

# 渦相関法と慣性散逸法の併用による海洋上での 運動量およびCO<sub>2</sub>フラックスの評価

Evaluating momentum and CO<sub>2</sub> fluxes over the ocean surface by the combined use of eddy correlation and inertial dissipation methods

桜木幸司<sup>1</sup>・杉原裕司<sup>2</sup>・芹澤重厚<sup>3</sup>・吉岡洋<sup>4</sup>

Koji SAKURAGI, Yuji SUGIHARA, Shigeatsu SERIZAWA and Hiroshi YOSHIOKA

<sup>1</sup>非会員 九州大学大学院 総合理工学府修士課程 (〒816-8580 福岡県春日市春日公園6-1)

<sup>2</sup>正会員 博士(工) 九州大学大学院准教授 総合理工学研究院 ( 同上 )

<sup>3</sup>非会員 京都大学助教 防災研究所流域災害研究センター (〒649-3502 和歌山県西牟婁郡白浜町堅田)

<sup>4</sup>正会員 理博 愛知県立大学教授 情報科学部 (〒480-1198 愛知県長久手町大字熊張字茨ヶ廻間1522-3)

Field measurements of momentum and CO<sub>2</sub> fluxes over the ocean surface were made at a sea observation tower by means of the eddy correlation and inertial dissipation methods. Under ideal surface layer conditions, the good agreement may be seen between the fluxes obtained from both methods. The combined use allows us to identify efficiently reliable flux data. The values of these fluxes are found to vary depending on wave-field conditions, i.e., the presence of swell. On the ocean surface, the change in the air density becomes so relatively large that corrections concerning sensible and latent heat fluxes, i.e., the Webb corrections, should be made for evaluating the flux of CO<sub>2</sub>. The present data show that the corrections are very important to estimate accurately the total CO<sub>2</sub> flux across the air-sea interface.

**Key Words :** CO<sub>2</sub> flux, momentum flux, friction velocity, eddy correlation method, inertial dissipation method, air-sea interaction, sea observation tower

## 1. 緒論

大気-海洋間における運動量, 熱, CO<sub>2</sub>等の交換係数の正確なパラメタリゼーションを行うためには, 精度の高いフラックスのデータを得ることが重要である. 海洋上でのフラックスの測定データは陸上に比べて著しく不足しており, フラックス測定法に関する検証も十分ではない. そのため, 海洋観測塔などの洋上ステーションにおいて, フラックスの測定を行い, その特性について検討することは, 海洋気象学・地球環境科学の見地からも重要な試みであると思われる.

海洋における運動量, 熱, CO<sub>2</sub>フラックスの測定では, 渦相関法やプロファイル法が用いられることが多い. 特に渦相関法は乱流拡散によるCO<sub>2</sub>輸送を直接算定することから, 信頼性の高い測定法として広く用いられている(例えば, Donelan and Drennan<sup>1)</sup>, McGillis et al.<sup>2)</sup>, Jacobs et al.<sup>3)</sup>). 渦相関法では応答性の高い測器を用いて風速変動とCO<sub>2</sub>濃度変動を同時測定しなければならないが, プロファイル法のように2点における物理量の絶対値の差を精度良く測るの必要がないという利点もある. しかし, 渦相関法においてもトレンド除去のカットオフ周波数をどのように決定すべきであるかという本質的な問題が存在

する. その他の測定法として慣性散逸法という手法がある. この測定法は, 風速変動やCO<sub>2</sub>濃度変動の慣性小領域スペクトルから変動エネルギー散逸率を評価し, その値に基づいてフラックスの絶対値を推定するものである. CO<sub>2</sub>フラックスへの慣性散逸法の適用例は少ないが, Iwata et al.<sup>4)</sup>の研究はその代表的なものと考えられる. しかし, 彼らの研究は, 観測棧橋において実施されたものであり, 沖合の海洋上においてフラックスを測定したのではない. また, 慣性散逸法に用いた大気安定度補正関数やスペクトル定数の適用性についてもさらに検討が必要であると思われる. 慣性散逸法は, 渦相関法に比べて間接的で仮定の多い方法であるが, 渦相関法と同時併用することにより, 計測の信頼性を向上させることに利用できるものと思われる. 例えば, 増田ら<sup>5)</sup>は, 海面摩擦速度の測定において, 複数の測定法の併用を試みており, その有用性について指摘している.

本研究では, 海洋観測塔において, 運動量, 熱, 水蒸気濃度, CO<sub>2</sub>濃度の現地観測を実施し, 渦相関法と慣性散逸法を併用することによって, 測定方法に起因する誤差の小さな運動量とCO<sub>2</sub>フラックスのデータを抽出する方法について検討する. 理想的な接水大気境界層においては, 渦相関法で得られたフラックスと慣性散逸法で得られたフラックスの値は一致することが期待される. 両

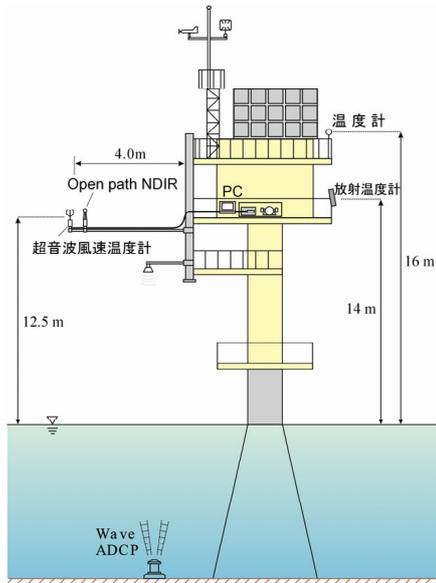


図-1 観測塔および計測システム

者の適合度の高いデータを抽出することで、測定精度の高いデータセットを構築できるものと思われる。また、渦相関法と慣性散逸法の適合性を乱す要因として海象条件に着目し、純粋な風波波浪場とうねりが混在する波浪場で、フラックスの測定値がどのように変化するかについても検討する。

## 2. 現地観測の概要

現地観測は、和歌山県西牟婁郡白浜町の田辺湾沖合約2 km (東経135° 20' 08", 北緯33° 42' 19") に位置する田辺中島高潮観測塔 (京都大学防災研究所流域災害研究センター所有) において実施された。本研究では、3月22日15時から3月31日22時までの期間において得られたデータセットについて解析を行った。周辺海域の水深は約30mであり、観測塔は水深10mの海底台地の上に設置されている。観測塔の南西方向は外海に面しているため、比較的大きなうねりは南西方向から伝播してくることになる。また、外洋と比べると陸に近いので、風向によっては陸からのCO<sub>2</sub>の移流があると考えられる。

図-1に観測塔および計測システムの概略図を示す。平均海面から12.5 mの位置に設置した超音波風速温度計とOpen path型非分散赤外線ガス分析計 (NDIR:LI-COR Li-7500) を用いて、風速変動、温度変動、水蒸気濃度変動、CO<sub>2</sub>濃度変動を測定した。超音波風速温度計とNDIRは、4mの水平アームの先端に取り付けられている。各変動量を同時に取得するために、測器から出力された電圧信号を20Hzのサンプリング周波数でAD変換し、得られたデータを15分毎のブロックに分けて統計平均量を算定した。ただし、観測塔が風上側になるデータ (ほぼ真北の風向) は相対的に精度が低いと考えられるため、本研究

では風向が±22.5° の範囲にあるデータを解析対象から除外した。気象要素のデータとして、高度14 mに設置された放射温度計を用いて海面温度 $T_s$  (°C)を、高度16 mの位置に設置された温度計を用いて気温 $T_a$  (°C)を測定した。また、波浪の観測には観測塔より南西に20m離れた海底に設置したWAVEADCPを用いた。波浪データから算定された波の方向スペクトルに基づいて波浪場を構成する風波成分波とうねり成分波を同定した。

## 3. 運動量およびCO<sub>2</sub>フラックスの算定方法

本研究では、運動量とCO<sub>2</sub>の鉛直フラックスの算定に、渦相関法 (Eddy Correlation Method : ECM) および、慣性散逸法 (Inertial Dissipation Method : IDM) を用いた。これらのフラックス算定法の概略について以下に述べる。

### (1) 運動量フラックス (摩擦速度)

海面上における運動量の鉛直フラックス $F_m$ および摩擦速度 $u_*$ は次のように与えられる。

$$F_m = \overline{u'w'}, \quad u_* = (\tau/\rho_a)^{1/2} = (-\overline{u'w'})^{1/2} \quad (1)$$

ここで、 $u'$ 、 $w'$ は水平および鉛直風速変動であり、 $-$ は時間平均を示す。また、 $\tau$ は海面せん断応力、 $\rho_a$ は空気密度である。ECMは、式(1)に基づいて風速変動の相関を計算することにより、運動量フラックスや摩擦速度を算定する手法である。ECMは、係数の不確実性や相似則を仮定する必要がないため、最も直接的な評価法と考えられている。

一方、IDMは、接水大気境界層の乱流エネルギー散逸率 $\varepsilon$ を用いて、 $u_*$ を評価する手法である。Kolmogorovの相似仮説より、慣性小領域の乱流エネルギースペクトル $E_u(k)$ は次式で与えられる。

$$E_u(k) = C \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (2)$$

ここで、 $k$ は波数、 $C$ はKolmogorov定数であり、本研究では主流方向風速を対象として $C = 0.55$ (Large and Pond<sup>6)</sup>)を用いた。実際の乱流観測では、風速の時間変動を測定するのが普通であるため、Taylorの凍結仮説より、波数 $k$ を周波数 $f$ に変換して、式(2)を周波数スペクトル $P_u(f)$ の形で表すことが多い。 $E_u(k)$ を $P_u(f)$ へ変換して、 $\varepsilon$ について表すと次式のようなになる。

$$\varepsilon = \frac{2\pi}{U} \left\{ \frac{P_u(f) f^{5/3}}{C} \right\}^{3/2} \quad (3)$$

ここで、 $U$ は平均風速を示す。乱流エネルギー方程式は、大気安定度補正関数 $\phi_m$ を用いて以下のように表される。

$$\frac{\kappa \varepsilon z}{u_*^3} = \phi_m(z/L) - z/L \quad (4)$$

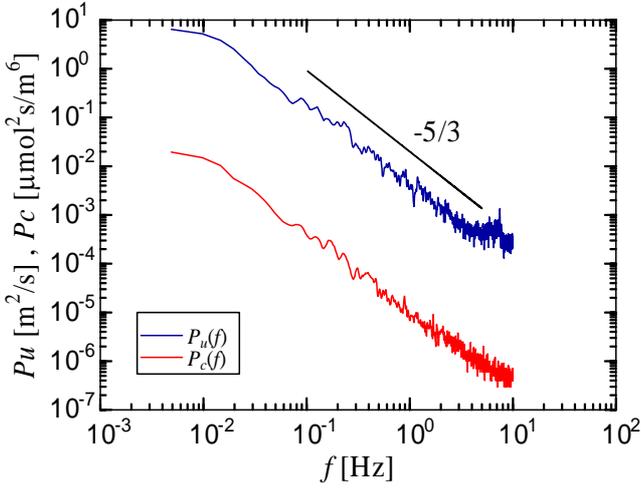


図-2 風速変動とCO<sub>2</sub>濃度変動のパワースペクトル

ここで、 $\kappa$ はKarman定数、 $L$ はMonin-Obukhov長さ

$$L = -\frac{u_*^3 T_v}{g \kappa w' T_v'} \quad (5)$$

である。ただし、 $T_v$ は仮温度、 $g$ は重力加速度を示す。 $\phi_m$ は $z/L$ の関数であり、大気の状態によって異なる関数形をもつ。本研究では次式で定義される関係式 (Large and Pond<sup>6)</sup> を用いた。

$$\phi_m = \begin{cases} 1 + 7z/L & (0 < z/L) \\ (1 - 16z/L)^{-1/4} & (-2 < z/L < 0) \end{cases} \quad (6)$$

IDMでは、風速変動のスペクトルから $\varepsilon$ を算定し、式(4)に基づいて $u_*$ を評価する。図-2に水平風速変動のパワースペクトル $P_u(f)$ とCO<sub>2</sub>濃度変動のパワースペクトル $P_c(f)$ の一例を示す。どちらのスペクトルにおいても、周波数の-5/3乗でスペクトルが減衰する慣性小領域が形成されていることがわかる。本研究では、 $\varepsilon$ を算定する際に、慣性小領域内の3点( $f = 0.5, 1.0, 2.0$ Hz)を選び、それらの点における $P_u(f)$ の値を式(3)に代入してその平均値を $\varepsilon$ とした。また、CO<sub>2</sub>についても、この3つの周波数において、変動エネルギー散逸率 $\varepsilon_c$ を算定している。 $u_*$ を評価する際には、式(4)、(5)に $u_*$ が含まれているために、 $u_*$ の値が収束するまで繰り返し計算を行う必要がある。本研究では、前後の $u_*$ の相対誤差が0.1%以内になるまで繰り返し計算を行った。

## (2) CO<sub>2</sub>フラックス

海洋表面でのCO<sub>2</sub>の鉛直フラックス $F(\mu\text{mol}/\text{m}^2/\text{s})$ は次式によって与えられる。

$$F = \overline{w'C'} + \frac{m_a}{m_v} \frac{\overline{C}}{\rho_a} \overline{w'\rho'_v} + \left(1 + \frac{m_a}{m_v} \frac{\overline{\rho_v}}{\rho_a}\right) \frac{\overline{C}}{T} \overline{w'T'} \quad (7)$$

ここで、 $C'$  ( $\mu\text{mol}/\text{m}^3$ )は大気中のCO<sub>2</sub>濃度変動、 $m_a$ 、 $m_v$ (kg/mol)および $\rho_w$ 、 $\rho_v$  (kg/m<sup>3</sup>)はそれぞれ乾燥空気および水蒸気の分子量と密度、 $T$ (K)は絶対温度である。式(7)の右辺第1項は、乱流拡散によるCO<sub>2</sub>フラックスの寄与を示している。第2項、第3項は、空気の密度変動による

移流効果を補正したものであり、Webb補正と呼ばれる。渦相関法の場合、これらの2次相関量を直接算定してCO<sub>2</sub>フラックスを評価する。ただし、これまでの観測データを確認したところ、CO<sub>2</sub>濃度については、風速や温度に比べて、相対的に大きなトレンドを含んでいることがわかっている。そのため、ECMについてはトレンドをどのようなフィルターで除去するのかという本質的な問題を抱えている。本研究では、データに含まれるトレンド成分は線形数値フィルターを用いて除去された。

CO<sub>2</sub>フラックスのIDM (広義にはスカラーフラックスのIDM) については、式(7)に含まれる相関量に対して、運動量の場合と類似の手法を適用すればよい。ただし、本研究では、CO<sub>2</sub>フラックス $\overline{w'C'}$ と水蒸気濃度フラックス $\overline{w'q'}$  に対してのみIDMを用いている。以下では、主としてCO<sub>2</sub>の算定方法について説明するが、水蒸気フラックスについても同じ方法が適用されている。

CO<sub>2</sub>濃度のようなスカラー量の変動エネルギーに関する慣性小領域の波数スペクトルは次式で与えられる。

$$Ec(k) = \alpha_c \varepsilon_c \varepsilon^{-1/3} k^{-5/3} \quad (8)$$

ここで、 $\varepsilon_c$ はCO<sub>2</sub>濃度変動のエネルギー散逸率、 $\alpha_c$ はスペクトル定数である。 $\alpha_c$ は0.5~0.8程度の値をもつと考えられているが、その値は確定していない。そこで、本研究では、中間的な値として0.65を採用する。運動量フラックスの場合と同様に、周波数スペクトルから $\varepsilon_c$ を算定し、その値に基づいて $\overline{w'C'}$ を評価する。

CO<sub>2</sub>の乱流エネルギー方程式は以下のようになる。

$$-\overline{w'C'} \left( \frac{d\overline{C}}{dz} \right) = \varepsilon_c \quad (9)$$

また、フラックスの勾配拡散表示より、

$$\overline{w'C'} = -\frac{\kappa u_* z}{\phi_c(z/L)} \frac{d\overline{C}}{dz} \quad (10)$$

の関係がある。ここで、 $\phi_c$ はCO<sub>2</sub>に関する大気安定度補正関数である。ただし、 $\phi_c$ は $\phi_m$ のように関数形が確定していないことに注意する。Iwata et al.<sup>4)</sup>は、CO<sub>2</sub>がスカラー量であることから、顕熱の場合と同様の取り扱いをして、下記のような補正関数を用いている。

$$\phi_c = (1 - 16z/L)^{-1/2} \quad (-2 < z/L < 0) \quad (11)$$

ただし、これは大気が不安定の場合にのみ適用できることに注意する。本研究では、得られたデータのほとんどが不安定状態のものであったため、式(11)をそのまま用いることとした。式(9)、(10)から濃度勾配を消去すると次式が得られる。

$$\overline{w'C'} = \pm \sqrt{\varepsilon_c \kappa u_* z / \phi_c(z/L)} \quad (12)$$

従って、 $\varepsilon_c$ 、 $u_*$ 、 $z/L$ から、 $\overline{w'C'}$  を算定することができる。

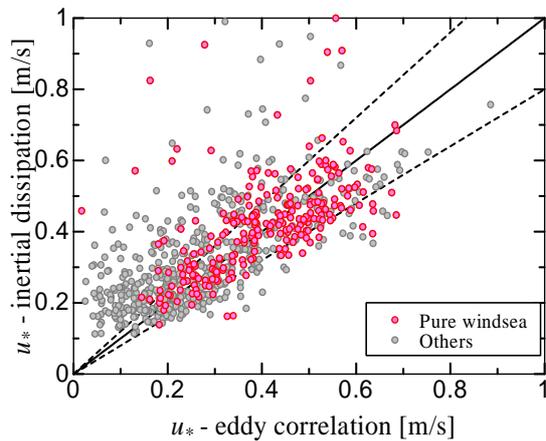


図-3 渦相関法と慣性散逸法による摩擦速度の関係

ただし、IDMでは、フラックスの向き、すなわち式(12)の符号を決定する能力がないことに注意する。運動量や水蒸気の場合、フラックスの向きはそれぞれ下向き、上向きになることが暗に保証されているが、CO<sub>2</sub>についてはフラックスの向きは気側と海洋側のCO<sub>2</sub>濃度の高低によって決まる。理想的な乱流境界層の場合、ECMとIDMのスカラーフラックスの絶対値は同じ値を示すことが期待される。そのため、本研究では、その絶対値においてIDMとの適合性の高いECMのデータを抽出することで、良質のデータセットを構築することを試みた。

#### 4. 観測結果および考察

##### (1) 運動量フラックス (摩擦速度)

図-3に、ECMおよびIDMにおいて算定された摩擦速度 $u_*$ の比較を示す。ここでは、風波が卓越する波浪場 (Pure windsea : 波の方向スペクトルにおいて、風波成分波のエネルギーがうねり成分波に比べて十分に大きい波浪場) とそれ以外 (うねりと風波が混在する波浪場) の2つのデータに分類されている。図中の実線は両者が等しい場合の比例関係を示しており、2つの破線に挟まれた領域のデータは相対誤差が±20%未満に収まるものに対応する。この図より、データの分散は比較的大きいが、ECMとIDMのデータはほぼ1:1の関係を取るようになる。特に注目すべきことは、ECMとIDMの適合度の高いデータの多くはPure windseaのデータであり、うねりが混在する場合には両者の適合度が低下することである。Mahrt<sup>7)</sup>は、IDMで用いる大気安定度補正関数 $\phi_m$ が、大気安定度パラメータ $z/L$ のみの関数ではなく、 $z/\lambda$ や波齢等に依存することを指摘している。ここで、 $\lambda$ は卓越波の波長である。彼の指摘が正しい場合、IDMの結果は波の状態に依存して変化することになる。本研究の結果は、このことを反映している可能性がある。波浪状態量まで取り込んだ大気安定度補正関数の具体的な関数形を本研究のデータから示すことは難しいが、ここで示された結果は海洋気象学の観点からも非常に興味深いもの

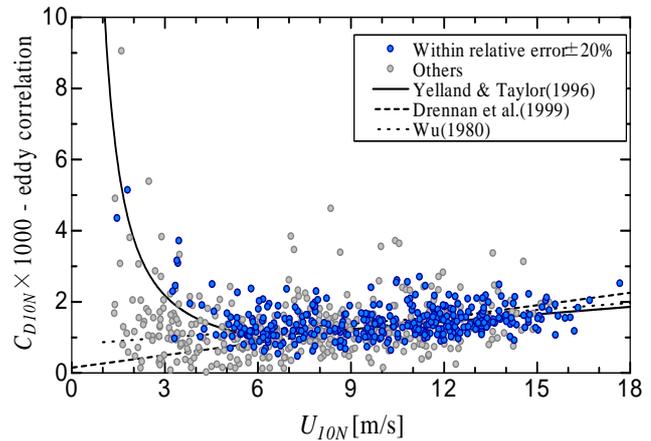


図-4 海面抵抗係数の風速依存性

であると考えられる。ECMとIDMの相対誤差の大きなデータは算定方法の前提条件が破綻していることが予想されるため、それらのデータの信頼性は相対的に低くなる。海面抵抗係数のパラメタリゼーションなどにおいて、ECMとIDMの適合性の高いデータのみを用いることで、測定法に起因した誤差を排除できるものと考えられる。

図-4に、中立換算された海上高度10mでの平均風速 $U_{10N}$ と中立状態の海面抵抗係数 $C_{D10N}$ ( $\equiv u_*^2/U_{10N}^2$ )の関係を示す。また、代表的な抵抗係数の経験式である、Yelland and Taylor<sup>8)</sup>、Drennan et al.<sup>9)</sup>、Wu<sup>10)</sup>の式も併せて示されている。図中の青点のプロットは、ECMとIDMの相対誤差が20%未満のECMのデータから算定した抵抗係数を、その他のプロットはそれ以外のデータを示している。適合度の高いデータに着目した場合、全てのプロットの場合よりも、抵抗係数の風速依存性がより明瞭であることがわかる。 $C_{D10N}$ は低風速では $U_{10N}$ の増加とともに急激に減少し、6m/sを超えると再び増大する傾向を示すことがわかる。このような抵抗係数の減少は、低風速領域では海面せん断応力が $U_{10N}$ に比例することに起因する。本研究の結果から、信頼性の高いデータのみで見た抵抗係数の風速依存性はYelland and Taylorの経験式に最もよく適合することがわかる。このことから、本研究のデータ選別法を用いることによって、フラックスのパラメタリゼーションを精度良く行えるものと考えられる。

##### (2) CO<sub>2</sub>フラックス

図-5に、ECMとIDMにおいて算定されたCO<sub>2</sub>フラックス $w'C'$ の比較を示す。ここでは、フラックスの絶対値が示されており、図-3と同様のデータ分類が行われている。この図より、フラックスの大きさが小さい領域ではIDMが、大きな領域ではECMの値が相対的に大きいことがわかる。これまでに得られた海洋観測塔での観測データによると、CO<sub>2</sub>は運動量や顕熱に比べてフラックスに対するトレンドの影響が相対的に大きいことがわかっている。ローパスフィルターを用いたトレンド除去の予備的な解析から、カットオフ周波数を大きくするにたがってCO<sub>2</sub>フラックスの値が小さくなることを確認

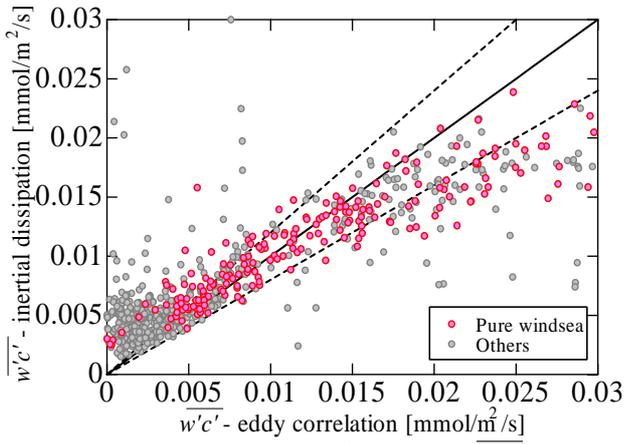


図-5 渦相関法と慣性散逸法による  $\overline{w'c'}$  の関係

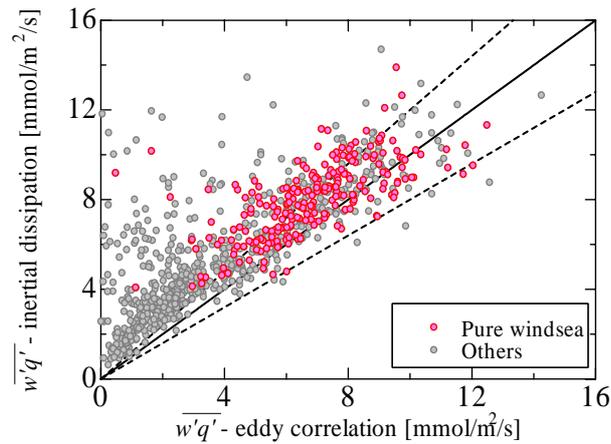
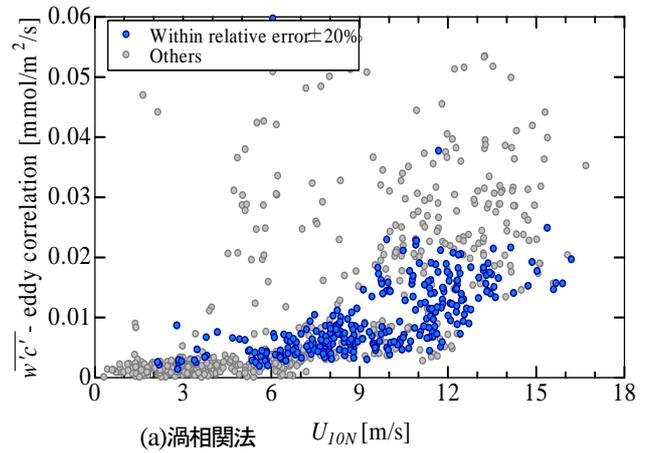


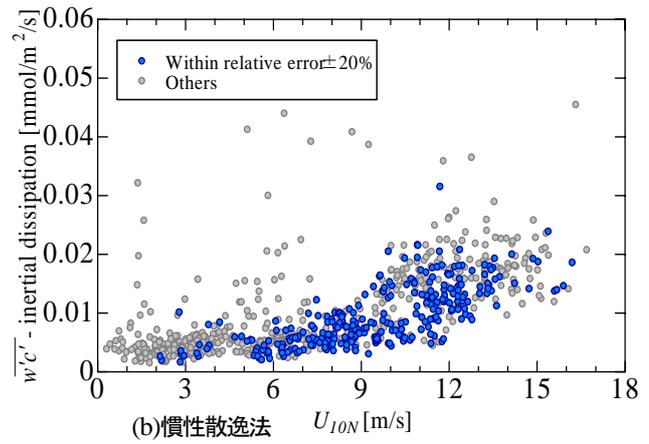
図-6 渦相関法と慣性散逸法による  $\overline{w'q'}$  の関係

している。また、IDMでは、その原理上、トレンド成分の影響が除去された値が算定されるはずであり、ECMとの差異はその影響が大きいか小さいかに依存するはずである。これらのことから、フラックスの大きな領域においてECMの値が大きくなる理由の一つとして、線形フィルターでは除去できないトレンド成分の影響が考えられる。一方、フラックスの小さい領域においてIDMが大きくなる理由は、これらのデータが概ねPure windsea以外のものに対応していることから、運動量の場合と同じく海象条件の影響によって、大気安定度補正が式(11)から変化していることが考えられる。CO<sub>2</sub>の場合には、IDM側に系統的に大きくなっていることから、運動量の場合に比べて相対的に大きな海象条件依存性を示すものと考えられる。このことは今後検討されるべき重要な課題である。ただし、ECMとIDMの適合するデータを、トレンドや海象の影響の少ない理想的なデータと見なすことはできるであろう。

図-6に、水蒸気濃度フラックス  $\overline{w'q'}$  に関するECMとIDMの比較を示す。この図より、水蒸気濃度のECMとIDMの適合性はCO<sub>2</sub>に比べて相対的に高いことがわかる。また、ECMに比べてIDMのデータの方が幾分大きな値を取るように見える。このことは、式(8)のスペクトル定数の値が、水蒸気濃度に対しては若干大きくなることを



(a)渦相関法  $U_{10N}$  [m/s]



(b)慣性散逸法  $U_{10N}$  [m/s]

図-7  $\overline{w'c'}$  の風速依存性

示唆する。さらに、Pure windseaのデータについては両者の相対誤差は小さく、海象条件に依存して適合性が変化することがわかる。

図-7(a), (b)は、それぞれECM, IDMにおける  $\overline{w'c'}$  の絶対値と風速の関係を示したものである。ただし、フラックスは大気-海洋間のCO<sub>2</sub>分圧差にも依存するため、ここでの挙動に強い普遍性はないことに注意する。この図より、データの分散はECMの方が大きく、IDMのデータは比較的バラツキが小さいことがわかる。これは先に述べたトレンドの影響によるものと思われる。これらの図中の青点のプロットは、相対誤差が20%未満のものであり、明瞭な風速依存性を示している。これらのデータに着目することにより、 $\overline{w'c'}$  と風速の間には非線形的な相関関係が成立することがわかる。

図-8に、式(7)に含まれるCO<sub>2</sub>のトータルフラックスFに対する拡散輸送量、顕熱補正量、潜熱補正量の寄与(μmol/m<sup>2</sup>/s)を示す。ここでは、観測期間の一部を抜粋して示している。また、図中の線は各時刻に得られた値を示しており、摩擦速度、 $\overline{w'c'}$  および  $\overline{w'q'}$  の全てに対してECMとIDMの相対誤差が20%に収まる場合のECMデータのみをプロットしている。このような基準で選別されたデータの取得率は25%程度であった。この図より、拡散輸送量がほぼ常に負の値をとっており、乱流拡散の

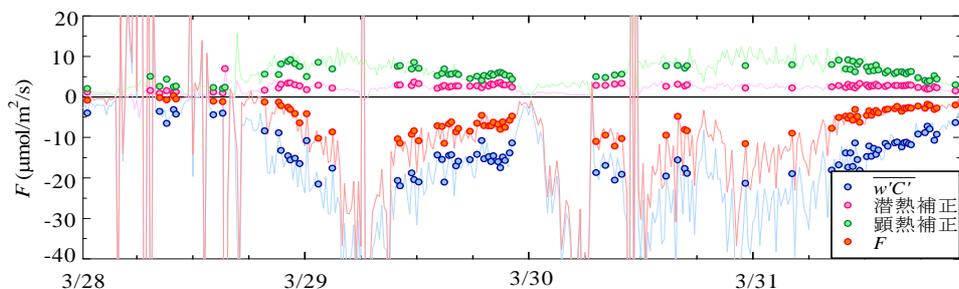


図-8 トータルCO<sub>2</sub>フラックスに対する各項の寄与

効果は下向きのフラックスに寄与していることがわかる。一方、潜熱および顕熱補正量は正の値をとっており、これらは上向きのフラックスに寄与している。潜熱補正量については、そのソースが海面側にあるので、一般に上向きのフラックスに寄与するが、顕熱補正量については大気の安定性に依存してその符号が変化する。また、潜熱および顕熱補正の合計は拡散輸送量とほぼ同程度の大きさを示している。Tsukamoto et al.<sup>11)</sup>は、海洋観測船において渦相関法による観測研究を行い、海上においてCO<sub>2</sub>フラックスを算定する際のWebb補正の重要性を指摘している。また、彼らは、渦相関法によって得られた海上のCO<sub>2</sub>フラックスの値が、バルク法で求めた値に比べて一桁以上大きくなる場合があると報告しており、渦相関法についてもさらに研究が必要であるとしている。

## 5. 結論

本研究では、海洋観測塔において現地観測を実施し、渦相関法 (ECM) と慣性散逸法 (IDM) の併用によって精度の高い運動量およびCO<sub>2</sub>フラックスのデータを取得する方法について検討した。本研究で得られた結果を要約すると以下ようになる。

(1) 運動量フラックス (摩擦速度) については、ECMとIDMの適合性の高いデータを抽出することによって、バラツキの少ない良質なデータセットを得ることができる。両者の適合性は、海象条件に依存しており、純粋な風波波浪場において適合度が高いことがわかった。ECM/IDM併用法から得られたデータに基づいて、海面抵抗係数の風速依存性を調べた結果、Yelland and Taylorの経験式に最も良く適合することがわかった。

(2) CO<sub>2</sub>に関するECM/IDM併用法を検討した結果、うねりを含んだ海象条件ではIDMのフラックスはECMに比べて相対的に大きくなった。フラックスの風速依存性においては、ECMのデータはIDMに比べて大きなバラツキを示す。また、ECMとIDMの適合度の高いデータは、明瞭な風速依存性を示すことがわかった。Webb補正に基づくトータルフラックスにおいて、拡散輸送量に対する潜熱補正量、顕熱補正量の寄与は無視できない。

本研究を行うにあたり、国立環境研究所津守博通博士、九州大学松永信博教授にご助言を頂いた。本研究の一部

は科学研究費補助金基盤研究(C) (代表者：杉原裕司) および京都大学防災研究所一般共同研究 (代表者：杉原裕司) の援助を受けた。ここに記して謝意を表します。

## 参考文献

- 1) Donelan, M. A. and W. M. Drennan.: Direct field measurements of the flux of carbon dioxide, Air-Water Gas Transfer, edited by B. Jähne and E. C. Monahan, AEON, pp. 677-683, 1995.
- 2) McGillis, W. R., J. B. Edson, J. E. Hare and C. W. Fairall.: Direct covariance air-water CO<sub>2</sub> fluxes, *J. Geophys. Res.*, Vol. 106, pp. 16729-16754, 2001.
- 3) Jacobs, C., J. F. Kjeld, P. Nightingale, R. Upstill-Goddard, S. Larsen and W. Oost.: Possible errors in CO<sub>2</sub> air-sea transfer velocity from deliberate tracer releases and eddy covariance measurements due to near-surface concentration gradients, *J. Geophys. Res.*, Vol. 107, 3128, doi : 10.1029 / 2001JC000983, 2002.
- 4) Iwata, T., K. Yoshikawa, Y. Higuchi, T. Yamashita, S. Kato.: The spectral density technique for the determination of CO<sub>2</sub> flux over the ocean, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 117, doi : 10.1007 / s10546-005-2773-4, pp. 511-523, 2005.
- 5) 増田 章, 丸林 賢次, 石橋 道芳, 奥野 章: 津屋崎沖観測塔で観測した海上風乱流, 九州大学応用力学研究所所報 第126号, pp. 23-39, 2004.
- 6) Large, W.G. and S. Pond.: Open ocean momentum flux measurements in moderate to strong winds, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 11, pp. 324-336, 1981.
- 7) Mahrt, L.: The coastal zone, Air-Sea Exchange: Physics, Chemistry and Dynamics, edited by G. L. Geernaert, pp. 247-267, 1999.
- 8) Yelland, M. and Taylor, P. K.: Wind stress measurements from the open ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 26, pp. 541-558, 1996.
- 9) Drennan, W. M., K. K. Kahma and M. A. Donelan.: On momentum flux and velocity spectra over waves, *Boundary-Layer Meteorol.*, Vol. 92, pp. 489-515, 1999.
- 10) Wu, J.: Wind-stress coefficients over sea surface near neutral conditions—A Revisit, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 10, pp. 727-740, 1980.
- 11) Tsukamoto, O., S. Takahashi, T. Kono, E. Yamashita, A. Murata, and H. Ishida : Eddy covariance CO<sub>2</sub> flux measurements over open ocean, *Extended Abstract of 16<sup>th</sup> Symposium on Boundary Layer and Turbulence and 13<sup>th</sup> Symposium on the Interaction of the Sea and Atmosphere*, AMS, 2004.

(2007. 9. 30受付)