# 研究課題名:風波気液界面における熱輸送機構の解明とモデリング

課題代表者:京都大学大学院工学研究科 小森 悟 共同研究者:京都大学大学院工学研究科 黒瀬良一・高垣直尚

実施年度:平成26年度~平成26年度

#### 1. 研究目的

近年、世界各地で集中豪雨などの異常気象や強い熱 帯低気圧による被害が深刻な問題となっている。これ らの気候変動を予測する上で、風波気液界面を通して の熱・物質輸送機構を解明し、信頼性の高いモデルを 構築することが重要である。これまで海洋観測や風洞 水槽を用いた室内実験により、温度場や濃度場の測定 が行われてきた(例えば、Large and Pond 1982, Komori et al. 2011)。しかし、複雑に移動、変形する界面近傍 を正確に測定することは困難であり、熱・物質輸送機 構の解明は十分ではない。このような測定が困難な場 に対して、数値シミュレーションは有効であり、これ までにも風波乱流場に対して直接数値シミュレーショ ン (DNS) が行われてきた。しかし、それらは、液相 の物質輸送のみを対象としたものが多く(例えば、 Komori et al. 2010, Takagaki et al. 2015)、気液両相の熱 輸送を対象としたものは少ない。そこで、本研究では、 風波乱流場における気液両相の温度場ならびに気相比 湿場に対してDNSを適用し、気液界面を通しての熱輸 送と気液両相の流動場との関連性を調査した。なお、 本報告会では最近の台風等の予測のための熱および運 動量の輸送実験等についても述べる予定である。

## 2. 計算方法

支配方程式は、連続の式、Navier-Stokes 方程式、エ ネルギー方程式ならびに比湿の移流拡散方程式である。 ただし、比湿場は蒸発のみを考慮(凝縮は無視)した 気相のみを解き、温度および比湿はパッシブスカラと して扱った。

$$\frac{\partial v_i}{\partial x_i} = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_j \partial x_j}$$
(2)

$$\frac{\partial T}{\partial t} + v_j \frac{\partial T}{\partial x_j} = \frac{1}{\text{Re} \cdot \Pr r} \frac{\partial^2 T}{\partial x_j \partial x_j}$$
(3)

$$\frac{\partial q}{\partial t} + v_j \frac{\partial q}{\partial x_i} = \frac{1}{\text{Re} \cdot \text{Sc}} \frac{\partial^2 q}{\partial x_i \partial x_i}$$
(4)

ここで、*vi、T、q*は速度ベクトル、温度、比湿であり、 Re、Pr、ScはReynolds数、Prandtl数、Schmidt数である。 また*P*は重力を加味した圧力である。

界面追跡法には、界面形状に合わせて境界適合格子 をステップごとに再構築するALE(Arbitrary Lagrangian-Eulerian Formulation)法を採用した。界面に おける境界条件として、速度場には応力のつりあいを、 温度場ならびに比湿場には全熱、潜熱、顕熱、放射熱 のつりあいを与えた。

図1に本計算で採用した計算領域を示す。x、y、z方 向をそれぞれ主流、スパン、鉛直方向として、気液界 面をはさんで上側を気相、下側を液相とした。領域サ イズは10cm×4.85cm×3.75cm、格子点数は201×98×181 とした。数値解法は有限差分法に基づくMAC法を用い た。本計算では初期気側一様流速を $U_{\alpha}$ = 5.0m/s、初期 気側摩擦速度を $u_{a}$ \*= 0.24m/sとした。初期気側一様流速 と気相高さに基づくReynolds数は3900である。また、 Prandtl数は気相が0.71、液相が4.72、気相比湿場の Schmidt数は0.55である。

初期の気相の温度を28℃、液相の温度を46℃とし、 気相の比湿を0.015g/gとした。また、温度場ならびに 気相比湿場の計算は時刻t=3.0sから開始した。



図 1. 計算領域。

#### 3. 結果および考察

はじめに、現実の風波乱流場が形成され、風波気液 界面を通しての熱輸送現象が再現されているかを確認 するために、気液界面を通しての潜熱輸送量に対する 顕熱輸送量の比で定義されるパラメータである、ボウ エン比 Bo を評価した(図 2)。図より、計算値は実験 値と良く一致しており、本計算により砕波(散液滴や 巻き込み気泡)を伴わない低風速条件下の風波乱流場 および輸送現象が良好に再現されていることがわかる。

図3に時刻t = 4.5sにおける界面における全熱フラックスの瞬間分布を示す。図中の赤色の点線は波頭の位置を示す。全熱フラックスは以下の式で算出した。

$$Q_T = k_w \frac{\partial T_L}{\partial \boldsymbol{n}}\Big|_i$$

ここで、kw は水の熱伝導率、TL は液相の温度、n は 界面の法線ベクトルである。全熱フラックスの分布に は、低フラックス領域にストリーク構造が確認でき、 また波頭の風下側においてもフラックスが低くなるこ とが確認できる。

(5)

図4に気液両相の渦度の瞬間分布を示す。渦度は赤色 が反時計周りの渦を、青色が時計周りの渦を示す。図 中の細い赤色の矢印と太い赤色の矢印は図3中のもの と対応しており、ストリークの位置を示す。図より、 細い矢印で示したストリーク構造は気相の渦構造との 関連性を示し、太い矢印で示したストリーク構造は液 相の渦構造との関連性を示すことが確認できる。この ことは、熱フラックスのストリーク構造が気液両相の 渦構造の影響を受けて形成されることを示唆する。な お、波頭の風下側における全熱フラックスの低下は、 剥離流により高温・高比湿な流体が滞留することに起 因すると考えられる。以上の考察より、風波気液界面 を通しての熱輸送は気液両相の組織的渦構造と風波形 状の影響を受けていることがわかる。

## 4. まとめ

本研究では、風波乱流場における気液両相の温度場 ならびに気相比湿場に対して DNS を適用することに より、気液界面を通しての熱輸送と気液両相の流動場 との関連性について調査した。その結果、気液界面を 通しての潜熱輸送量に対する顕熱輸送量の比であるボ ウエン比は実測値と良く一致し、本 DNS により現実 の風波乱流場および気液界面を通しての熱輸送現象が 良好に再現されることを確認した。また、風波気液界 面を通しての熱輸送は気液両相の組織的な渦構造と風 波形状の影響を受けることがわかった。

# 5. 参考文献

Komori, S. et al., (2010), Journal of Turbulence, 11, 1-20. Komori S. et al., (2011), GAS TRANSFER AT WATER

SURFACES 2010, Kyoto University Press, pp.78-89.

Large, G., Pond, S. (1982), Journal of Physical Oceanography, 12, 464-481.

Takagaki, N. et al., (2015), Physics of Fluids, 27, 016603.

# 6. 昨年度計算機資源の利用状況(2014年4月1 日~2015年3月31日、SX-9/A(ECO))

実行ユーザ数:3

CPU 時間 v\_deb: 388.84 hours, v\_cpu: 0.00 hours, v\_8cpu: 0.00 hours, v\_16cpu: 23,893.68 hours, 計: 24,282.52 hours



図3. 界面における全熱フラックスの瞬間分布。



図4. 気液両相の渦度の瞬間分布。