが、図 12 に示す温度の季節変化とは一致した。以上の傾向から、4 成分の収支で求められる正味放射量は下向き短波放射量の変化と一致する結果となった。

続いて、熱収支の季節変化を図 16 に示す。この図から、顕熱の値が非常に小さいことや季節に関係なく潜熱が顕熱を上回っていることがはっきりと分かる。また、水中熱伝導量の変化は正味放射量の変化に影響されており、その値は夏に正、冬に負となっている。すなわち、夏には熱が水中に蓄えられるが、それが冬になると放出されているわけである。このように、個々の特徴は日変化（図 11）と類似しているが、全体として季節の変化量は小さかった。

図 17 では月降水量と月平均水位の変化を示したが、まず霞ヶ浦における降水量は一般的に夏に多く冬に少ないことが分かった。また、降水量と水位の変化に相関はほとんどなく、降水量が多いからといって特に水位が高くなるわけではないことがいえる。これは、霞ヶ浦の水量が常陸川水門の操作によって調整されている（霞ヶ浦河川事務所，2006）ことを

反映している。ここで、月降水量を詳しく見ていくと、2007年8月および2008年7月の値が冬季並みに小さかったことが読み取れる。気象庁（2007）によると、2007年8月は太平洋高気圧の強い張り出しの影響で、特に東日本太平洋側で少雨になったという。また、2008年は梅雨前線の活動が7月に入って弱まったため、この月の降水量が東日本で少なかったことも報道している（気象庁、2008a）。さらに、図17から2008年8月の降水量が観測期間の中で最も高くなっていることが認められるが、この月は局所的な豪雨が多く発生した月であった（気象庁、2008b）。茨城県でも2008年8月28～31日にかけて雷をともなう豪雨があり、この月の雷日数が平年の3倍であったことも伝えられている（水戸地方气象台、2009）。以上のように、局地における気象状況はその年々によって大きく変化するが、本研究ではこういったことも考慮しながら蒸発量の評価をおこなっていく。参考までに茨城県土浦市における月降水量変化を図15に示したが、この図から平年では梅雨時期である6月と台風や秋雨前線が発達する9月に降水量が多くなることが分かる。

3-3. 大気および水面状態

図18-1は霞ヶ浦湖心における風向・風速の頻度分布を示したものである。以下の記述はデータ選別後に着目したものであるが、参考までに選別前の頻度分布も示しておく。この図から、まず主風向が全体的に北から東にかけて卓越していることが分かる。これは2005年の国土交通省霞ヶ浦湖心データとも一致しており、風向に年変化や時間変化はほぼ生じないことが明らかとなった。また、風速については3～4 m/sの度数が最も高く、平均は4.75 m/s、標準偏差は2.85 m/sであった。

続いて、安定度 ζ および粗度レイノルズ数 Re についての頻度分布を図18-2に示す。ここで、

$$Re = \frac{z_0 \cdot u_*}{\nu} \quad \dots(25)$$

であり、地表面粗度 z_0 は以下の推定式（Sugita *et al.*, 1995）を用いて計算した。

$$z_0 = \begin{cases} z_{0m} & (Re \geq 3.32) \\ k_1 + k_2(\ln Re) + k_3(\ln Re)^2 + k_4(\ln Re)^3 + k_5(\ln Re)^4 & (Re < 3.32) \end{cases} \quad \dots(26)$$

ただし、 $k_1 = 0.799$ 、 $k_2 = 0.224$ 、 $k_3 = 0.00206$ 、 $k_4 = 0.0490$ 、 $k_5 = 0.00956$ であり、 $Re < 3.32$ においては Re を繰り返し計算している。また、 ν は空気の動粘性係数で以下の式（近藤, 1994）から求めている。

$$\nu = 1.328 \times 10^{-5} \times \frac{1013.25}{P} \times \left(\frac{273.15 + T_{10}}{273.15} \right)^{1.754} \quad \dots(27)$$

ここでまず、安定度について見てみると、霞ヶ浦湖心における大気状態がほとんどの場合において中立に近い不安定 ($-1 < \zeta < 0$) であることが分かる。また、その平均は -0.765 、標準偏差は 1.83 であった。一方、粗度レイノルズ数は平均 6.13×10^3 、標準偏差 2.98×10^5 であり、Brutsaert (1982) の定義 ($Re < 0.13$: 滑面, $Re > 2$: 粗面) によれば霞ヶ浦における水面状態はほぼ粗面であることが分かった。データ数は滑面が 1761, 粗面が 7553, その間の移行面が 3153 であった。また、図中にはそれぞれの粗度レイノルズ数における平均風速も示したが、レイノルズ数が小さいときに必ずしも風速が弱いわけではないことが分かった。

3-4. 運動量バルク係数の特徴

図 19-1 は運動量バルク係数と安定度との関係を示したものである。ただし、各プロットは x 軸項目の値を区切って平均したものであり、標準偏差をエラーバーによって示している (以下、すべての図において共通)。この図より、不安定時 ($\zeta < 0$) における運動量バルク係数は安定度が増すにつれてやや増加傾向にあるといえるが、標準偏差が 1 オーダー大きく、その相関は非常に弱かった (エラーバーは示さなかった)。

次に、安定度を決定する要因である風速および温度との関係を調べたところ、図 19-2 のようになった。つまり、運動量バルク係数は風速に大きく依存するのに対し、温度との関係は安定度と同様、ほとんど見られなかった。ここで、風速依存性とはすなわち、 $U < 4$ で大きく減少し、 $4 < U < 10$ で一定となった後、 $U > 10$ で増加することである。これを海面での結果 (Oost *et al.*, 2002 ; Taylor and Yelland, 2001) と比較すると、 $U > 4$ における特徴は海面と非常に似ているものの、 $U < 4$ では全く異なる傾向となった。そもそも、海面においては $U < 4$ のデータが非常に少ない (Brut *et al.*, 2005) ため、比較対象にならない可能性もある。

続いて、運動量バルク係数と波齢との関係を図 19-3 に示す。海面では両者の間に負の相関が見られると報告されている (Oost *et al.*, 2002 ; Smedman *et al.*, 2003 など) が、霞ヶ浦湖面においては相関関係がほぼないに等しい結果となった。霞ヶ浦湖面における波は波長が数 m と非常に小さく、湖底を感じない深水波であることは海洋と相違ない。しかし、うねりがほとんど存在しないことから波齢の変化が小さくなり、したがって相関性も見られなかったと考えられる。

3-5. 顕熱バルク係数の特徴

図 20-1 は顕熱バルク係数と安定度との関係を示したものであるが、この図から顕熱バルク係数は安定度に関わらずほぼ一定であることが読み取れる。ただし、 $\zeta > -2$ においては若干の減少傾向が見られ、大気状態が中立に近いほど顕熱バルク係数は小さくなることが分かった。海面でも $-0.05 < \zeta < 0$ において急激な減少が見られた (Guo Larsén *et al.*, 2004) とあることや、非常に小さな湖面における観測結果 (Heikinheimo *et al.*, 1999) でも $\zeta > -1$ で

安定度とともに減少していることから、顕熱バルク係数と安定度との関係は湖面と海面で類似することが示唆された。

続いて、図 20-2 に風速および温度との関係を示したが、まず風速依存性は運動量と同じような結果になった。すなわち、 $U < 4$ で大きく減少し、 $4 < U < 10$ で一定となった後、 $U > 10$ で増加した。式(3)で分かるように、顕熱にも運動量の成分が含まれるため、それが影響したのだと考えられる。海面では風速と線形相関を示す例 (Oost *et al.*, 2000) や $U > 9$ で増大する例 (Rutgersson *et al.*, 2007) などもあるが、風速に関わらず $(1.1 \sim 1.3) \times 10^{-3}$ 程度の一定値とする場合が大半を占める (DeCosmo *et al.*, 1996 ; Brut *et al.*, 2005 など)。したがって、上述した顕熱バルク係数の特徴、特に $U < 4$ における傾向はやはり湖面特有のものであるといえる。一方、温度との関係は運動量と異なって明瞭であり、 $\Delta T < 4$ で減少した後、一定に落ちつき、 $\Delta T > 8$ で増加するという傾向を示した。海面では $U < 9$ において ΔT とは相関が見られなかった (Smedman *et al.*, 2007) と述べられており、温度との関係も海面と湖面で違いが現れた。

3-6. 潜熱バルク係数の特徴

図 21-1 において潜熱バルク係数と安定度との関係を示したところ、その値はほぼ一定となった。海面では中立に近い $-0.5 < \zeta < 0$ でわずかに上昇 (Sahlée *et al.*, 2008)、非常に小さな湖面では $\zeta > -1$ で減少する (Heikinheimo *et al.*, 1999) という結果が得られているが、本研究における傾向は後者に近いことが分かった。ただし、これらの安定度の範囲では誤差が大きくなっていることから、断言するにはデータを見直す必要があるかもしれない。

続いて、図 21-2 に風速および温度との関係を示した。風速との関係は運動量および顕熱とほぼ同様であったが、 $U > 10$ における増加傾向は運動量や顕熱よりも弱かった。 $U < 4$ における傾向は、やはり海面データを使ったモデル (Rutgersson *et al.*, 2007) とは異なったが、小さな貯水池でおこなわれたモデル結果 (Tanny *et al.*, 2008) に類似した。つまり、湖面と海面での風や波のあり方には大きな違いがあるものと考えられる。一方、温度との関係は運動量のように誤差が大きいわけではなかったが、顕熱のように増減する傾向も見られず、 ΔT によらず一定という結果であった。これは $U < 10$ において ΔT とは相関が見られなかった (Sahlée *et al.*, 2008) とする海面の結果と一致した。

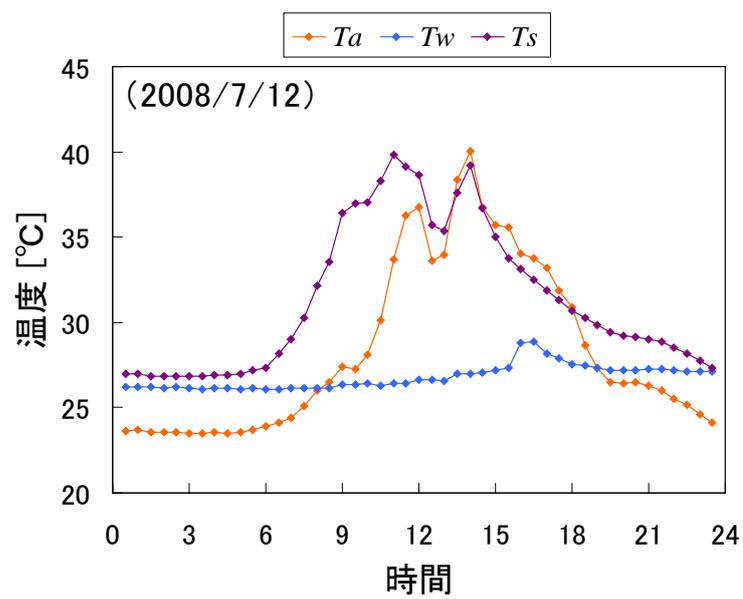
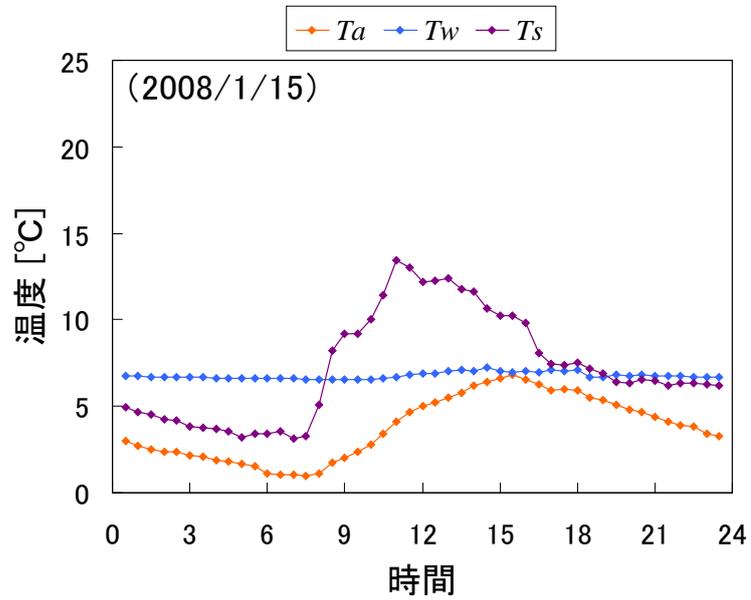


図9. 霞ヶ浦湖心における温度の日変化 (30分平均値)
 (T_a および T_w の観測高度はそれぞれ 3.72m, -1.0mである.)

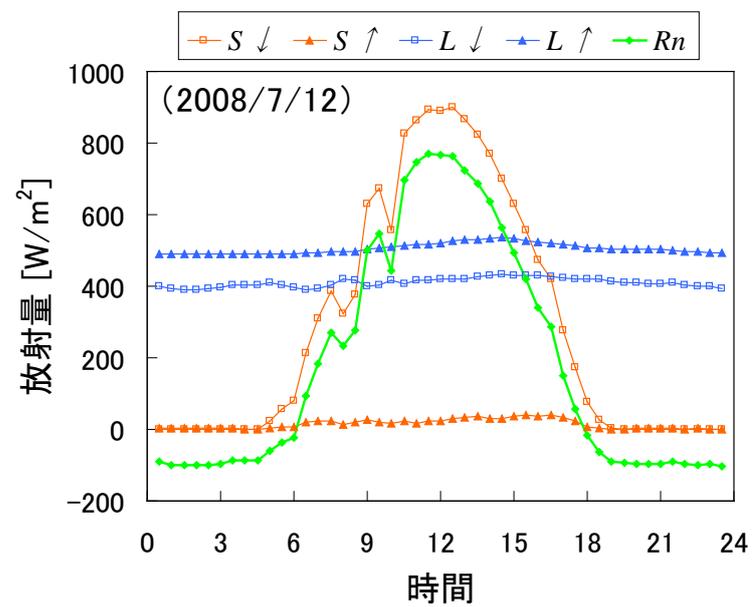
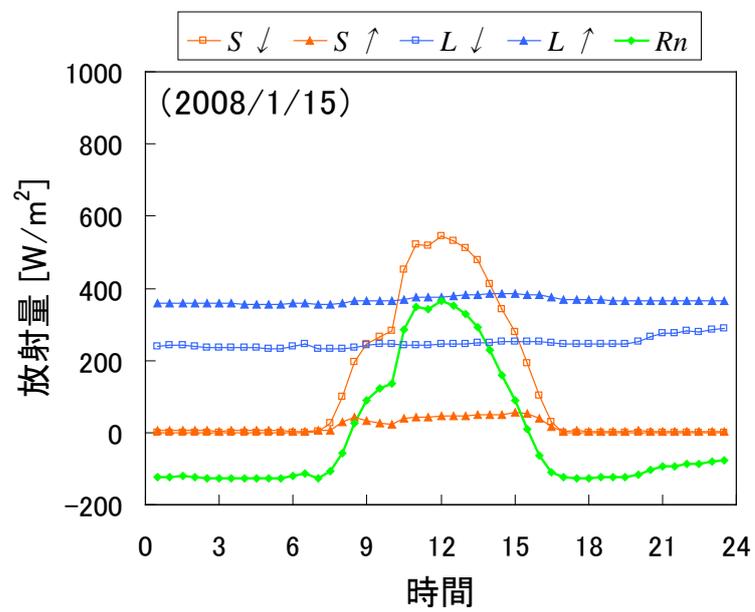


図 10. 霞ヶ浦湖心における放射収支の日変化 (30 分平均値)

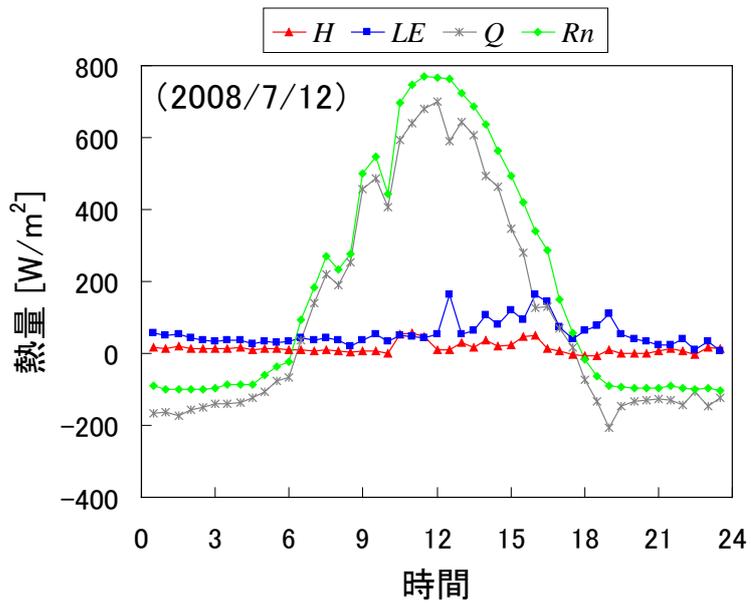
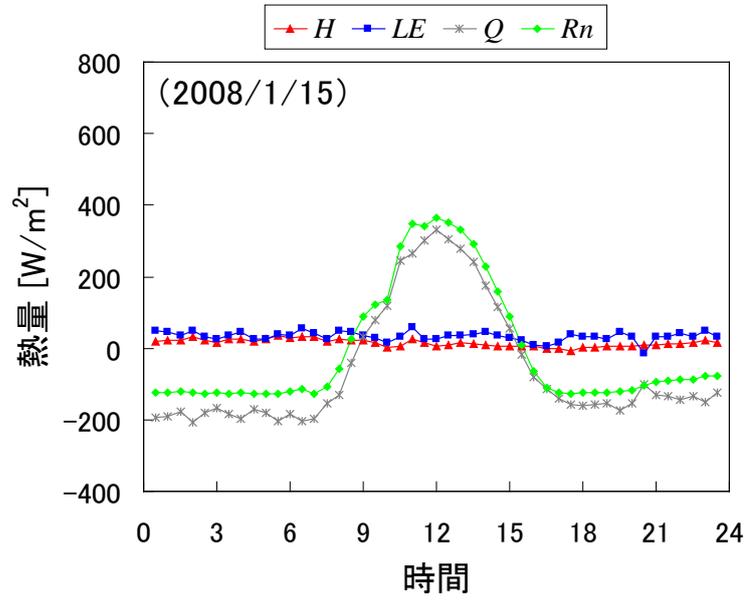


図 11. 霞ヶ浦湖心における熱収支の日変化 (30 分平均値)

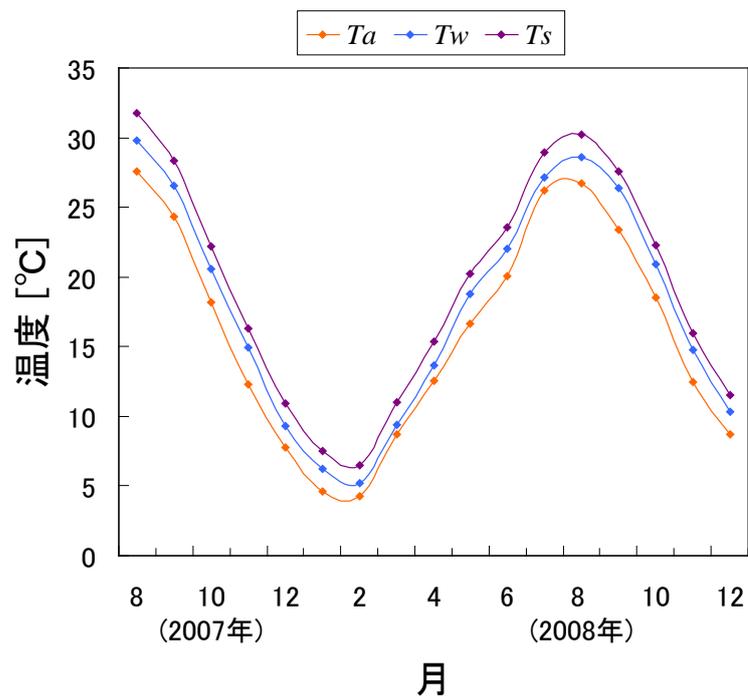


図 12. 霞ヶ浦湖心における温度の季節変化（月平均値）
 (T_a および T_w の観測高度はそれぞれ 3.72m, -1.0mである.)

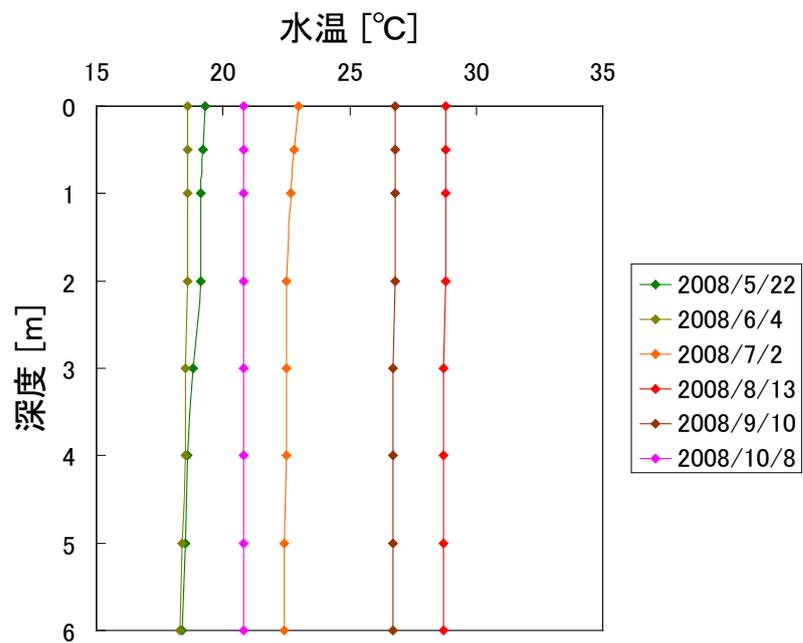
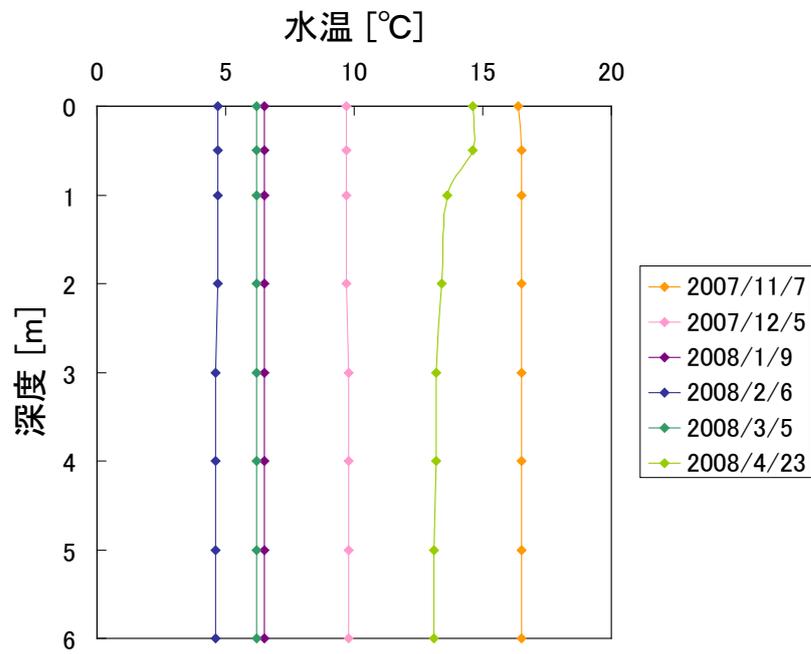


図 13. 霞ヶ浦湖心における水温の鉛直プロファイルの季節変化
 (上：2007年11月～2008年4月，下：2008年5月～10月)
 (国交省データ TW2 より作成)

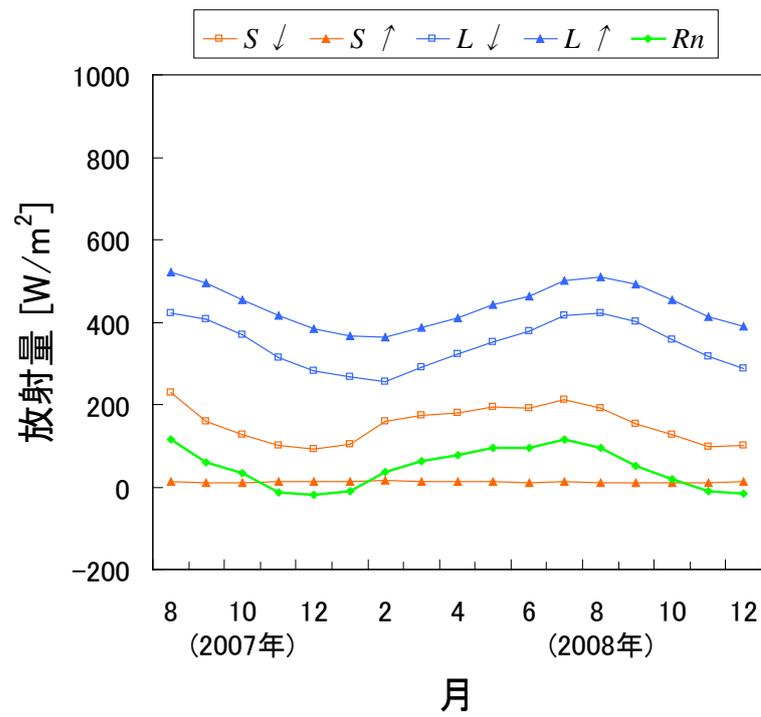


図 14. 霞ヶ浦湖心における放射収支の季節変化（月平均値）

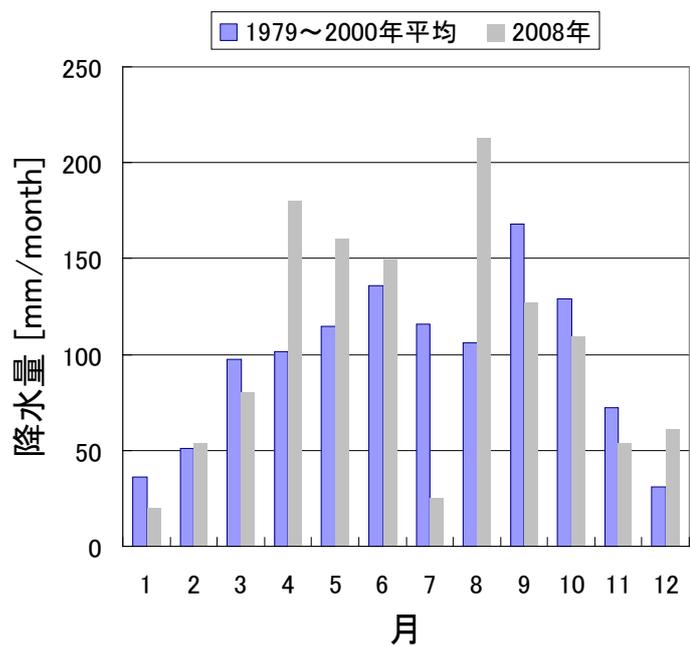
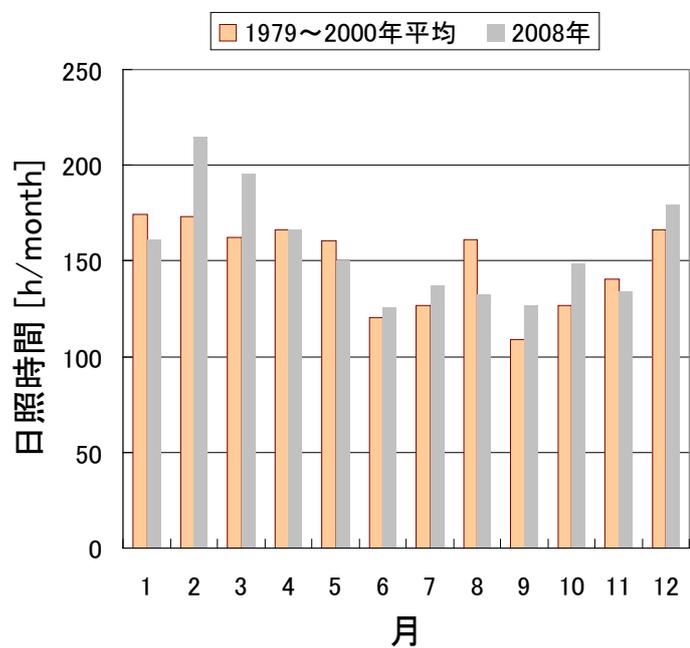


図 15. 茨城県土浦市における月日照時間(上)と月降水量(下)の変化
(気象庁 AMeDAS データより作成)

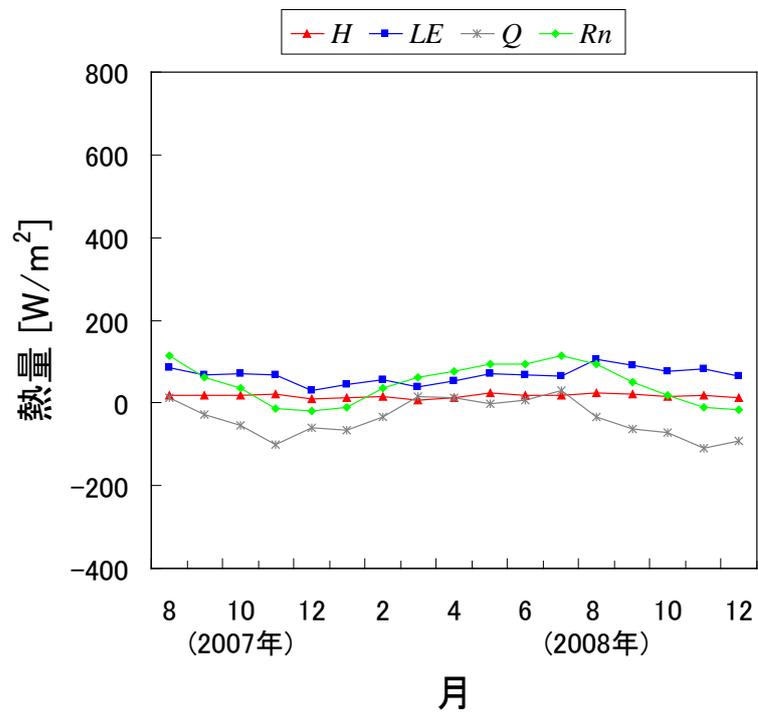


図 16. 霞ヶ浦湖心における熱収支の季節変化（月平均値）

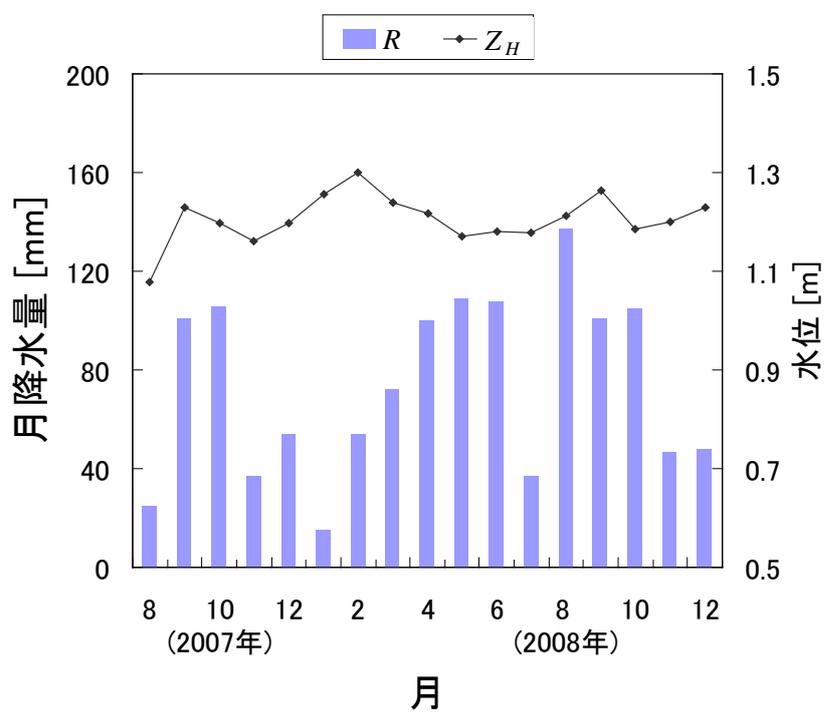


図 17. 霞ヶ浦湖心における月降水量および月平均水位の変化

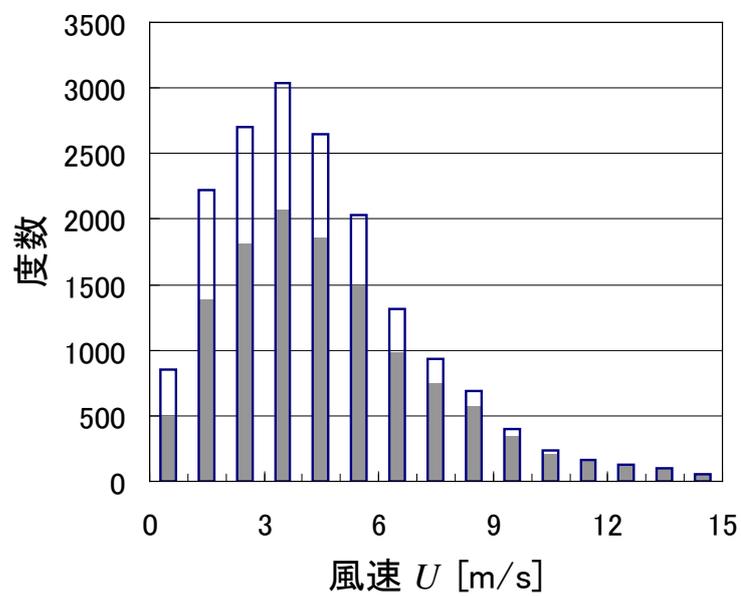
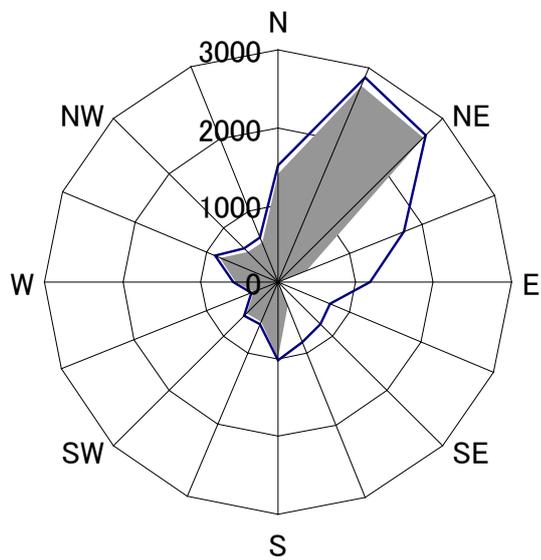


図 18-1. 霞ヶ浦湖心における風向(上)・風速 (下)の頻度分布
 (— : データ選別前, ■ : データ選別後, データは 2008 年各日の 30 分平均値)

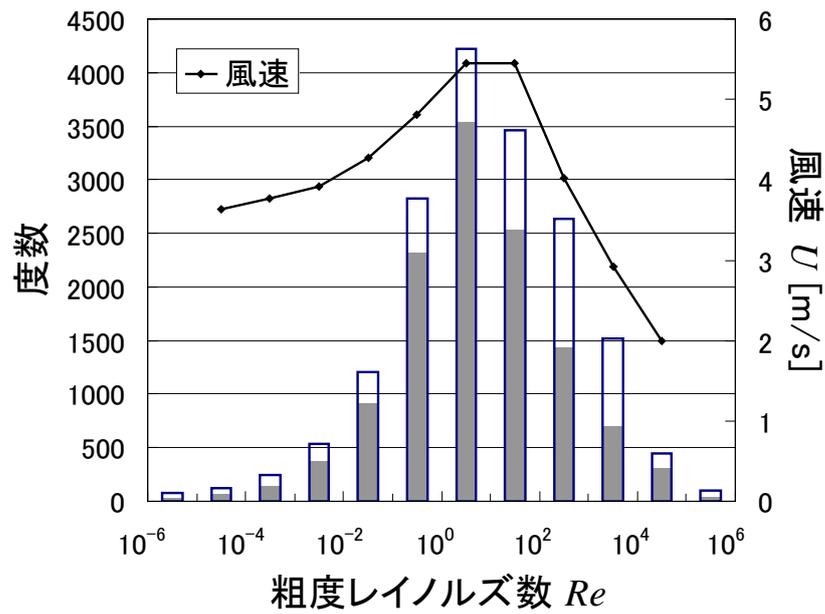
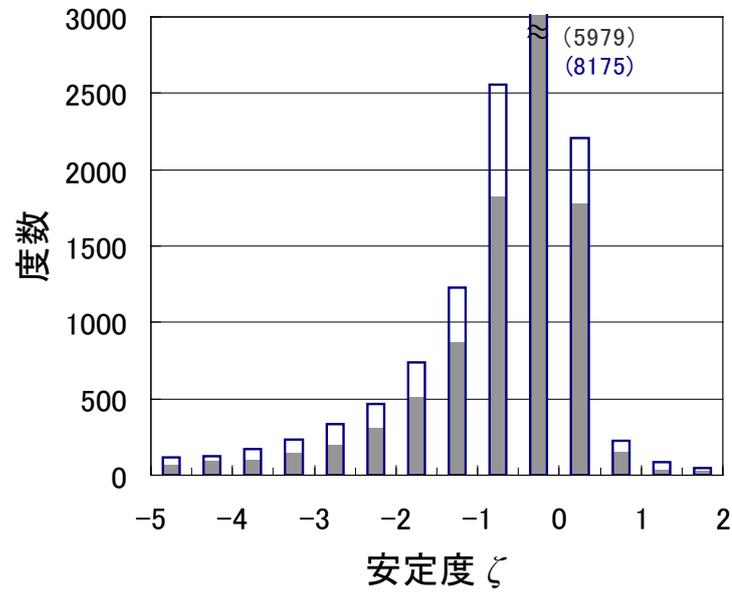


図 18-2. 霞ヶ浦湖心における安定度(上)・粗度レイノルズ数 (下)の頻度分布
 (— : データ選別前, ■ : データ選別後, データは 2008 年各日の 30 分平均値)

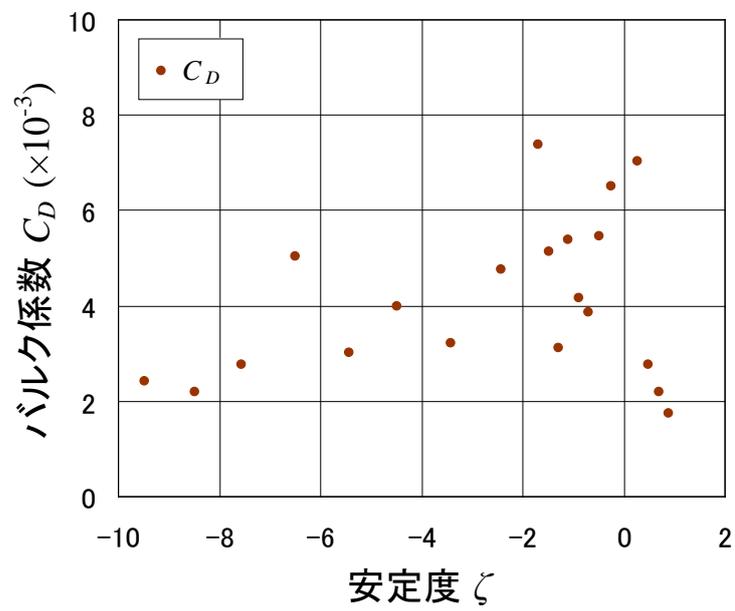


図 19-1. 運動量バルク係数と安定度との関係

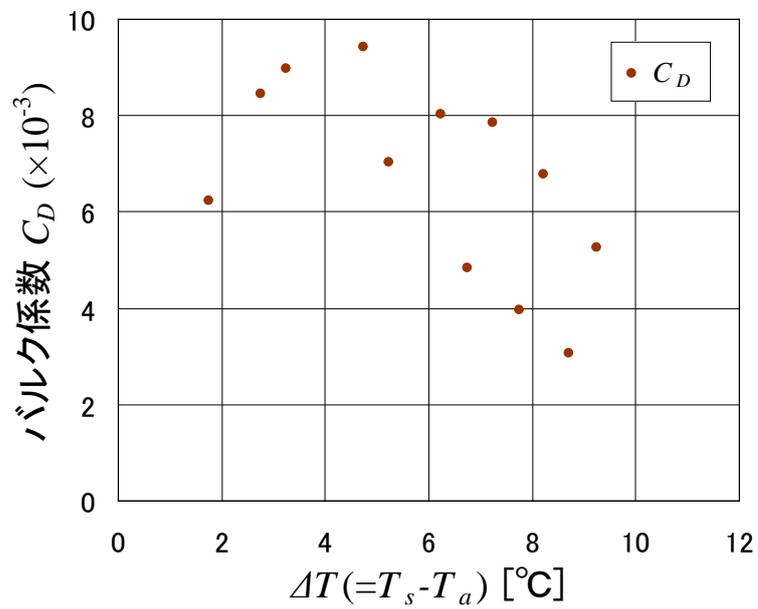
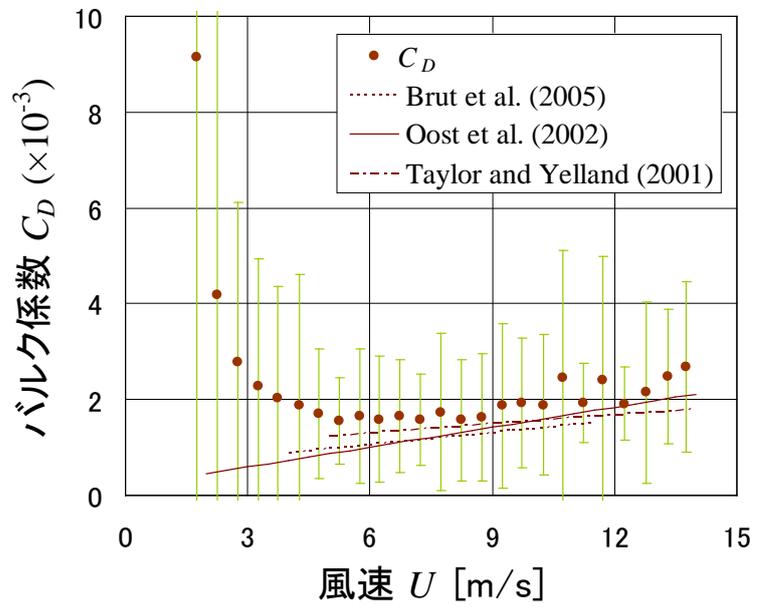


図 19-2. 運動量バルク係数と風速(上)・温度 (下)との関係

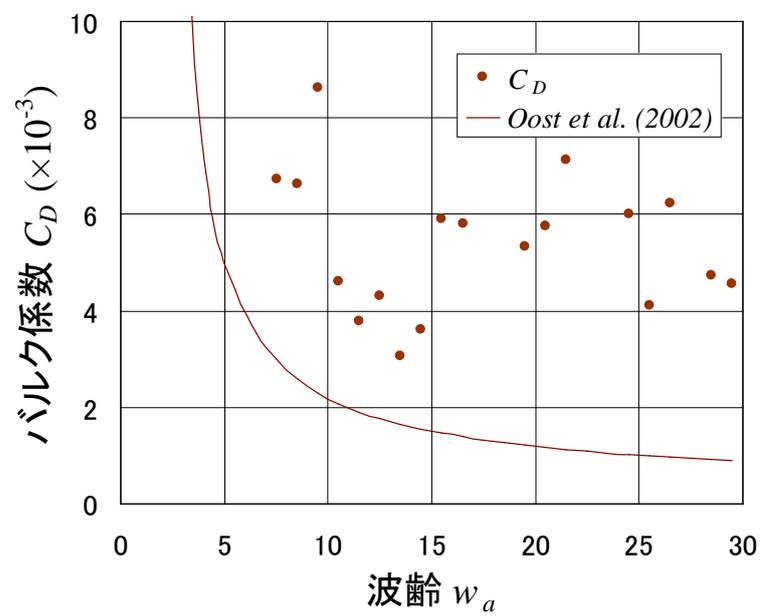


図 19-3. 運動量バルク係数と波齢との関係

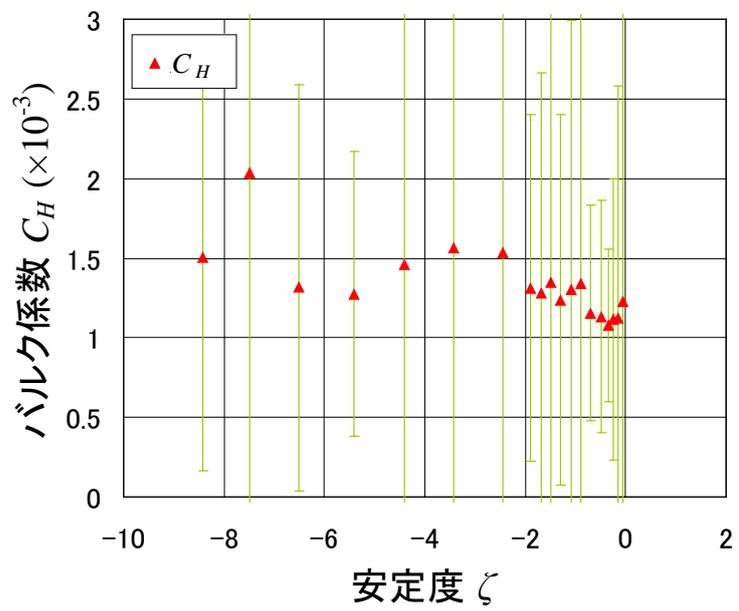


図 20-1. 顕熱バルク係数と安定度との関係

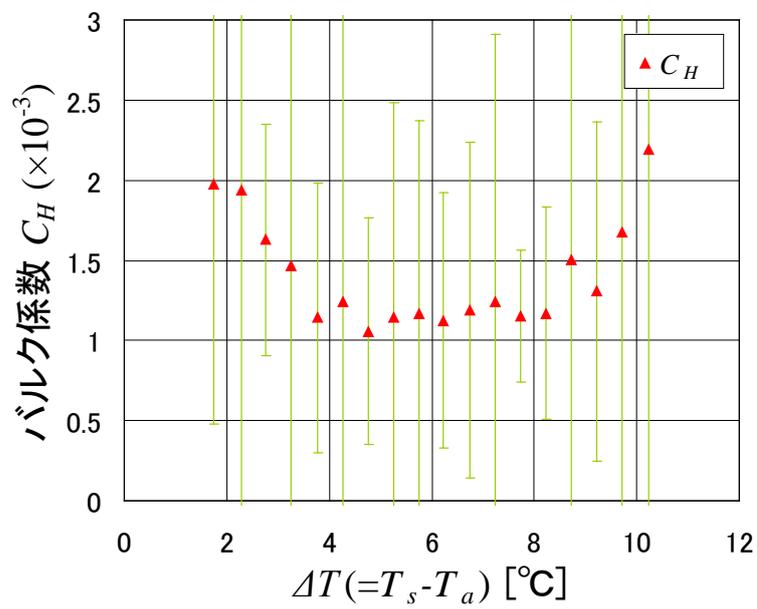
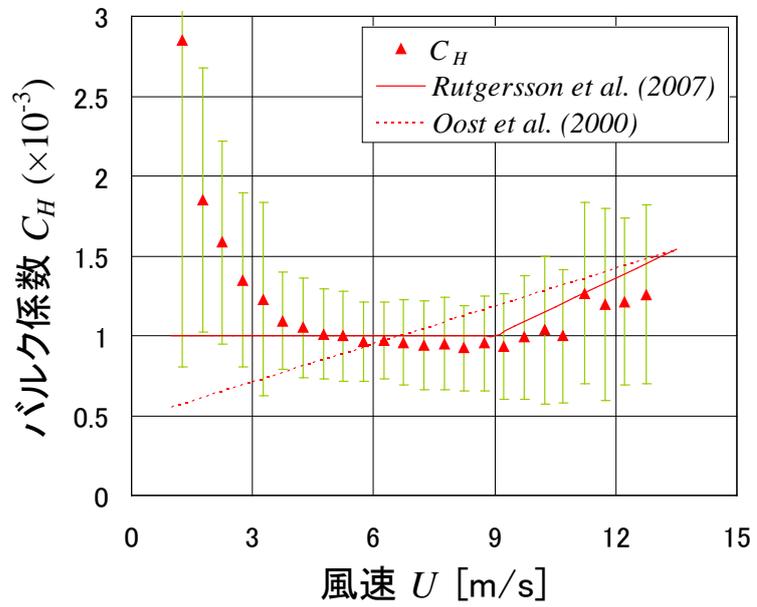


図 20-2. 顕熱バルク係数と風速(上)・温度(下)との関係

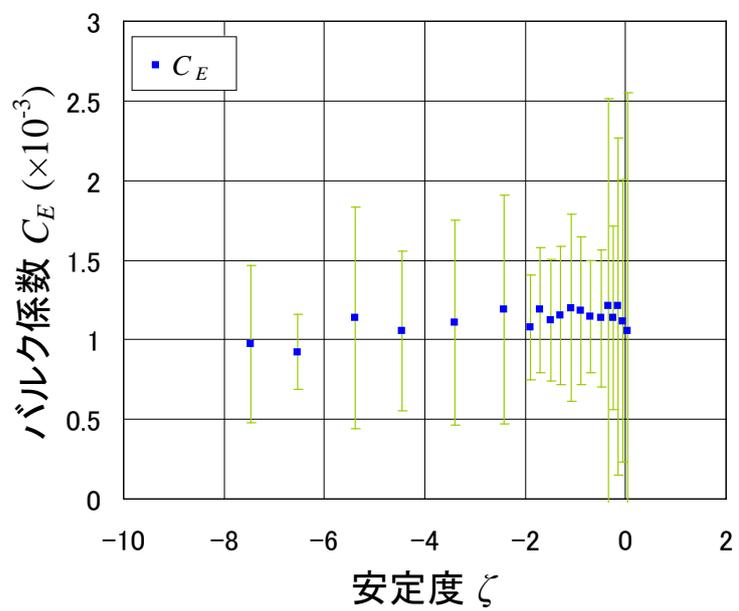


図 21-1. 潜熱バルク係数と安定度との関係

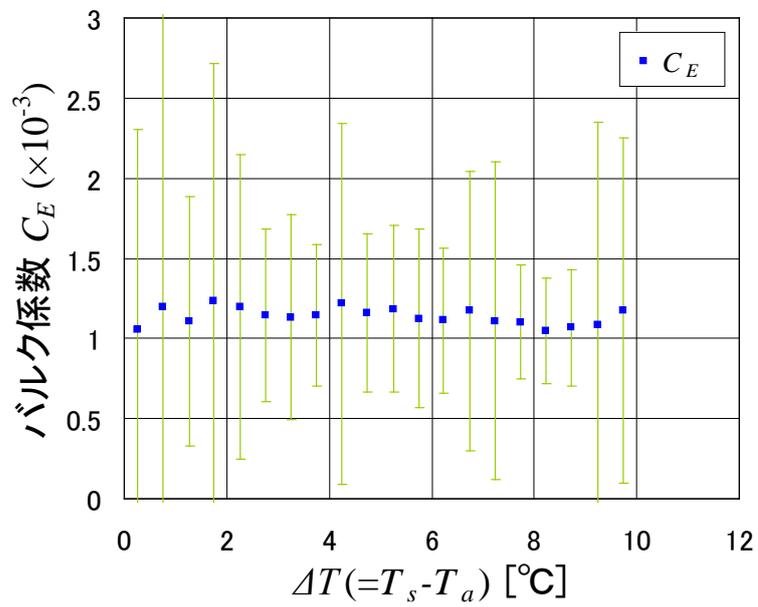
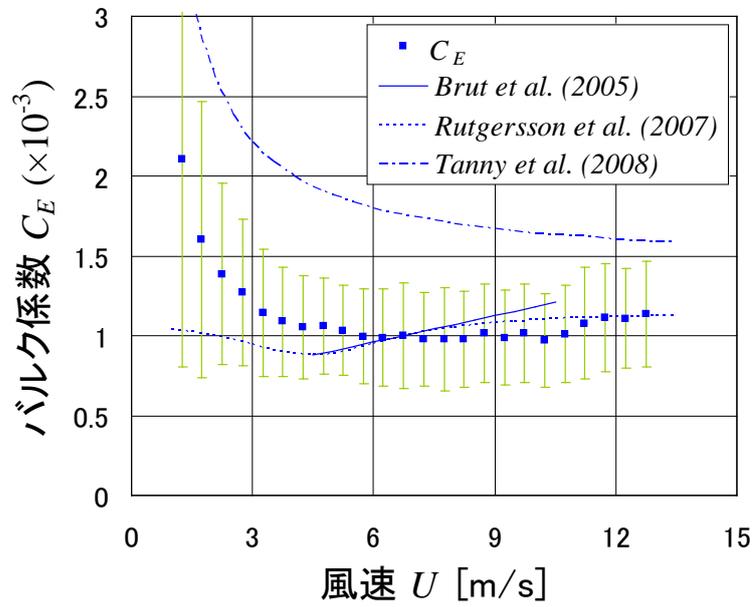


図 21-2. 潜熱バルク係数と風速(上)・温度(下)との関係

4. 考察

4-1. バルク係数に影響するパラメータ

式(2)~(4)から分かるように、バルク係数に影響を与えるパラメータとして粗度および安定度がある。これらのパラメータがバルク係数にどの程度影響を与えているのかを検討するため、感度解析 (Hiyama *et al.*, 1996) をおこなった。つまり、

$$\Delta C_D = \sqrt{\left(\Delta z_{0m} \frac{\partial C_D}{\partial z_{0m}}\right)^2 + \left(\Delta \zeta \frac{\partial C_D}{\partial \zeta}\right)^2} \quad \dots(28)$$

$$\Delta C_H = \sqrt{\left(\Delta z_{0m} \frac{\partial C_H}{\partial z_{0m}}\right)^2 + \left(\Delta z_{0h} \frac{\partial C_H}{\partial z_{0h}}\right)^2 + \left(\Delta \zeta \frac{\partial C_H}{\partial \zeta}\right)^2} \quad \dots(29)$$

によって運動量および顕熱フラックスの誤差 ΔC_D , ΔC_H を算出し、右辺のそれぞれの項が全体に占める割合を求めた (付録参照)。また、 $z_{0h} \approx z_{0q}$, $\Psi_h = \Psi_q$ であることから $\Delta C_E = \Delta C_H$ と考えることとし、各パラメータ自身の誤差は霞ヶ浦湖心におけるデータの標準誤差に基づいて $\Delta z_{0m} = 0.05$, $\Delta z_{0h} = 0.01$, $\Delta \zeta = 2$ とした。この結果を図 22 および図 23 に示す。

3-3 (図 18-2) でも示したように、霞ヶ浦湖心での大気状態は約 85% が中立~不安定である。したがって、誤差解析結果の $\zeta < 0$ に着目すると、運動量バルク係数は運動量粗度によって、顕熱バルク係数は顕熱粗度によって評価されることが分かる。ただし、これらの図では中立に近くなると安定度の影響が大きくなっていくように示されているが、中立時には安定度修正関数がゼロとなることに注意したい。以上より、バルク係数を式(2)~(4)によって求める場合、それは安定度よりも粗度の変化に反応するといえる。

4-2. 運動量粗度とバルク係数

4-1 (図 22) で述べたように、運動量バルク係数は運動量粗度つまり水面状態を表すパラメータの影響を強く受ける。能沢 (1999) によると、水面状態というのは風の強さによって変化し、卓越する波に違いができるという。つまり、風が非常に弱いときにはその水面は滑面とみなされ、少し風が強くなってくると表面張力波の卓越、さらに強くなると重力波の卓越と状態が変化する。ここで、表面張力波とは風が吹き始めた頃の波長の小さい波のことをいい、一般的にさざ波と呼ばれている。また、重力波には風波とうねりの 2 種類が存在し、前者は風が直接引き起こすもので後者は風の影響を受けない波長の大きい波のことである。

このようなそれぞれに異なった水面状態に対して、その運動量粗度は

$$z_{0m-s} = \frac{0.11\nu}{u_*} \quad \dots(30)$$

$$z_{0m_c} = \frac{0.18\sigma_w}{u_*^2 \rho_w} \quad \dots(31)$$

$$z_{0m_g} = \frac{0.48u_*^2}{w_a g} \quad \dots(32)$$

と表される (Bourassa *et al.*, 1999). ただし, 添え字の s, c, g はそれぞれ滑面, 表面張力波面, 重力波面を意味している. また, σ_w は水の表面張力, ρ_w は水の密度であり, 水温 T_w を使った近似式から (国立天文台, 2002) 以下のように求めた.

$$\sigma_w = 4.60 \times 10^{-10} \times T_w^3 - 3.29 \times 10^{-7} \times T_w^2 - 1.40 \times 10^{-4} \times T_w + 0.076 \quad \dots(33)$$

$$\rho_w = 4.88 \times 10^{-5} \times T_w^3 - 8.21 \times 10^{-3} \times T_w^2 - 6.27 \times 10^{-2} \times T_w + 999.85 \quad \dots(34)$$

ここで, 式(30)~(32)で求めた運動量粗度と式(2)・(7)から逆算した真の運動量粗度について風速との関係を図 24 に示す. この図より, 滑面や表面張力波面における粗度は風速の増加にともなって小さくなるのに対し, 重力波面では逆に大きくなっていくのが読み取れる. また, 真の運動量粗度はバルク係数と同様, 風速 4 m/s 以下で大きく減少しており, この風速範囲において表面張力波が大きな影響を与えていることが分かる. ところが, これまでの研究で与えられた運動量粗度は Charnock (1955) にならって重力波のみを考慮したもの (Oost *et al.*, 2002 ; Tanny *et al.*, 2008) がほとんどで, 近年では滑面も含まれるようになった (Heikinheimo *et al.*, 1999 ; Rutgersson *et al.*, 2007) が, 表面張力波面までもを想定した例 (Bourassa *et al.*, 1999) はごく少数である. その理由として, これらの研究の多くが対象としてきた海面では平均風速がしばしば 6~8 m/s を超えることが挙げられる. つまり, 図 24 にも現れているように, 風速が 8 m/s を越えてくると重力波面が支配的になるため, 表面張力波面が卓越することを考えなくてもよかったのである. しかし, 3-3 (図 18-1) で見たように, 霞ヶ浦における湖面風速は 70 % 以上が 6 m/s 以下であり, 表面張力波の影響を決して無視できないといえる.

以上のように, 湖面における運動量粗度を正確に求めるためには, 重力波だけでなく滑面や表面張力波の影響も考慮していく必要があることが分かった. Bourassa *et al.* (2001) ではそれぞれの波を β によってウェイトづけし, 運動量粗度を

$$z_{0m(i)} = \sqrt{(\beta_s z_{0m_s(i)})^2 + (\beta_c z_{0m_c(i)})^2 + (\beta_g z_{0m_g(i)})^2} \quad \dots(35)$$

のように定義している. ただし, ここでは運動量フラックスを

$$u_*^2 = |\mathbf{u}_*| |\mathbf{u}_* \cdot \hat{\mathbf{e}}_i| \quad \dots(36)$$

で表現されるベクトル量として扱っており, 運動量粗度についても波の伝播方向とその垂直方向に分けて算出している. しかし, 本研究では波の方向データを有していないため

$$z_{0m_est} = \sqrt{\left(\beta_s z_{0m_s}\right)^2 + \left(\beta_c z_{0m_c}\right)^2 + \left(\beta_g z_{0m_g}\right)^2} \quad \dots(37)$$

のようにスカラー量として推算することとした。ここで、運動量粗度をベクトル表記する主な理由は、風向と無関係なうねりのはたらきが大きいからであり、うねりや風向の変化がなければ風波は主風向の向きに伝播するためベクトル式とスカラー式にほとんど違いが生じない (Bourassa *et al.*, 1999) ことは明らかとなっている。よって、霞ヶ浦ではうねりがほとんど存在しないこと (2-4, 図 8 参照) と風向がほとんど変わらないこと (3-3, 図 18-1 参照) を踏まえると、その運動量粗度を主風向におけるスカラー量として扱うことは妥当であるといえる。また、霞ヶ浦湖心における底泥の浮上には、流れによるせん断乱れよりも水面における風波による擾乱が支配的である (梅田ほか, 2001) ことから、運動量フラックスが風波によって引き起こされることがうかがえ、式(37)を用いることに問題はないと判断した。

次に、ウェート β の決め方について検討するが、ある水面状態というのは滑面と粗面および移行面に分けられる (Kondo, 1975 ; Brutsaert, 1982 など) ことから、それぞれの場合について決定していく。Bourassa *et al.* (1999) では、滑面と移行面の境界条件を波速 (= 波長 L_w / 周期 T_p) によって判定しており、それが波の伝播方向とその垂直方向でともに 0.23 m/s 未満だった場合を滑面としている。しかし、霞ヶ浦湖心データによると、その波速は 2 m/s 前後で変動しており、上の基準を適応すると滑面が存在しない結果となった。したがって、本研究においては Brutsaert (1982) で定義された境界条件を用いることにした。それぞれの β は以下の通りである。ただし、すべての場合において

$$\beta_c = 1 - \beta_s - \beta_g \quad \dots(38)$$

である。

(i) 滑面 : $Re < 0.13$ のとき

この条件に当てはまるのは、どんな波も存在しない場合である。したがって、

$$\beta_s = 1 \quad \dots(39)$$

$$\beta_g = \beta_c = 0 \quad \dots(40)$$

である。

(ii) 移行面 : $0.13 < Re < 2$ のとき

この条件下においては滑面と粗面が互いに影響を及ぼすものとする。したがって、滑面・表面張力波面・重力波面における粗度を合わせて最も真値に近くなるような β を選んだところ、図 25 (上段) に示す結果が得られた。ただし、ここでは最小二乗法を用いた。この図において近似曲線を求めると、

$$\beta_s = \begin{cases} -0.0175U + 0.883 & (U \leq 5.42) \\ 0.79 & (U \geq 5.42) \end{cases} \quad \dots(41)$$

$$\beta_g = 0.100 \quad \dots(42)$$

となった.

(iii) 粗面 : $Re > 2$ のとき

この条件下においては表面張力波面と重力波面が存在しうるため、移行面でおこなったときと同様に β を決定した. その結果が図 25 (下段) であり,

$$\beta_s = 0 \quad \dots(43)$$

$$\beta_g = \begin{cases} 0 & (U \leq 4) \\ 0.5U - 2 & (4 \leq U \leq 6) \\ 1 & (U \geq 6) \end{cases} \quad \dots(44)$$

となった. Bourassa *et al.* (1999) では β_g に波齢を用いたベクトル式が与えられているが, 霞ヶ浦湖面における運動量バルク係数すなわち運動量粗度と波齢の関係は弱いことが分かっている (3-4 参照) ため, ここでは風速の関数として表現した. また, うねりと風波に位相のずれが生じると風が吹いていても滑面が形成される場合がある (Grachev and Fairall, 2001) が, 長波成分が存在しない霞ヶ浦湖面においてはそのような複雑な部分を考慮する必要はないと思われる.

以上の式(38)~(44)で β が求めれば, それを式(37)に代入して運動量粗度を推定することができる. このようにして求めた値を真値と比較した結果が図 26 である. ただし, 各プロットは風速を 0.5 m/s ごとに区切って平均した値である (以下, 図 27, 図 31, 図 32, 図 37 において共通). この図より, 運動量粗度は真値と 1:1 にはならないものの, ある程度の再現性を確認することができた. 相関係数は全風速では 0.292 と低かったが, $U > 2.5$ に限ると 0.955 と高かった. 図には重力波面のみの場合 (z_{0m_g}) についての結果も載せたが, 式(37)で求めた運動量粗度 (z_{0m_est}) のほうがより真値に近い値となることが明らかとなった. ここで, この違いを示すために $0 < U < 10$ における両者の平均二乗偏差 (RMS), つまり

$$\text{RMS} = \sqrt{(z_{0m_est} - z_{0m_true})^2} \quad \dots(45)$$

を表 5 に示した. これより, $4 < U < 4.5$ を除いて $\text{RMS}(z_{0m_est}) < \text{RMS}(z_{0m_g})$ となっており, 今回用いた方法が従来の方法に比べて大きく改善されたことが分かる. つまり, 湖面における運動量粗度の算出には滑面や表面張力波面の考慮が不可欠だといえる. しかし, 風速が弱くなるにつれて誤差の値が大きくなっていくことも事実であり, 特に $U < 2$ においてはさらなる検討が必要である.

現段階では式(37)を正当な方法と仮定し, ここから求められる運動量粗度の推定値を式

(2)に代入してバルク係数を算出した。これを真値と比較した結果を図 27 に示す。ここで、はずれた点が数点現れたが、これらはいずれも $U < 2.5$ についてのプロットである。さらに、風速が小さくなるほどそのずれは大きくなり、ここで運動量粗度の不十分な推定精度の影響が出ることとなった。相関係数は全風速では 0.144 と低かったが、 $U > 3$ に限ると 0.606 に改善され、この範囲での運動量バルク係数は比較的うまく推定できたといえる。

4-3. 弱風条件下における運動量粗度

4-2 では弱風時の運動量粗度がうまく推定できないことが課題として残った。その要因について議論するため、まず図 24 を振り返った。すると、 $U < 1.5$ において真の運動量粗度が滑面・表面張力波面・重力波面のどの運動量粗度をも超過していることが読み取れる。弱風時の水面における運動量粗度は 2.7×10^{-5} すなわち $e^{-10.5}$ (近藤, 1994) とされていることから、真値が大きすぎる可能性が示唆される。そこで、この条件に相当するデータを詳しく見ていったところ、多くの場合で u_* が U に比べて非常に大きくなってしまっていることが分かった。

その理由の一つとして、2-2 で風速の座標変換をした際にその吹き上げ角 θ を大きく見積もってしまったことが考えられる。つまり、風速が小さい場合、

$$\theta = \tan^{-1} \left(\frac{w}{U} \right) \quad \dots(46)$$

の分母が大きくなってしまうため、 θ が過大評価されうるわけである。そこで、風向別に平均した $\bar{\theta}$ を算出し、ある時刻における吹き上げ角 θ_i について

$$|\theta_i - \bar{\theta}| > 1 \text{ [}^\circ\text{]} \quad \dots(47)$$

となる場合はそれを $\bar{\theta}$ で置き換えて運動量粗度を算出しておいた。その結果が図 28 である。この図より θ の修正によってごくわずかに運動量粗度が小さくなったが、その効果はほとんどないことが明らかとなった。次なる理由として考えられるのは定常性である。2-2 で見たように、風速が弱いほど定常性が低いという傾向があったが、それによって運動量フラックスを実際より大きく計算してしまった可能性がある。そこで、 $U < 4$ において定常性指標が 100% 以上のデータを除外して運動量粗度を算出しておいたところ、図 29 のようになり、予想に反してデータ除外後ではさらに粗度が大きくなる結果となった。

最後に、波と風の方向がずれることによって大きな運動量粗度が招かれた可能性について述べる。4-2 において、霞ヶ浦では風向と流向がほぼ等しいとしたが、風が弱いとそれが波を引き起こすのに足りないことも考えられる。つまり、風向と流向がずれて、たとえば正反対の向きになったとすると、運動量フラックスはかなり小さくなるわけであるが、その影響は観測結果には現れてこない。さらに、河川の流出入などによって引き起こされる

湖流が存在すると、風が吹いていなくても水の流れが生じる。このように、波と風の関係は必ずしも一意的ではないため、特定の気象条件下では真の運動量フラックスを誤算してしまうことがありうる (Kondo and Fujiwara, 1972)。霞ヶ浦湖心においては波のデータが不十分であるため検証はできないが、今後こういった点も考えていく必要があるといえる。また、風速が弱いときのウェート β と風速や大気安定度との関係はまだよく分かっていない (Bourassa *et al.*, 1999) ため、 β についても今後再検討しなければならないかもしれない。

4-4. 顕熱・潜熱粗度とバルク係数

運動量粗度が風速に支配されるのに対し、顕熱・潜熱粗度は粗度レイノルズ数 Re と関係があるとされている (Brutsaert, 1982 など)。これまでの研究の中には、この粗度レイノルズ数と①顕熱・潜熱粗度そのものに対する関係式を提唱したもの (Fairall *et al.*, 2003) もあれば、②運動量粗度との比をとるもの (Zilitinkevich *et al.*, 2001 ; Vickers and Mahrt, 2006) もある。そこで、霞ヶ浦におけるデータについて同じように関係性を示したところ、図 30 のようになった。これらの図を見ると、① (上段図) では負の相関が、② (下段図) では正の相関がはっきりと現れていることが分かる。相関係数は①において顕熱が 0.813、潜熱が 0.619、②において顕熱が 0.942、潜熱が 0.856 であった。また、両者ともその傾向が先行事例とおおよそ一致しており、湖面においても顕熱・潜熱粗度が粗度レイノルズ数と深く関係していることが明らかになった。したがって、その近似曲線を利用してこれらの推定をおこなうことにしたが、本研究ではより相関係数の高かった②の近似曲線を利用することにした。すなわち

$$z_{0h_est} = z_{0m} * \exp\{a_h \log(Re) + b_h\} \quad \dots(48)$$

$$z_{0q_est} = z_{0m} * \exp\{a_q \log(Re) + b_q\} \quad \dots(49)$$

であり、係数はそれぞれ $a_h = 2.83$, $b_h = 6.69$, $a_q = 3.24$, $b_q = 7.79$ となった。

ここで、運動量と同様、式(48)および(49)から求めた顕熱・潜熱粗度の推定値を真値と比較したものを図 31 (上段) に示す。ただし、今回は z_{0m} に真値を与えている。この図より、顕熱・潜熱の両者で推定値は過小評価される傾向にあることが分かったが、この原因として式(48), (49)の近似方法が不十分であったことが挙げられる。図 30 を振り返ってみると、 $Re > 10^2$ において Re と粗度との関係が線形でないことが見てとれるため、 $Re < 10^2$ に限って近似曲線を求めた。すると、それぞれの係数が $a_h = 2.25$, $b_h = 5.57$, $a_q = 2.10$, $b_q = 5.67$ となった。この場合の推定値を真値と比較したものが図 31 (下段) である。この図では多少ばらつきはあるものの、上段よりはうまく推定できる結果となった。

したがって、 $Re < 10^2$ に限って求めたときの係数を採用して求めた粗度を式(3), (4)に代入することでバルク係数の推定値を算出した。それを真値と比較したものを図 32 に示す。この結果、顕熱・潜熱ともそのバルク係数が非常によく再現されていることが分かる。相

関係数も顕熱で 0.994，潜熱で 0.998 と非常に高かった。

4-5. 実験式を用いたバルク係数の推定

これまで述べてきたように，湖面におけるバルク係数は粗度を正確に求めたうえで理論式(2)～(4)から算出できる。しかし，これらの式は安定度修正関数を求めるのにフラックスを繰り返し計算しなければならないという点において複雑である。そこで，ここでは実用性を重視した実験式を提案することにした。

まず，運動量バルク係数は 3-4 で見たように風速依存性が強かったため，その関係から以下の近似式を得た。その様子を図 33 に示す。

$$C_{D_r1} \times 10^3 = \begin{cases} 18.1/U - 2.96 & (U < 3.92) \\ 1.65 & (3.92 \leq U < 8.89) \\ 0.189U - 0.0242 & (U \geq 8.89) \end{cases} \quad \dots(50)$$

一方，3-5 および 3-6 を振り返ると，顕熱および潜熱バルク係数は風速だけでなく温度にも依存する傾向があった。したがって，これらの推定には

$$Ri = \frac{gz}{273.15 + T_a} \cdot \frac{T_s - T_a}{U^2} \quad \dots(51)$$

で定義されるバルクリチャードソン数 Ri を用いた。その結果を示したのが図 34 であり，その近似式は

$$C_{H_r1} = 1.54Ri + 0.919 \quad \dots(52)$$

$$C_{E_r1} = 1.04Ri + 0.997 \quad \dots(53)$$

となった。

さらに，各パラメータを国土交通省観測データに置き換えた場合の実験式についても検討した。すなわち， $U = WS$, $T_a = TT$, $T_s = TWI_s$ としてバルク係数との関係を見たところ，図 35 および図 36 のようになった。近似式は以下の通りである。

$$C_{D_r2} \times 10^3 = \begin{cases} 16.3/U - 2.94 & (U < 3.67) \\ 1.51 & (3.67 \leq U < 9.51) \\ 0.253U - 0.902 & (U \geq 9.51) \end{cases} \quad \dots(54)$$

$$C_{H_r2} \times 10^3 = 3.19Ri + 1.34 \quad \dots(55)$$

$$C_{E_r2} \times 10^3 = 4.76Ri + 1.66 \quad \dots(56)$$

ここで，国交省データは長期的かつ連続的にモニタリングされていることから，ここで提案された式によって過去数十年のフラックスの推定ができる可能性がある。

4-6. 湖面におけるフラックスと蒸発量の推定

これまでバルク係数の算出方法について様々述べてきたが、ここで理論式(2)~(4)から求めたバルク係数と式(1)を利用してフラックスを算出した。つまり、運動量・顕熱・潜熱フラックスを

$$u_{*est} = \sqrt{C_D U^2} \quad \dots(57)$$

$$\overline{w'T'_{est}} = C_H U (T_s - T_{10}) \quad \dots(58)$$

$$\overline{w'\rho_v'_{est}} = C_E U (\rho_{vs} - \rho_{v10}) \quad \dots(59)$$

によって求めた。これらの値を真値と比較したものを図 37-1, 図 37-2, 図 37-3 に示す。ただし、粗度については 4-2 および 4-4 で求めた値を、安定度修正関数については真値を用いている。また、顕熱および潜熱フラックスでは運動量に真値を用いた場合と推定値を用いた場合の両方の結果を示している。これらの図を見ると、いずれのフラックスもよく再現されており、相関係数も運動量で 0.982, 顕熱で 0.908, 潜熱で 0.710 と高い値を示した。それぞれを詳しく見ていくと、まず運動量フラックスではその値が小さいときに過小評価されている。4-3 でも示したが、やはり風速が弱いときの運動量粗度の推定に改善が求められている。一方、顕熱フラックスはその値が大きいところで過小評価されたが、値が小さいところでの再現性は非常に高かった。また、潜熱フラックスはその値が小さいところで過大評価されているが、これは図 31 で見られる潜熱粗度の過大評価に起因していると考えられる。しかし、フラックスが大きくなってくると、その再現性は十分であることも分かる。顕熱および潜熱フラックスのうち、運動量に推定値を用いた場合は当然ではあるが精度が低下している。そして、その影響はフラックスの値が小さいところでより顕著に現れている。したがって、顕熱や潜熱フラックスを求める場合においても、やはり運動量フラックスの正確性が重要となってくることが明らかになった。

以上より、バルク式から潜熱フラックスが比較的精度よく求められたので、霞ヶ浦における湖面蒸発量の推定を以下の手順でおこなった。まず、解析対象期間において渦相関法による潜熱フラックスが除去された部分を式(59)で求めたフラックスの値で補完した。ただし、運動量には真値を用いた。続いて、個々の 30 分平均値からその間 ($\Delta t = 1800$) における総蒸発量 E を

$$E = \frac{\overline{w'\rho_v'}}{\rho_w} \cdot \Delta t \quad \dots(60)$$

によって求めた。これを月積算して時系列変化にしたものを図 38 に示す。この図より、霞

ヶ浦湖面における月蒸発量は 2007 年 12 月を除いて 40mm を越えており，年間を通して蒸発が盛んであることが分かった．また，蒸発量が夏に多く冬に少ないという水深の浅い湖の特徴をよく示しており，冬に蒸発量が多くなる水深の深い湖（近藤，1994）との違いが改めて明らかとなった．さらに，同図ではバルク係数を定値としてデータ補完した宮野（2008）との比較もおこなったが，この方法による蒸発量は値が大きい月には過小評価，小さい月には過大評価してしまっていたことが分かった．これは，そのバルク係数が平均的な値として扱われていた結果である．また，国土交通省が所有しているパン蒸発計の測定値に係数 0.4 を乗じた値については，月蒸発量の増減は比較的一致しているものの絶対値についてはその精度はあまりよくないといえる．ただし，2008 年 8 月以降は蒸発計の不具合によりデータ欠損となっている．

ここで，得られた月蒸発量の変化（図 38）を月降水量の変化（図 17）と比べてみると，その変動が類似していることに気づく．しかし，2007 年 8 月や 2008 年 7 月のように降水量が極端に少なかった月の蒸発量が必ずしも同じように減少していることはなく，このような際には水不足を招く可能性があるといえる．したがって，バルク式を用いて正確に湖面蒸発量の計算をおこない，水資源の現状や将来予測が正確にできるようになることは非常に意義のあることである．

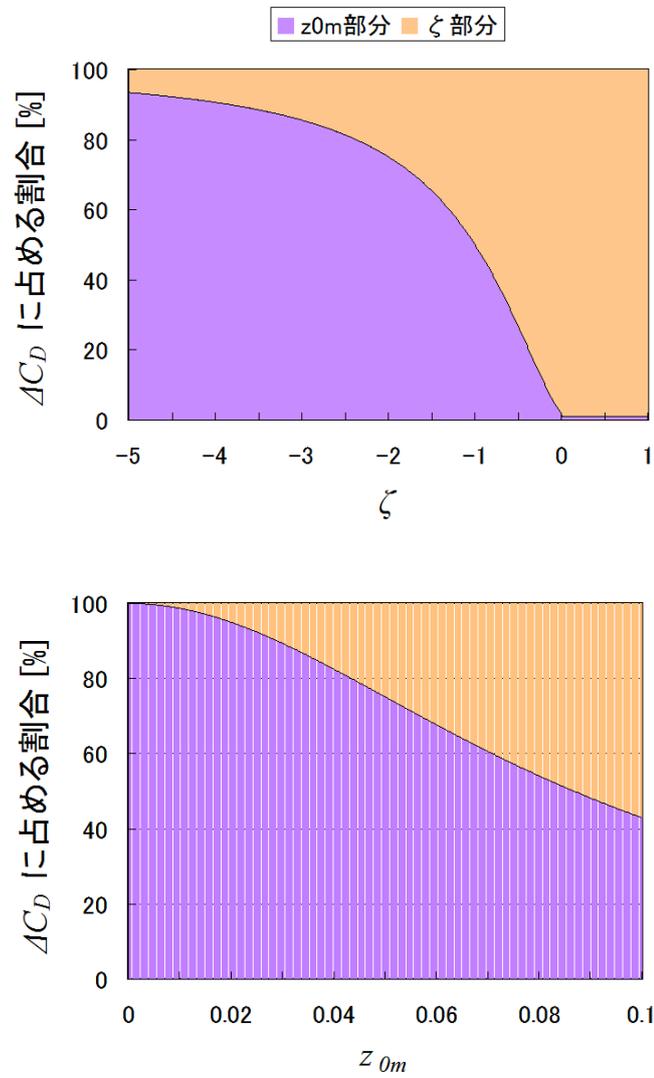


図 22. 運動量バルク係数の感度解析結果
(上： ζ を変化させたとき，下： z_{0m} を変化させたとき)

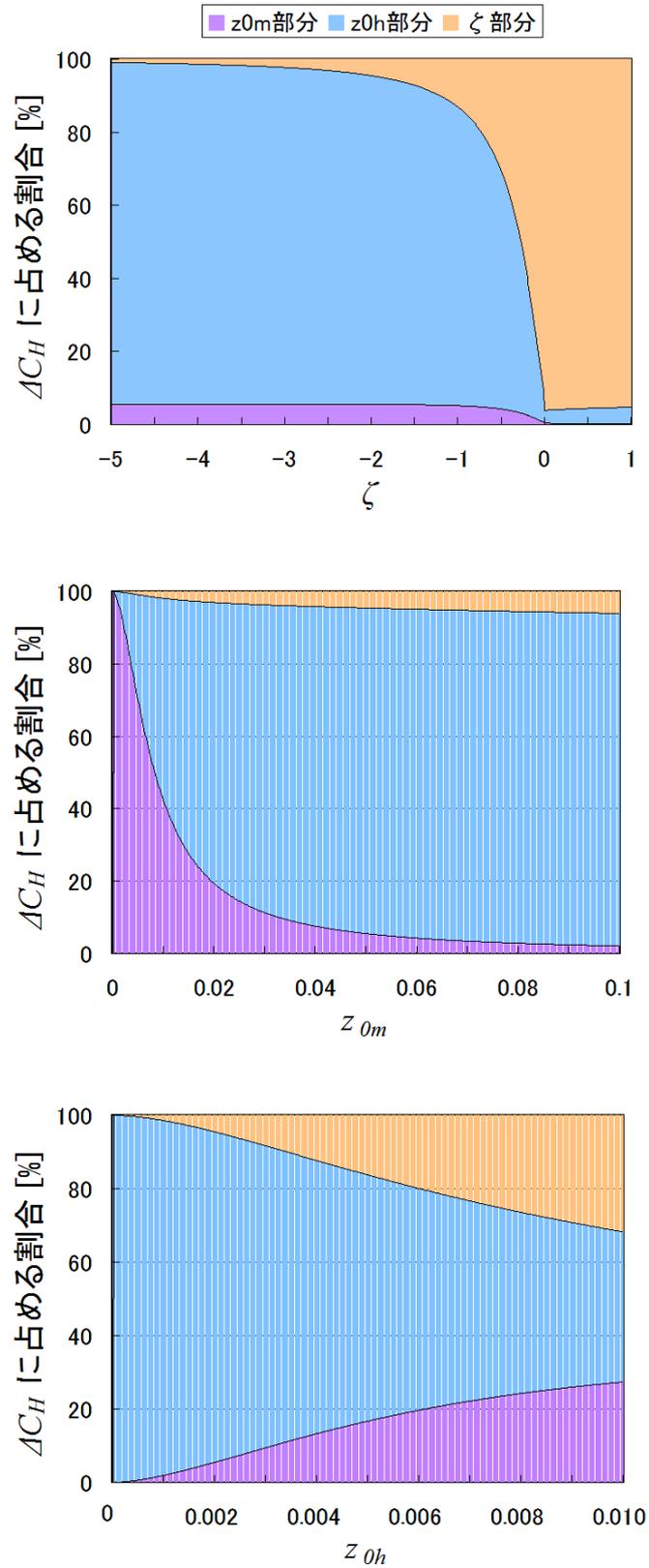


図 23. 顕熱バルク係数の感度解析結果

(上： ζ を変化させたとき，中： z_{0m} を変化させたとき，下： z_{0h} を変化させたとき)

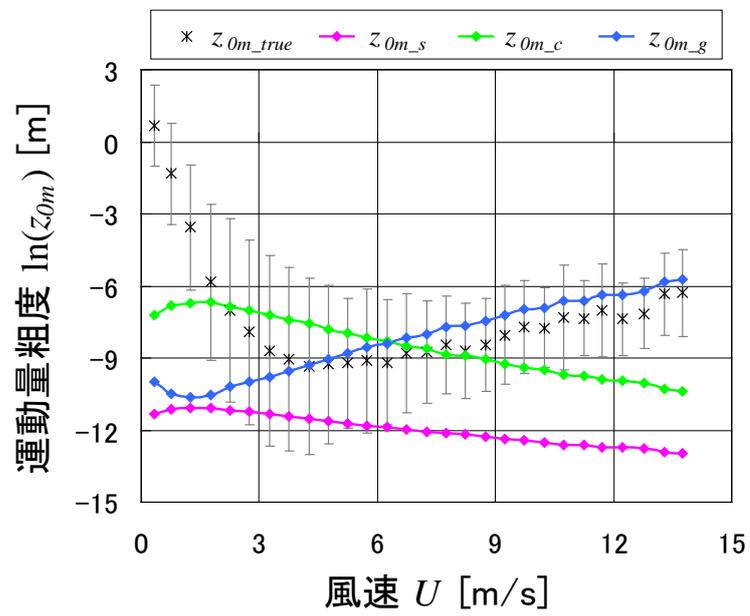


図 24. 各運動量粗度と風速の関係

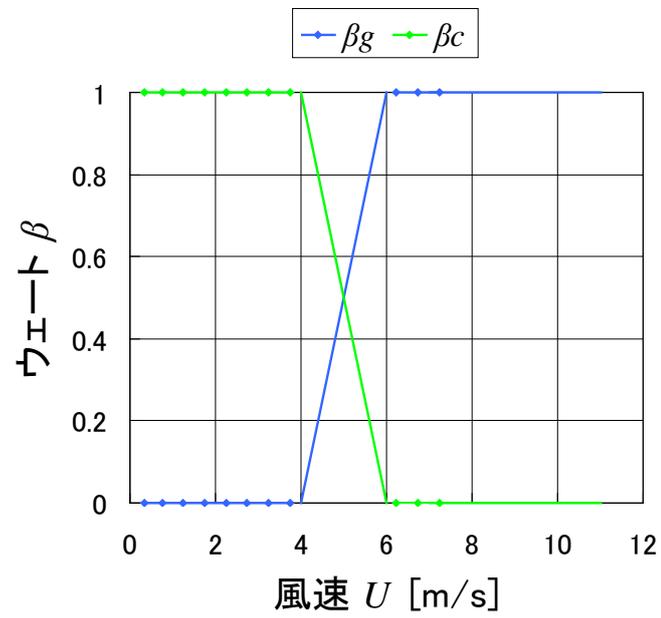
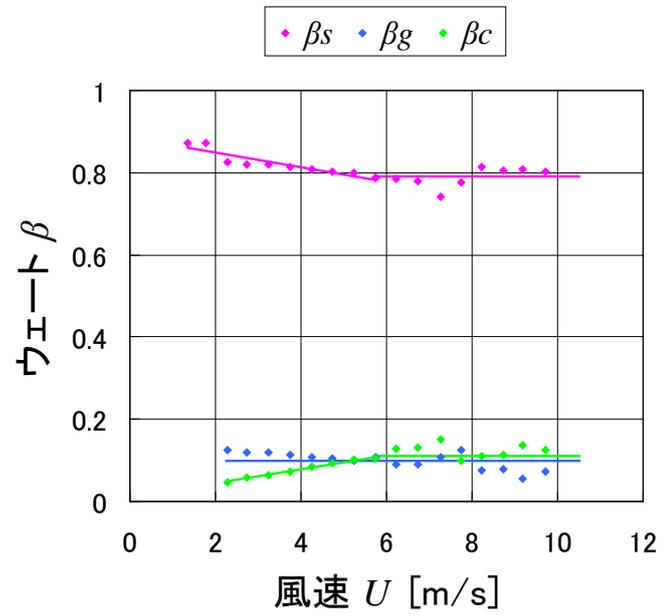


図 25. 波のウェイトと風速の関係（上：移行面，下：粗面）

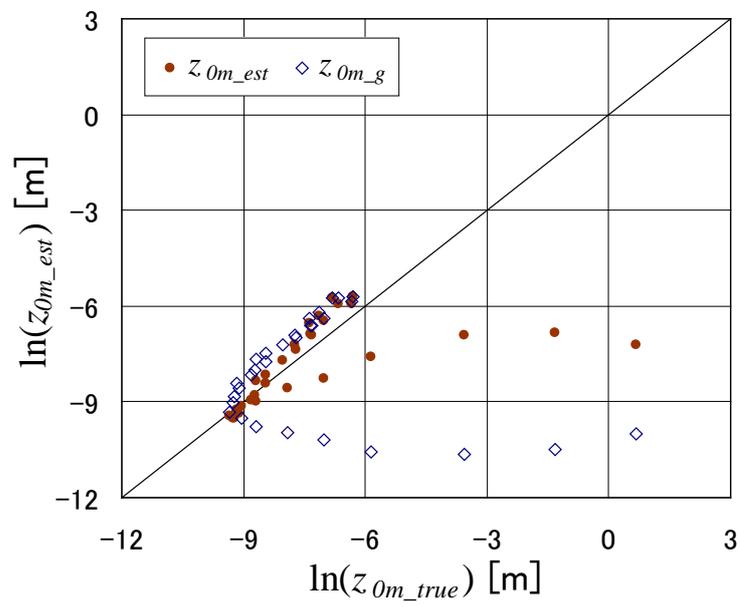


図 26. 運動量粗度における真値と推定値の比較
 (各プロットは風速 0.5m/s 別平均値)

表 5. 各風速における運動量粗度の平均二乗偏差

U	RMS (z_{0m_est}) $\times 10^{-3}$	RMS (z_{0m_g}) $\times 10^{-3}$
0 ~ 0.5	1946.	1946.
0.5 ~ 1.0	262.	264.
1.0 ~ 1.5	27.8	28.8
1.5 ~ 2.0	2.38	2.86
2.0 ~ 2.5	0.621	0.845
2.5 ~ 3.0	0.177	0.320
3.0 ~ 3.5	0.0404	0.111
3.5 ~ 4.0	0.0114	0.0449
4.0 ~ 4.5	0.00557	0.00421
4.5 ~ 5.0	0.0199	0.0246
5.0 ~ 5.5	0.0271	0.0477
5.5 ~ 6.0	0.0231	0.0797
6.0 ~ 6.5	0.00751	0.121
6.5 ~ 7.0	0.0204	0.141
7.0 ~ 7.5	0.0102	0.178
7.5 ~ 8.0	0.00849	0.224
8.0 ~ 8.5	0.0747	0.307
8.5 ~ 9.0	0.0785	0.352
9.0 ~ 9.5	0.128	0.417
9.5 ~ 10.0	0.192	0.488

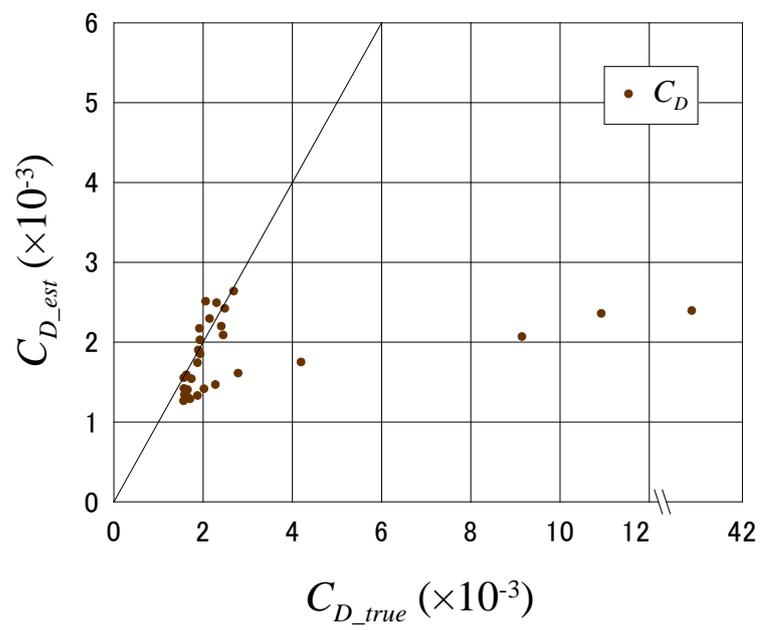


図 27. 運動量バルク係数における真値と推定値の比較

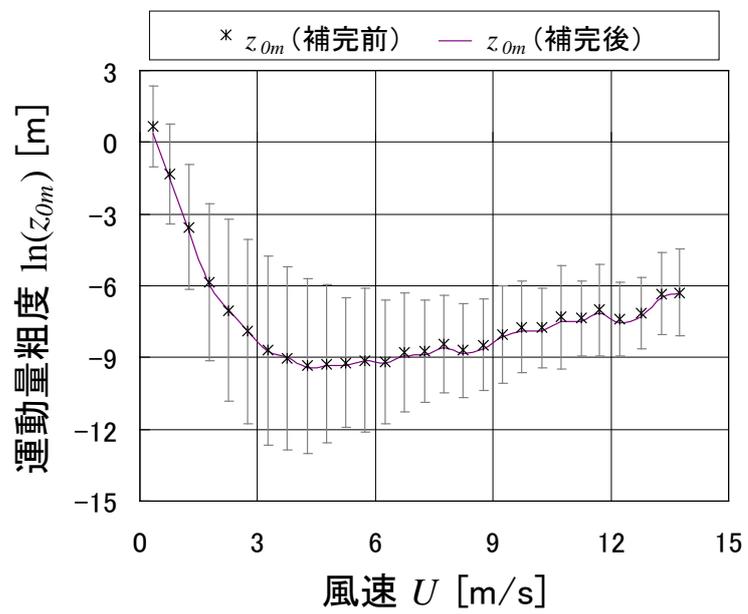


図 28. 吹き上げ角修正前後での運動量粗度の比較

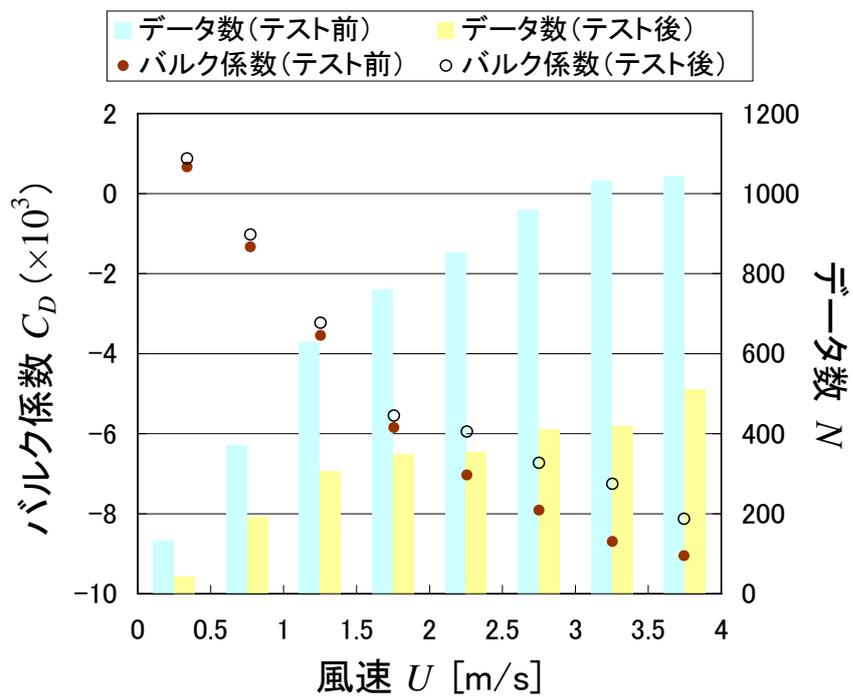


図 29. 定常性テストによるデータ除外前後での運動量粗度の比較

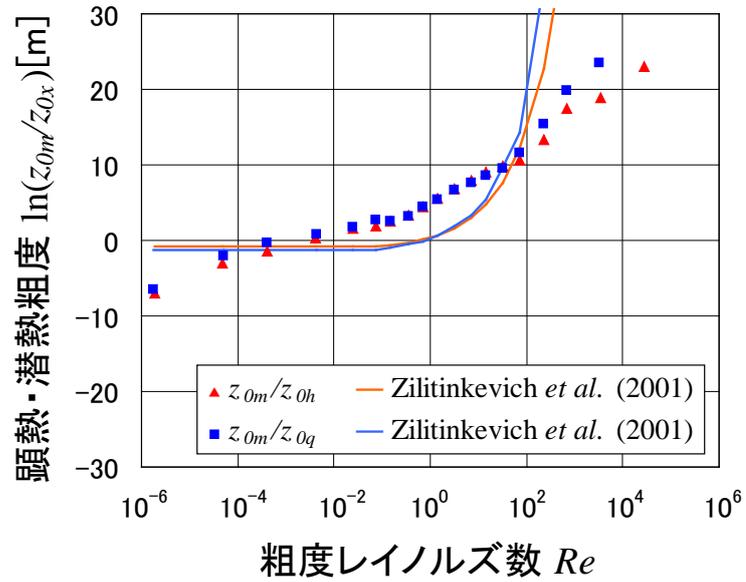
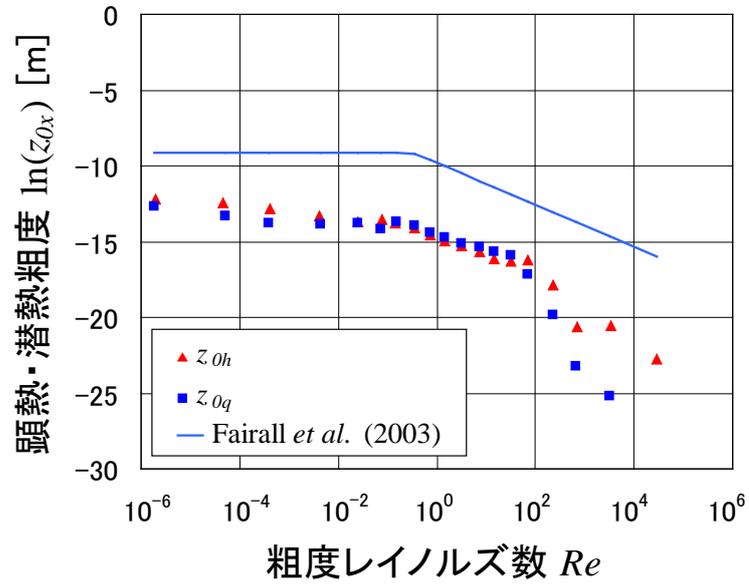


図 30. 顕熱・潜熱粗度と粗度レイノルズ数との関係
(上：粗度そのもの，下：運動量粗度との比をとったもの)

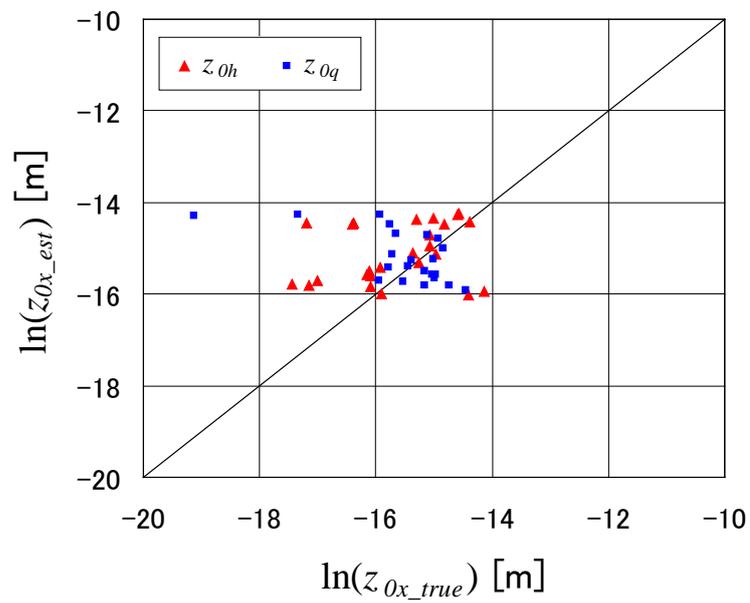
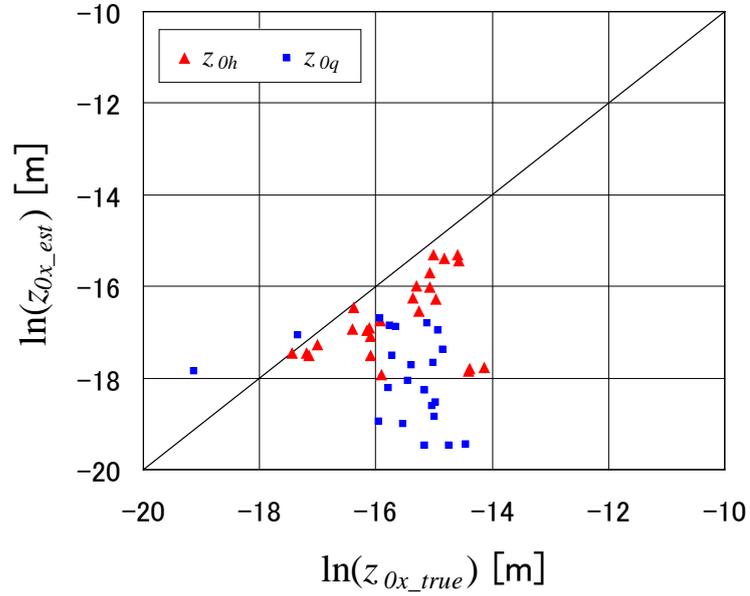


図 31. 顕熱・潜熱粗度における真値と推定値の比較
 (上: $Re < 10^6$ で近似した場合, 下: $Re < 10^2$ で近似した場合)

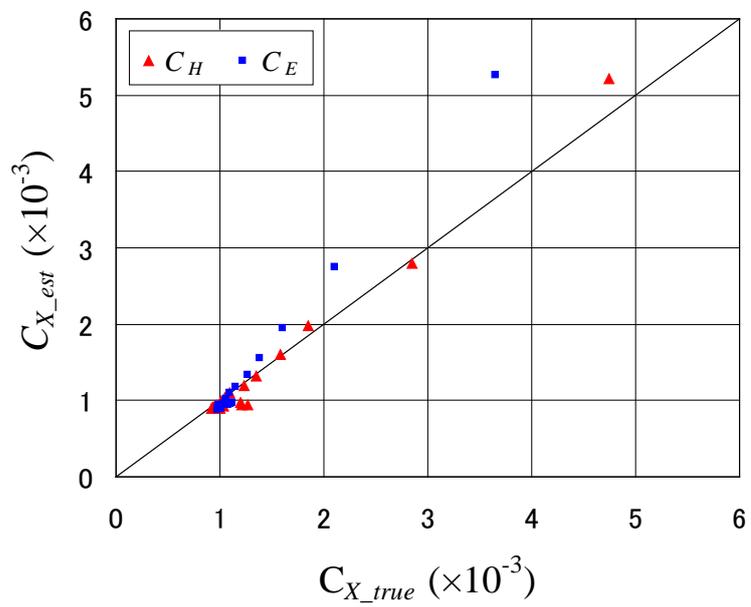


図 32. 顕熱・潜熱バルク係数における真値と推定値の比較

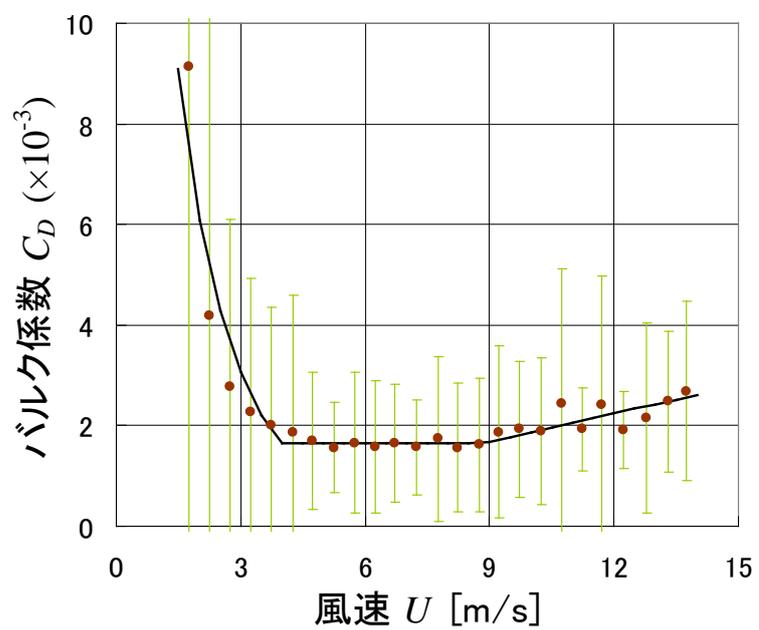


図 33. 運動量バルク係数の風速による近似曲線
 (データは 2008 年 1 月～12 月の 30 分平均値)

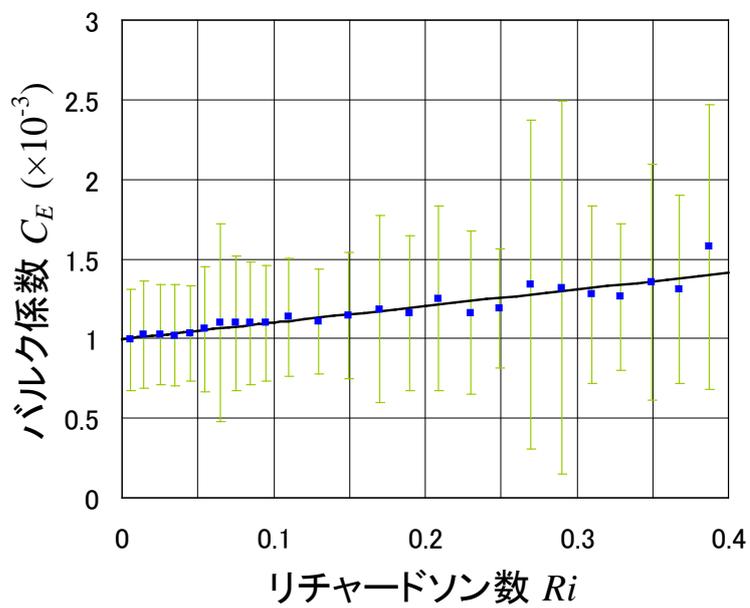
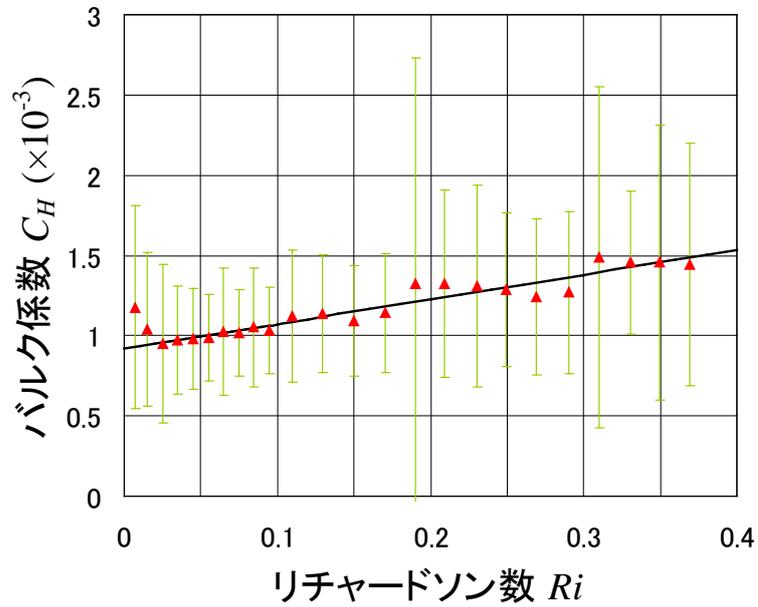


図 34. 顕熱(上)・潜熱(下)バルク係数のバルクリチャードソン数による近似曲線
(データは 2007 年 8 月～2008 年 12 月の 30 分平均値)

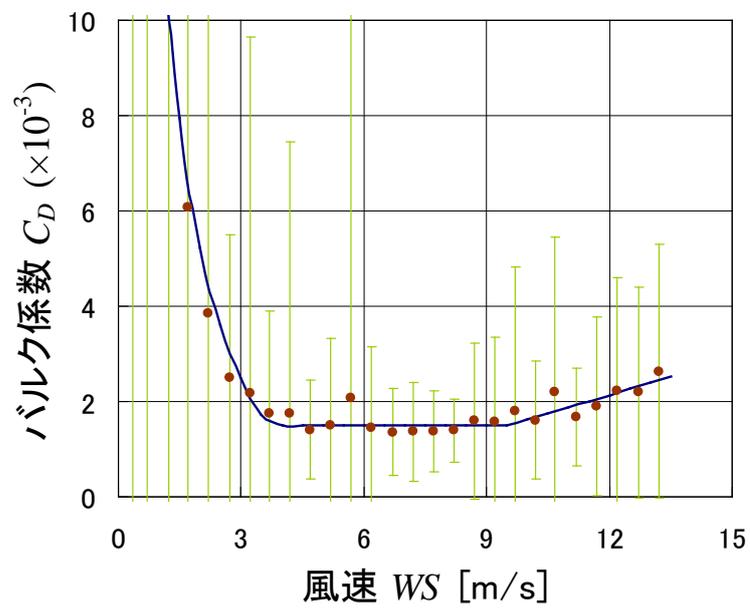


図 35. 運動量バルク係数の国交省風速による近似曲線
 (データは 2007 年 6 月～2008 年 12 月の 60 分平均値, データ数 9983)

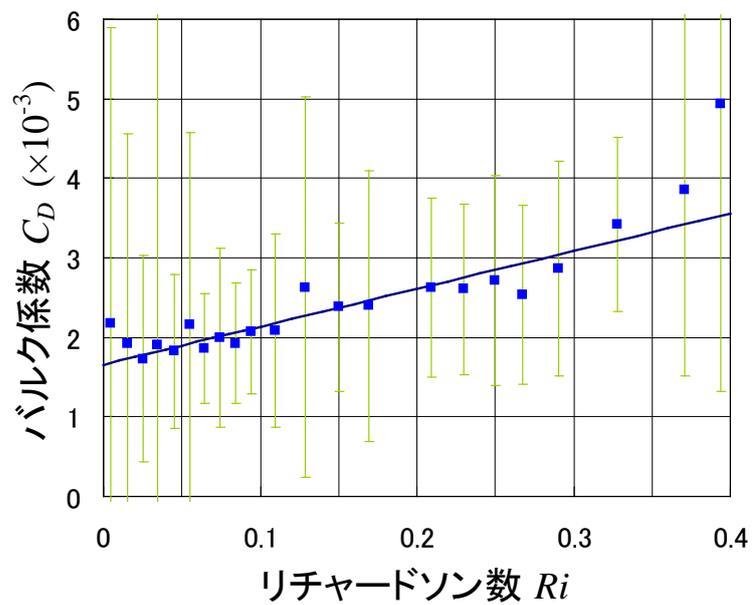
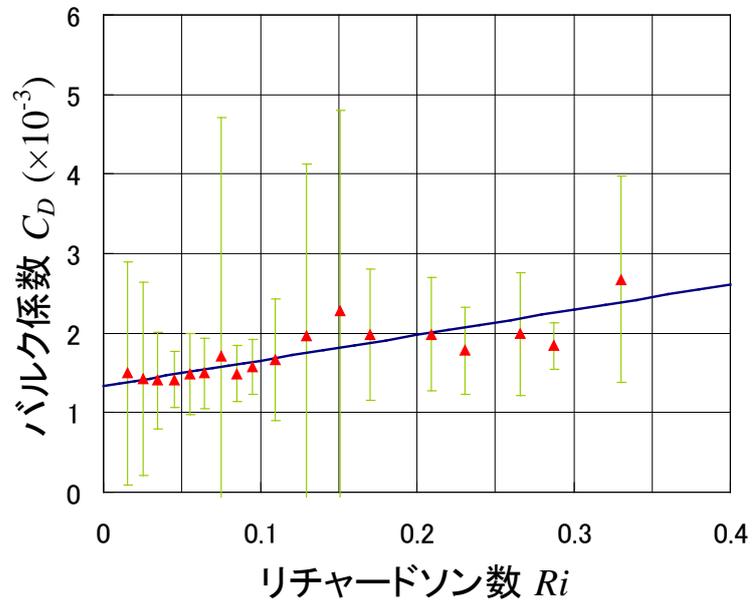


図 36. 顕熱(上)・潜熱(下)バルク係数の国交省バルクリチャードソン数による近似曲線
(データは 2007 年 6 月～2008 年 12 月の 60 分平均値, データ数は顕熱 3278, 潜熱 3624)

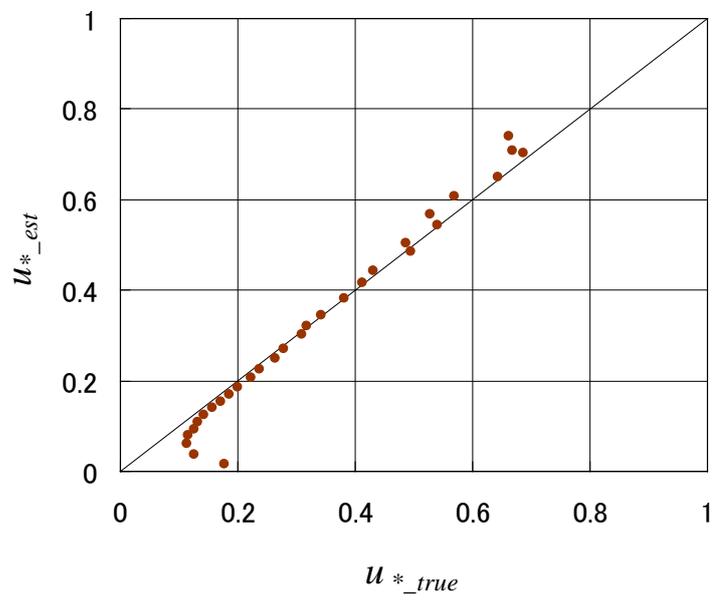


図 37-1. 運動量フラックスにおける真値と推定値の比較

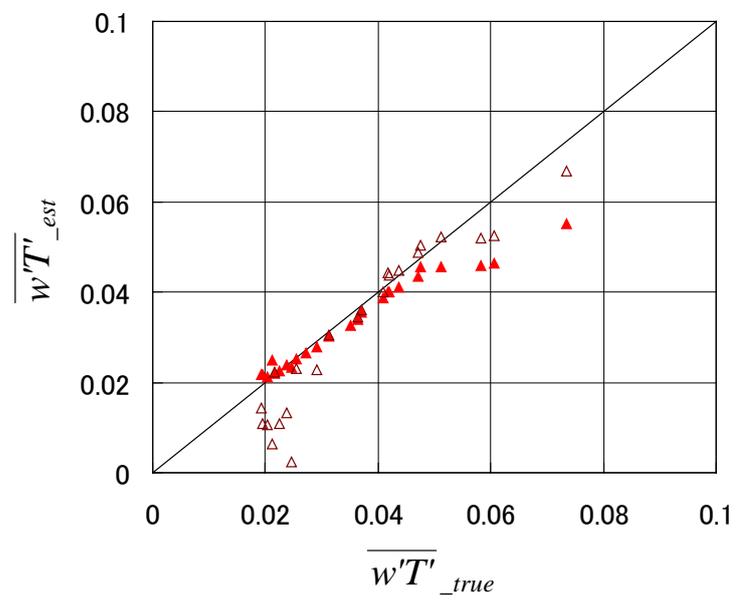


図 37-2. 顕熱フラックスにおける真値と推定値の比較
 (▲ : 運動量に真値を用いた場合, △ : 運動量に推定値を用いた場合)

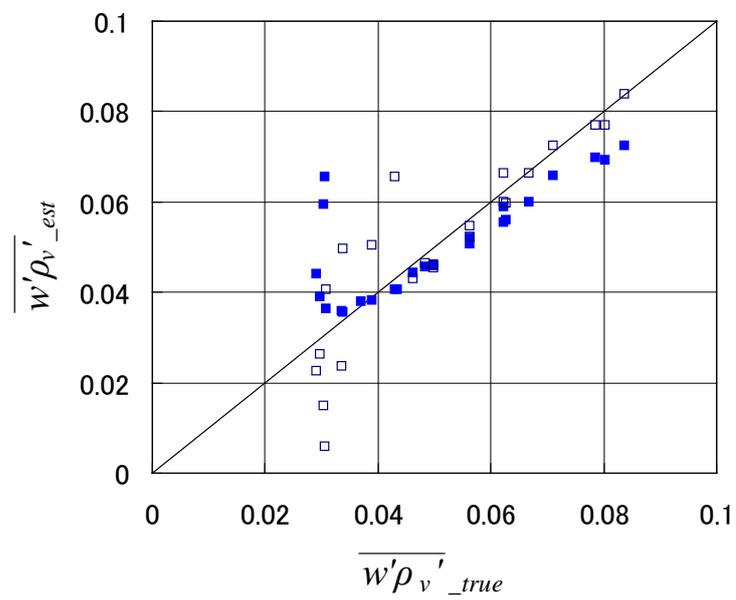


図 37-3. 潜熱フラックスにおける真値と推定値の比較
 (■ : 運動量に真値を用いた場合, □ : 運動量に推定値を用いた場合)

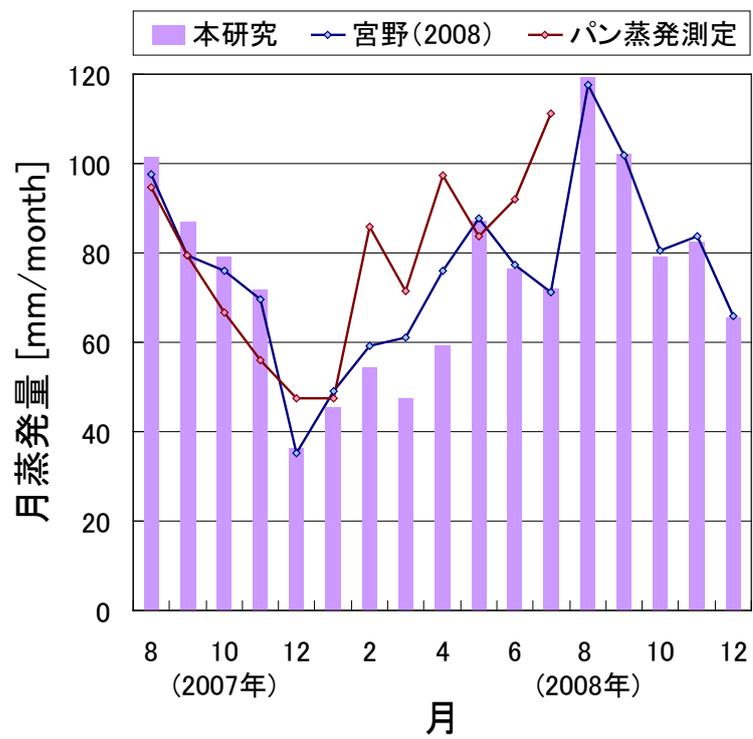


図 38. 霞ヶ浦湖面における月蒸発量の変化

5. 結論

観測が容易であるなどの理由から、水面におけるフラックスの算出方法としてバルク法が多用されている。ただし、この方法を用いる場合、バルク係数が既知でなければならない。しかし、バルク係数に関する研究は海洋を対象とするものが多く、それが湖沼へも適応できるかどうかは分からない。したがって、霞ヶ浦湖面におけるデータを用いてバルク係数を算出し、それに影響するパラメータについて考察した。解析に使用したデータは、霞ヶ浦湖心観測所で2007年8月から2008年12月に観測されたフラックスおよびプロファイルデータである。

はじめに、真のバルク係数と各パラメータとの関係性を見たところ、運動量・顕熱・潜熱バルク係数はいずれも風速との関係が強かった。いずれのバルク係数も傾向は同様に、風速が4 m/s 以下の場合において大きく減少し、しばらく定値を保った後、風速が10 m/s を越えてくると緩やかに上昇した。風速が強いところでは海面と類似した結果であったが、風速の弱いところでは全く異なることとなった。海面では運動量バルク係数と波齢との間に相関があることも言われているが、湖面ではそのような関係は全く見られなかった。一方、温度との関係は顕熱バルク係数で強く、気温と水面温度の差が4 °C以下では減少したが、4~8°Cでは一定に落ちつき、8 °C以上になると増加する傾向を示した。また、潜熱バルク係数は温度によらず一定であった。

次に、バルク係数についての感度解析をおこなったところ、運動量・顕熱・潜熱バルク係数はいずれも安定度よりそれぞれの粗度に反応することが分かった。これを踏まえて、各粗度の算出方法について検討した。まず、運動量粗度は水面状態を表すパラメータであるから、粗度レイノルズ数によって滑面と粗面に分け、粗面では表面張力波と重力波の運動量粗度にそれぞれウェイトづけしたものを加重平均することで求められた。一方、顕熱および潜熱粗度は粗度レイノルズ数との関係が強かったため、それを対数近似した曲線から求めた。さらに、これらの計算値を理論式に当てはめて各バルク係数を算出し、それらを真値と比較するとバルク係数の再現性が認められた。相関係数は運動量で0.606、顕熱で0.994、潜熱で0.998であった。ただし、運動量バルク係数は弱風条件下において誤差が非常に大きかったため、風速が3 m/s 以上についての相関を見ている。この大きな誤差は風速が弱いところでの真の運動量粗度が大きすぎたことに起因すると考えられたが、この点については湖面における風および波について更なる検証をする必要がある。

バルク係数は理論式から確実に求めることができるものの、その構造は複雑でフラックスを繰り返し計算しなければならないなど不便な点もある。そこで、実用性を重視した実験式の提案も同時におこなった。すなわち、運動量バルク係数を風速から、顕熱および潜熱バルク係数を風速と温度で定義されるバルクリチャードソン数から求める近似式を導出した。さらに、水面温度ではなく水温を用いる場合についても同様におこなった。

最後に、理論式に基づいて計算したバルク係数をバルク式に代入してフラックスを算出した。すると、いずれのフラックスも風速の弱いところで若干過小評価される傾向にあっ

たが、相関係数は運動量で 0.982, 顕熱で 0.908, 潜熱で 0.710 と比較的高く, 真値とよく一致していた. また, 運動量フラックスの正確性はそれ自身の推定だけでなく, 顕熱および潜熱フラックスの推定にも重要であることが明らかとなった. さらに, 渦相関法によるデータの欠損をこのバルク式による値で補完して湖面蒸発量を算出したところ, 霞ヶ浦では毎月 40mm 以上の蒸発が生じており, 特に夏の蒸発量が多いことが分かった. しかし, 降水量の少なかった月の蒸発量が必ずしも少なくなるわけではなく, 水不足等の問題を防ぐためにも正確な湖面蒸発量すなわちフラックスの推定が重要であるといえた.

謝辞

本研究をおこなうにあたり、筑波大学大学院生命環境科学研究科の杉田倫明先生には始終、丁寧なご指導・ご助言をいただきました。心より感謝いたしております。また、同研究科の浅沼順先生、福島武彦先生にもご指導いただきましたことを心から御礼申し上げます。そのほか同研究科水文学分野の諸先生方、ならびに院生の方々にも多数のご意見をいただき、本研究を様々な視点から検討することができました。

番場泰彰氏をはじめとする国土交通省関東地方整備局霞ヶ浦河川事務所の方々には、湖心観測所での観測にご理解・ご協力いただきました。また、不足データを提供していただくことにより、より充実した研究をおこなうことができました。横河電子機器株式会社の吉澤正晃氏、稲野辺氏には、毎月のデータ回収に同行させていただくとともに、最新のデータを提供していただくことで研究を円滑に進めることができました。クリマテック株式会社の寄崎哲弘氏、田中久則氏、柳川瀬賢幸氏には、観測機材の設置やトラブルへの対応、プログラムの作成など、様々な場面でご協力いただきました。

以上の方々と、本研究に対して応援・励ましをいただいた家族や友人をはじめとするすべての方々に、この場を借りて心から御礼申し上げます。

参考文献

- Aoki, M., Chimura, T., Ishii, K., Kaihotsu, I., Kurauchi, T., Mushiake, K., Nakaegawa, T., Ohte, N., Polsan, P., Semmer, S., Sugita, M., Tanaka, K., Tsukamoto, O. and Yasunari, T. (1998): Evaluation on surface fluxes over a paddy field in tropical environment: some findings from a preliminary observation of GAME. *J. Japan Soc. Hydrol. Water Resour.*, **11**, 39-60.
- Bourassa, M. A., Vincent, D. G. and Wood, W. L. (1999): A flux parameterization including the effects of capillary waves and sea state. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 1123-1139.
- Bourassa, M. A., Vincent, D. G. and Wood, W. L. (2001): A sea state parameterization with nonarbitrary wave age applicable to low and moderate wind speeds. *J. Phys. Oceanogr.*, **31**, 2840-2851.
- Brut, A., Butet, A., Durand, P., Caniaux, G. and Planton, S. (2005): Air-sea exchanges in the equatorial area from the EQUALANT99 dataset: Bulk parameterizations of turbulent fluxes corrected for airflow distortion. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **131**, 2497-2538.
- Brutsaert, W. (1982): *Evaporation into the atmosphere*. Reidel, pp.299.
- Brutsaert, W., 杉田倫明訳 (2008) : 水文学, 共立出版, pp.502.
- Charnock, H. (1955): Wind stress on a water surface. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **81**, 639-640.
- DeCosmo, J., Katsaros, K. B., Smith, S. D., Anderson, R. J., Oost, W. A., Bumke, K. and Chadwick, H. (1996): Air-sea exchange of water vapor and sensible heat: The humidity exchange over the sea (HEXOS) results. *J. Geophys. Res.*, **101**, 12001-12016.
- Fairall, C. W., Bradley, E. F., Hare, J. E., Grachev, A. A. and Edson, J. B. (2003): Bulk parameterization of air-sea fluxes: updates and verification for the COARE algorithm. *J. Climate.*, **16**, 571-591.
- Foken, T., Gockede, M., Mauder, M., Mahrt, L., Amiro, B. and Munger, W. (2004): Post-field data quality control. *Handbook Micrometeor.*, 181-208.
- Grachev, A. A., and Fairall, C. W. (2001): Upward momentum transfer in the marine boundary layer. *J. Phys. Oceanogr.*, **31**, 1698-1711.
- Guo Larsén, X., Smedman, A. and Högström, U. (2004): Air-sea exchange of sensible heat over the Baltic Sea. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **130**, 519-539.
- Heikinheimo, M., Kangas, M., Tourula, T., Venäläinen, A. and Tattari, S. (1999): Momentum and heat fluxes over lakes Tämnen and Råksjö determined by the bulk-aerodynamic and eddy-correlation methods. *Agric. For. Meteorol.*, **98-99**, 521-534.
- 日野幹雄 (1977) : スペクトル解析, 朝倉書店, pp.300.
- 平山秀夫・辻本剛三・島田富美男・本田尚正 (2003) : 海岸工学, コロナ社, pp.191.
- Hiyama, T., Sugita, M. and Kotoda, K. (1996): Regional roughness parametereters and momentum fluxes over a complex area. *J. Appl. Meteorol.*, **35**, 2179-2190.
- Ikebuchi, S., Seki, M. and Ohtoh, A. (1988): Evaporation from Lake Biwa. *J. Hydrol.*, **102**, 427-449.
- 磯崎一郎・鈴木靖 (1999) : 波浪の解析と予報, 東海大学出版会, pp.274.
- 岩田徹・三枝信子 (2003) : 渦相関法によるフラックス解析の実際. Asia Flux 運営委員会編 :

- 陸域生態系における二酸化炭素フラックス等のフラックス観測の実際, 国立環境研究所, 25-44.
- Kaimal, J. C. and Finnigan, J. J. (1994): *Atmospheric Boundary Layer Flows*. Oxford Univ. Press, pp.289.
- 霞ヶ浦河川事務所 (2006): 霞ヶ浦 人/街/自然とともに歩む, pp.44.
- 川俣満 (2005): 霞ヶ浦湖面における波浪推算モデルの構築に関する研究. 東京工業大学大学院 総合理工学研究科環境理工学創造専攻修士論文, pp.78.
- 気象庁 (2007): 夏 (6~8月) の天候. 平成 19 年 9 月 3 日報道発表資料. インターネット : <http://www.jma.go.jp/jma/press/0709/03c/tenko070608.html> (2009/12/12 アクセス)
- 気象庁 (2008a): 平成 20 年の梅雨入り・明けと梅雨時期の特徴について. 平成 20 年 9 月 1 日報道発表資料. インターネット : <http://www.jma.go.jp/jma/press/0809/01a/tsuyu2008.html> (2009/12/12 アクセス)
- 気象庁 (2008b): 夏 (6~8月) の天候. 平成 20 年 9 月 1 日報道発表資料. インターネット : <http://www.jma.go.jp/jma/press/0809/01c/tenko080608.html> (2009/12/12 アクセス)
- 国立天文台 (2002): 理科年表, 丸善, pp.984.
- Kondo, J. (1975): Air-sea bulk transfer coefficients in diabatic conditions. *Bound.-Layer Meteorol.*, **9**, 91-112.
- 近藤純正 (1994): 水環境の気象学 —地表面の水収支・熱収支—, 朝倉書店, pp.350.
- 近藤純正 (2000): 地表面に近い大気科学 —理解と応用—, 東京大学出版会, pp.324.
- Kondo, J. and Fujiwara, Y. (1972): Errors in estimation of drag coefficient for sea surface in light winds. *J. Meteor. Soc. Jpn.*, **50**, 145-149.
- Kotani, A. and Sugita, M. (2009): Concise formulae for the atmospheric correction of hemispherical thermal radiation measured near the ground surface. *Water Resour. Res.*, **45**, W07413, doi:10.1029/2007WR006679.
- Mahrt, L., Vickers, D., Frederickson, P., Davidson, K. and Smedman, A. (2003): Sea-surface aerodynamic roughness. *J. Geophys. Res.*, **108**, 3171, doi:10.1029/2002JC001383.
- 水戸地方気象台 (2009): 平成 20 年 (2008 年) の茨城県の気象・地震概況. 2009 年 1 月 22 日掲載資料. インターネット : <http://www.jma-net.go.jp/mito/topics/weather2008.pdf> (2009/12/12 アクセス)
- 宮野愛子 (2008): 霞ヶ浦湖面におけるフラックスの測定と評価. 筑波大学第一学群自然科学類地球科学主専攻卒業論文, pp.45.
- 宮田明 (2003): データの管理, データベース作成の実際. Asia Flux 運営委員会編: 陸域生態系における二酸化炭素フラックス等のフラックス観測の実際, 国立環境研究所, 85-114.
- 能沢源右衛門 (1999): 新しい海洋科学, 成山堂書店, pp.216.
- Oost, W. A., Jacobs C. M. J. and van Oort, C. (2000): Stability effects on heat and moisture fluxes at sea. *Bound.-Layer Meteorol.*, **95**, 271-302.

- Oost, W. A., Komen, G. J., Jacobs C. M. J. and van Oort, C. (2002): New evidence for a relation between wind stress and wave age from measurements during ASGAMAGE. *Bound.-Layer Meteorol.*, **103**, 409-438.
- Paulson, C. A. (1970): The mathematical representation of wind speed and temperature profiles in the unstable atmospheric surface layer. *J. Appl. Meteorol.*, **9**, 857-861.
- Rutgersson, A., Carlsson, B. and Smedman, A. (2007): Modelling sensible and latent heat fluxes over sea during unstable, very close to neutral conditions. *Bound.-Layer Meteorol.*, **123**, 395-415.
- Sahlée, E., Smedman, A., Högström, U. and Rutgersson, A. (2008): Reevaluation of the bulk exchange coefficient for humidity at sea during unstable and neutral conditions. *J. Phys. Oceanogr.*, **38**, 257-272.
- 坂口かなえ (2008) : 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. 筑波大学大学院教育研究科修士論文, pp.101.
- 関智弥 (2005) : 霞ヶ浦における濁度上昇要因. 筑波大学大学院環境科学研究科修士論文, pp.124.
- Smedman, A., Guo Larsén, X., Hogstrom, U., Kahma, K. K. and Pettersson, H. (2003): Effect of sea state on the momentum exchange over the sea during neutral conditions. *J. Geophys. Res.*, **108**, 3367, doi:10.1029/2002JC001526.
- Smedman, A., Högström, U., Sahlée, E. and Johansson, C. (2007): Critical reevaluation of the bulk transfer coefficient for sensible heat over the ocean during unstable and neutral conditions. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **133**, 227-250.
- Sugita, M., Hiyama, T., Endo, N. and Tian, S. (1995): Flux determination over a smooth surface under strongly unstable conditions. *Bound.-Layer Meteorol.*, **73**, 145-158.
- Tanny, J., Cohen. S., Assouline, S., Lange, F., Grava, A., Berger, D., Teltch, B. and Parlange, M. B. (2008): Evaporation from a small water reservoir: direct measurements and estimates. *J. Hydrol.*, **351**, 218-229.
- Taylor, P. K. and Yelland, M. A. (2001): The dependence of sea surface roughness on the height and steepness of the waves. *J. Phys. Oceanogr.*, **31**, 572-590.
- 徳田正幸・道田豊 (1986) ; タッカー式船用波浪計に関する研究 I . 計測処理システムについて. 国立防災科学技術センター研究速報, **72**, 1-32.
- 梅田信・長峯知徳・長広遙・石川忠晴・宇多高明 (2001) : 霞ヶ浦湖心部における底泥の巻き上げ過程に関する研究. 水工学論文集, **45**, 1171-1176.
- Vickers, D. and Mahrt, L. (2006): Evaluation of the air-sea bulk formula and sea-surface temperature variability from observations. *J. Geophys. Res.*, **111**, C05002, doi:10.1029/2005JC003323.
- 渡部勲・徳田正幸 (1984) : 沿岸波浪観測システムに関する研究 I . 波高の定時観測. 国立防災科学技術センター研究速報, **61**, 1-24.
- Zilitinkevich, S. S., Grachev. A. A. and Fairall, C. W. (2001): Scaling reasoning and field data on the sea surface roughness lengths for scalars. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 320-325.

付録 1

4-1 でバルク係数に關与するパラメータの割合を求めたが、その算出式の詳細をここで述べる。式(2)および(3)より、バルク係数をそれぞれのパラメータで偏微分すると

$$\frac{\partial C_D}{\partial z_{0m}} = \frac{k}{2z_{0m}} C_D^{3/2}$$

$$\frac{\partial C_D}{\partial \zeta} = \frac{k}{2} C_D^{3/2} \cdot \frac{\partial \Psi_m}{\partial \zeta}$$

$$\frac{\partial C_H}{\partial z_{0m}} = \frac{C_H}{z_{0m} \{ \ln(z/z_{0m}) - \Psi_m \}}$$

$$\frac{\partial C_H}{\partial z_{0h}} = \frac{C_H}{z_{0h} \{ \ln(z/z_{0h}) - \Psi_h \}}$$

$$\frac{\partial C_H}{\partial \zeta} = \frac{C_H}{\{ \ln(z/z_{0m}) - \Psi_m \}} \cdot \frac{\partial \Psi_m}{\partial \zeta} + \frac{C_H}{\{ \ln(z/z_{0h}) - \Psi_h \}} \cdot \frac{\partial \Psi_h}{\partial \zeta}$$

となる。ここで、本研究においては安定度修正関数に Brutsaert (2008)を用いてきたが、この解析についてのみ微分が容易な以下の式を用いた (Paulson, 1970)。

$$\Psi_m = \ln \left\{ \left(\frac{1+x^2}{2} \right) \left(\frac{1+x}{2} \right)^2 \right\} - 2 \tan^{-1} x + \frac{\pi}{2}$$

$$\Psi_h = \ln \left(\frac{1+x^2}{2} \right)^2$$

ただし、 $x = (1-15\zeta)^{1/4}$ であるから、これらを ζ で偏微分すると

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Psi_m}{\partial \zeta} &= \frac{\partial \Psi_m}{\partial x} \cdot \frac{\partial x}{\partial \zeta} \\ &= \frac{4x^2}{(1+x^2)(1+x)} \cdot \left(-\frac{15}{4} x^{-3} \right) \\ &= \frac{-15}{(1+x^2)(1+x)x} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Psi_h}{\partial \zeta} &= \frac{\partial \Psi_h}{\partial x} \cdot \frac{\partial x}{\partial \zeta} \\ &= \frac{4x}{(1+x^2)} \cdot \left(-\frac{15}{4} x^{-3} \right) \\ &= \frac{-15}{(1+x^2)x^2} \end{aligned}$$

となり、これらを式(28)および(29)に代入することで ΔC_D , ΔC_H を算出している。また、4-1

でいう z_{0m} 部分とは $\frac{\left(\Delta z_{0m} \frac{\partial C_x}{\partial z_{0m}}\right)^2}{(\Delta C_x)^2}$ のことをいい、 z_{0h} と ζ についても同様である。

付録

4-5において、長期的にモニタリングされている国土交通省データを利用すれば、過去のフラックス推定ができる可能性があることを述べた。ここでは、その国土交通省データによって求めた蒸発量と渦相関法によって求めた蒸発量とを比較する。すなわち、式(56)で求めた潜熱バルク係数を式(59)~(60)に代入して月蒸発量を算出した。これを図 38 に加えると以下のようになった。ただし、2008年1~2月については水温が欠測となっているため図には示していない。

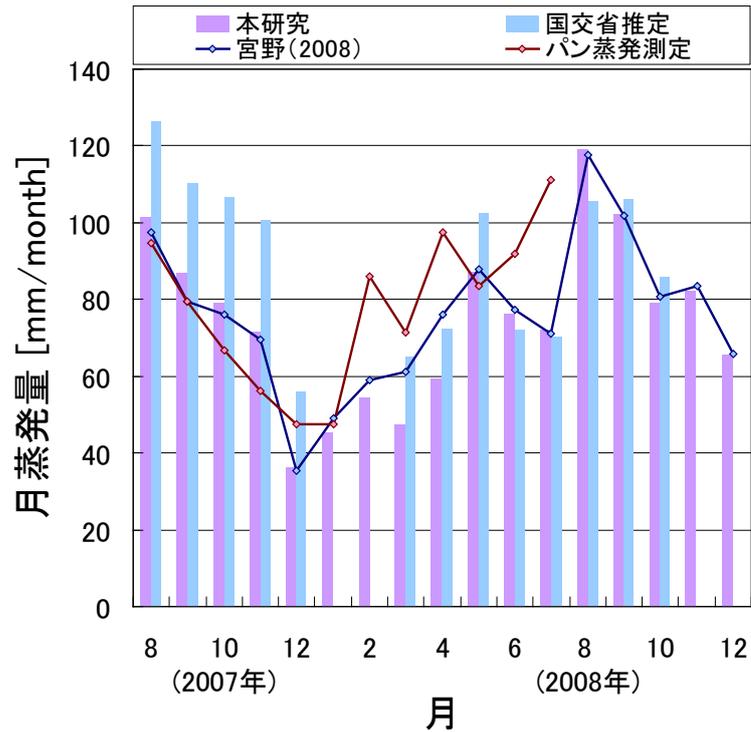


図 霞ヶ浦湖面における月蒸発量の変化 (改)