風波乱流場の直接数値シミュレーション*

(格子・計算領域依存性評価による計算精度の検討)

山本 義暢^{*1}, 切刀 資彰^{*2}, 佐竹 信一^{*3}

Direct Numerical Simulation of Wind-Driven Turbulent Flow (Investigation of the Computational Accuracy)

Yoshinobu YAMAMOTO, Tomoaki KUNUGI^{*4} and Shin-ichi SATAKE^{*4} Department of Nuclear Engineering, Kyoto University,
Yoshida, Sakyo-ku, Kyoto-shi, Kyoto, 606-8501 Japan

In this study, investigation of the effects of grid resolution and computational domain dependency on the DNS results of the wind-driven turbulent flow by means of direct numerical solution procedure for a coupled gas-liquid flow, i.e., MARS (Multi-Interfaces Advection and Reconstruction Solver) method, was conducted. Growing wind-driven surfaces, large computational domain size for the streamwise direction was demanded. On the other hand, the requirement computational domain size for the spanwise direction was closely linked with the typical wall turbulent structures consisted of the high and low speed streaks on the gas layer. The spectra of grown wind-driven surfaces follow the -4 power law. And the validities of the present DNS results, CASE 1 and 2 as the fully-developed wind-driven turbulent flows are revealed.

Key Words: DNS of Multiphase Turbulent Flow, Wind-Driven Turbulent Flow, Computational Accuracy

1. 緒 論

非圧縮性流体の運動を支配する Navier-Stokes 方程式に対し、人工的な付加項を用いずにその数値解を求める手法は直接数値シミュレーション(DNS, Direct Numerical Simulation)とよばれる。特に乱流の DNS は、計算機技術の急速な進歩と計算手法の高精度化・高度化に伴い、流体物理を基礎とする各種工学分野において、理論解析・実験室実験に加えて、第3の解析手法として確立し、乱流構造の解明、それに付随する乱流熱・物質移動さらには乱流モデルの評価等において、重要なツールとなっている。従来の直接数値計算においては、スペクトル法が適用可能な比較的単純な形状及び境界条件である、平行平板間乱流・一様等方性乱流等^{①, ②}に適用されることが多かったが、近年は有限差分法に基づき、バックステップ流^③、リブレット壁上の流れ^④等の複雑形状の単相乱流、さらには混相乱流の DNS^⑤に至るまで拡張が試みられている。筆者ら

も、切刀による MARS 法^⑥を基に、複雑に変形する気液界面を対象とした直接数値解析手法を確立し、風波乱流場(気液混相乱流場)の直接数値計算を行い、速度場に対する平均量及び基本的な乱流統計量を得ると共に、風波とせん断乱流場との相互作用等に関する考察を行ってきた^⑦。しかし、その直接数値解の普遍性及び実際の物理現象との対応性については、対比可能な高精度な実験室実験値は存在せず、未知な点が多いのが現状である。

一般に、数値解析においては、有限な計算領域及び計算格子を設定するため、これによる誤差を伴う。単相乱流の直接数値計算においては、乱れの最小スケールを解像できる格子解像度と乱れの最大スケールが捕獲できる計算領域を確保する必要性が指摘されている。

一方、気液混相乱流場である風波乱流場の直接数値計算においても、乱流に伴う渦運動に加え、界面変形に伴う運動あるいは、乱流及び界面変形の相互作用を支配する運動、を解析できる計算領域と格子解像度が必要であることは同様と考えられる。

そこで、本研究においては風波乱流場の直接数値解に対し、計算領域及び格子解像度による依存性を調べ、乱流統計量への影響及び風波と乱流構造との相互作用における空間支配スケールについて考察を行う。

* 原稿受付 2003年1月21日。

^{*1} 京都大学大学院, 日本学術振興会特別研究員(☎606-8501 京都市左京区吉田本町)。^{*2} 正員, 京都大学大学院工学研究科。^{*3} 正員, 東京理科大学基礎工学部(☎278-8510 野田市山崎2641)。

E-mail: kunugi@nucleng.kyoto-u.ac.jp

Table 1 Numerical condition

CASE	Re_τ	ρ_w/ρ_g	We	Domain $L_x \times L_y \times L_z$	Grid number $N_x \times N_y \times N_z$	Resolution $\Delta x^+, \Delta y^+, \Delta z^+$	T_0^+	T_m^+
CASE1	150	842.1	2.78	$10h \times 2h \times 5h$	$128 \times 164 \times 128$	11.72, 0.26-4.56, 5.86	4320	810
CASE2	150	842.1	2.78	$10h \times 2h \times 5h$	$256 \times 164 \times 256$	5.86, 0.26-4.56, 2.93	4210	800
CASE3	150	842.1	2.78	$6.4h \times 2h \times 3.2h$	$81 \times 164 \times 81$	11.85, 0.26-4.56, 5.93	3700	800

$Re_\tau = u_\tau h/\nu_g$: Reynolds number, u_τ : Friction velocity at air-liquid interface in initial condition, h : Gas Layer height, ν_g : Kinetic viscosity of air, ρ_w : Water density, ρ_g : Air density, $We = \rho_w u_\tau h/\sigma$: Weber number, σ : Coefficient of surface tension, $T_0^+ = T_0 u_\tau^2/\nu_g$, Computational time length from initial condition to fully-developed status, T_m^+ : Computational time length after fully-developed status

2 直接数値計算の概要

2・1 数値解析手法 本研究における数値解析手法は、気液混相乱流場の直接数値解析手法である MARS 法^{(6),(7)}に基づいている。MARS 法における基礎方程式は、表面張力効果を CSF モデル⁽⁸⁾により考慮し、非混合性及び非圧縮性を仮定した運動方程式及び連続式、そして界面輸送の方程式である。運動方程式及び連続式の数値解析手法は、気相側に流量一定の条件の下に、Fractional Step 法⁽⁹⁾を適用し、各項に Euler 陰解法、2 次精度中心差分を用いた。部分段階速度は反復 1 回のみの Jacobi 法を用いて求め、圧力ポアソン式の解法には ILUBCG 法を使用した。界面輸送に関しては、混相流の直接数値シミュレーション手法であり、PLIC(Piecewise Linear Interface Calculation)⁽¹⁰⁾の特徴である界面勾配を考慮しつつ質量及び体積の完全な保存性を有する流体率輸送法である MARS 法⁽⁶⁾により解いている。数値解析手法に関する詳細は文献(6), (7)を参考にされたい。

2・2 計算条件 図 1 に対象とした最大時間平均風速約 2m/s の風波乱流場における座標系と計算領域を示す。座標系は主流方向を x 軸、鉛直上向きに y 軸、スパン方向に z 軸とし、主流方向の平均流速を U 、乱れ成分を u 、鉛直、スパン方向の乱れ成分をそれぞれ v 、 w とした。流動状態は、表 1 に示すように前報⁽⁷⁾と同様であり、ここに Re_τ は初期条件における気液界面における摩擦速度(u_τ)と気相高(h)及び気相における動粘性係数(ν_g)に基づく乱流レイノルズ数、 ρ_w 、 ρ_g は液相及び気相の密度、 We は、初期状態の気液界面摩擦速度に基づくウェーバー数である。無次元化は、初期条件における気液界面における摩擦速度、気相側の動粘性係数により行い、これらにより無次元化された値を上付き添え字+で表記している。

計算領域及び格子解像度については、CASE 1 は前報⁽⁷⁾の計算条件、CASE2 は CASE 1 と同様の計算領域

Fig. 1. Computational domain and coordinate system

において水平方向にそれぞれ 2 倍の格子解像度を確保した状態、そして CASE3 は計算領域の依存性を調べるために CASE1 と同様の格子解像度において、計算領域を水平方向にそれぞれ、約 2/3 に小さくしたケースである。

格子解像度については、界面変動に基づく最小限の空間スケールは本来連続体レベルにまで達するものと考えられるがこれを考慮することは不可能なので、気相側の乱流運動を基準とした格子解像度を選定した。この時、解像度の低い CASE 1 及び CASE3 においても基本的な乱流運動に基づく渦運動をほぼ解像できる状態である^{(11), (12)}。

計算領域に関する依存性については、前報⁽⁷⁾の結果を考慮すると、界面波の影響により CASE1 の計算領域はやや不足しており、界面波の十分な発達を考慮できる計算領域を検証する上では、より計算領域の大きい状態を解析する必要がある。しかし本解析においては、計算機容量及び演算速度等の問題により、逆により小さい領域を考慮した状態を対象としている。従って計算領域に関しては、単相乱流における minimum flow units⁽¹³⁾と同様に、本計算領域が気液間相互作用を支配する最低限の空間スケール以上であることを確認することが目標となる。

風波の発達においては、気相側の乱流との相互作用を強く受けると考えられるので、初期条件については計算領域の一部を切り出す、あるいは補間する等の作業は行わず、気液界面は平坦とし、速度場には、各計算領域及び格子解像度に応じて十分に発達した乱流レイノルズ数 150 の開水路乱流場のデータ⁽¹⁴⁾を気相側に

Fig. 2 Instantaneous water surface behaviors, top view

与え、液相側にはその 100 分の 1 を気液界面から折り返して与えた。計算はこの初期条件から風波乱流場が十分に発達するまで乱流時間で約 $T_0^+=4000$ (約 40-60 万タイムステップ) 程度の時間積分を行い、その後の $T_m^+=800$ (約 8-10 万タイムステップ) 程度の時空間平均により、時間平均値及び乱流統計量の算出を行った。この時間スケールは、 T_0^+ においては、速度場において平均流が CASE1 及び 2 の計算領域を 80 回程度、 T_m^+ においては 16 回程度通過する時間スケールに相当し界面波移動等の時間スケール⁷⁾ 対しても十分に長い時間スケールであると言える。なお全ケースとも、初期条件から計算終了後における全質量の変化は $5 \times 10^{-5}\%$ 以下であり、計算領域、格子解像度の差に関係なく完

全な質量輸送が行われていることを確認している。計算は、全ケースとも日本原子力研究所東海研究所の VPP5000 を使用して行い、CASE2 の場合、32PE に対し容量 74GB 程度、1 タイムステップあたり約 30 秒 ($\times 32$) 程度の計算時間を要した。

3. 計算結果

3・1 気液界面形態 図 2 に各ケースにおける、任意の瞬間の気液界面形状を示す。前報⁷⁾ 同様、全ケースとも水平方向に大きく広がった鱗状の水面波の存在が確認できる。海洋における風速 2m/s の状態は、

Fig. 3 VOF function distributions, near interface

Fig. 4 R.M.S. of VOF function distributions, near interface

気象庁による風力階数表によると、水面が鱗のようなさざ波ができる風力係数 1 あるいは 2 の状態に相当し、本計算結果は、これによく当てはまる。しかし、CASE3 の界面波は、左隅 1 個所に集中して存在しており、これは主流方向の計算領域が小さいため、界面波自身で共振し合い、計算領域を 1 波長とする波にまで成長してしまったためと考えられる。そして前報の同様、全ケースともこれらの水面波は、風波乱流場の発達とともに成長、減衰を繰り返すものの、定常的に出現しており、流下方向へ移流する様子が観察された。また可視化により目算した最大波高は CASE1、及び 2 は $\eta^+ = 15$ 程度であり、CASE3 は、20 程度であった。

3・2 界面波の統計的特性 図 3 及び 4 に液相側の体積率 (VOF 値) F_2 の平均分布とその乱れ強度分布を示す。これらの値は、気液界面の平均分布と界面変動分布に比例するものと考えられる。計算領域が同じ CASE1 と 2 は平均値、変動強度とも解像度の違いに関わらずよく一致している。このことは、風(乱流)から波へのエネルギー供給が、平均流及びせん断乱流場特有の縞構造といった大規模スケールの運動と風波との直接的な相互作用を通して行われることを示唆しており、前報の可視化により観察された結果と一致する。一方、計算領域が小さい CASE3 は平均値及び変動強度共に、分布形が異なっている。これは CASE3 の波形分布が CASE1 及び CASE2 の波形分布と異なり

かつ波高がより大きいことを示しており、可視化結果と一致する。

3・3 主流方向スペクトル分布 図 5(a)及び(b)に、初期界面位置付近 $y^+ = 149.8$ における主流方向へのエネルギー Spektral を示す。図 5(a)は、各ケースにおける VOF 値のエネルギー Spektral である。VOF 値のエネルギー Spektral は、本計算手法の MARS 法における界面輸送精度と大きく関わりがあると考えられるのでその物理的考察には注意を払う必要があるが、図 5(a)の高波数領域において、各ケースとも同様の分布形を示しかつ、解像度を変化させても変化が見られないことから、数値解析手法による影響は少ないものと考えられる。上記のように界面変動の Spektral 分布は、高波数領域においては、格子解像度・計算領域に関わらず、各ケースとも $7/3$ 乗則に従う分布形を示しているが、低波数領域においては、計算領域の差による差異が生じているのがわかる。計算領域が大きい CASE1 及び 2 においては、界面における鱗状の水面波の大きさに相当する波数領域(実空間では乱流長さスケールで 300 程度)から 4 乗則に従う領域が存在するのに対し、計算領域の小さい CASE3 においては、2 つ、ないし 3 つの大きなピークからそのまま $7/3$ 乗則に従う領域に推移している。この低波数成分における 4 乗則については、大きな鱗状の界面波の波形勾配及び変動幅の特性によるものと考えられる。そして、高波数成分における $7/3$ 乗則に関しては、せん断乱流場(気相乱流)の影響を受け $5/3$ 乗則に近い勾配を示しているものと考えられる。

野外観測及び実験室実験においては、発達した状態において 3 次元的空间分布を持つ界面波が出現することが知られている。またその界面変動の Spektral 分布は、Kawai による野外観測データ⁽¹⁵⁾によると、砕波を伴わない発達しつつある風波においては、4 乗則が成立することが示されており、また室内実験においても、かなり発達した風波において本計算と類似の鱗状の形をした界面波の存在と、その Spektral 分布において 5 あるいは 6 乗則が成立することが示されている⁽¹⁶⁾。このことから、風波乱流場の界面変動における低波数分布は界面波形分布の影響を強く受け、この界面波からのエネルギーカスケード(特にスパン方向への発達)は、4 乗ないしこれに近い値を示すと推察される。

一方本研究の計算結果においても、鱗状の大規模な界面波が出現しており、この界面波の大きさに相当する領域における界面変動分布が、4 乗則に近い値を示しており、CASE1 及び 2 における風波が発達したも

Fig 5(a) 1-D Energy spectra of VOF function, streamwise

Fig 6(a) 1-D Energy spectra of VOF function, spanwise

Fig 5(b) 1-D Energy spectra, streamwise

Fig 6(b) 1-D Energy spectra, spanwise

Fig 5(c) Two-point correlations, streamwise separations

Fig 6(c) Two-point correlations, spanwise separations

Fig.5 Streamwise energy spectra and tow-point correlations

のであることを示唆していると考えられる。但し、本計算結果における4乗則を示す領域は観測結果及実験結果等と比べると、比較的小さい領域である。これは、CASE1 及び 2 においても計算領域が十分に大きくないことが原因と考えられる。また、本来保存形である界面輸送方程式に派生する界面変動が散逸的特性を示すのは、風波の発生原因である気流側の乱流の強い散逸効果に起因すると考えられる。しかし、本研究においては比較的低レイノルズ数の乱流場であるためこの領域が小さくなる要因の一つと考えられる。そして、風波の空間的な発達、計算領域が小さいため不十分

な CASE3 は、-4 乗則を示す領域が現れないものと考えられる。

図 5(b), (c)は CASE2 における速度成分の主流方向エネルギー Spektrum 及び 2 点間相関係数分布である。界面変動領域においては、水平面内に気相・液相が分布しているため、これらを区別せずに算出したエネルギー Spektrum 及び 2 点間相関係数の評価には注意を要する。図 5(b)に示す速度場のエネルギー Spektrum においては、界面近傍の乱流場が通常のせん断乱流場と異なり、界面変動と同様の4乗則を示し、界面近傍の乱流構造が風波との相互作用の影響を強く受けていることを示唆している。また図 5(c)の 2 点間相関係

Fig.6 Spanwise energy spectra and tow-point correlations

数の分布においては、主流方向変動流速の相関係数は、主流方向計算領域の半分程度を1波長とする大規模な界面波の影響を強く受けていることがわかる。主流方向成分に顕著にこの特徴が表れる原因は、気液両相を考慮した平均速度を用いているため、実際の乱れに加え、気液間の速度差も加わり、見かけ上乱れが大きくなっているためと思われる。

3・4 スパン方向スペクトル分布 同様に図6(a)及び(b)に、界面変動領域 $y^+=149.8$ におけるスパン方向へのエネルギースペクトル、図6(c)にスパン方向への2点間相関係数の分布を示す。スパン方向のエネルギースペクトルの分布は主流方向へのエネルギースペクトル分布とは異なり、計算領域・格子解像度の差に関わらず、ほぼ同一の分布形を示し、低波数においては、 $5/3$ 乗則に従っている。これは、風波のスパン方向への発達には、主流を伴わない、低速・高速の縞構造を有する気相側の壁乱流の影響を強く受け、最も計算領域の小さい CASE3 においてもこの乱流運動は十分に再現できているためと考えられる。つまり、風波の発達においては、主流方向においては、平均流及び乱流境界層厚との相互作用を受け、平均流レベルの大規模な構造が主因であるのに対し、スパン方向へは気相側のせん断乱流場のスケールである程度発達するものと考えられる。また図6(c)に示す2点間相関係数分布においては、スパン方向に界面波が2個程度存在することがわかり、可視化結果と一致する。

以上より、風波乱流場における界面波形成に対する、格子及び計算領域依存性を比較した結果、CASE1 及び CASE2 における風波乱流場は、計算領域が十分ではないものの、実現象で確認されている「3次元的なさざ波が発生する発達した風波乱流場」と類似の発達した風波を形成しており、風波の発達の物理過程における最低限の要素を備えているものと言える。また界面変動については、比較的大規模な成分が主因であり、高波数変動の影響は少ないと考えられる。一方、計算領域の小さい CASE3 は、主流方向への風波の発達が不完全で、周期境界条件の影響により、界面波が共振している状態と思われる。

3・5 平均量及び乱流統計量分布 図7及び8に各ケースにおける平均流速分布及び乱流強度分布を示す。平均流速分布、スパン方向及び鉛直方向の乱れ強度においては、全ケースとも、計算領域・格子解像度の差に関係なく比較的良好に一致している。これは、界面変動の主因である低波数(大規模)の波(鱗状の界面波)の形成が、平均流及び縞構造といったマクロな値により支配されており、気液界面を通しての乱流輸送もカスケード的ではな

Fig7 Mean velocity profiles

Fig8 Turbulent intensity profiles

Fig9 R.M.S. of pressure, near interface

く、この大規模構造を通して直接的に水相側に伝達されるためと考えられる。そのため界面波と気相乱流との相互作用関係を大幅に変えるぐらい界面波が成長あるいは減衰しない限り、界面波の形成に直接的には影響しない統計量等の分布は類似の傾向を示すものと思われる。ただし、最も風波の影響を受けやすい主流方向の乱れ強度は、計算領域の小さい CASE3 が、界面波の共振による過大成長の影響を受け最も大きくなっている。

図9に界面近傍における圧力変動強度の分布を示す。なお本計算条件においては、気液間の密度差が1000倍近いため、圧力変動に関しては、液相側の密度(ρ_w)により無次元化している。計算領域が等しいCASE1と2を比較すると解像度が低いCASE1が界面領域においてやや大きくなっている。また主流方向乱れ強度と同様に計算領域の小さいCASE3は、CASE1及び2の2倍近い値となっている。この原因は、主流方向乱れ強度と同様の原因と思われる。

以上を考慮すると、風波乱流場の数値計算においては、気相側のレイノルズ数、気液密度比等の関係から、発生する最も大規模な界面波の波高・波速等を予測できれば、数値計算において界面変動を直接計算せず、界面波を一定速度・一定波高で移動する固定床としたモデル計算においても妥当な解が得られるものと考えられる。しかし、波高・波速は気液間相互作用により決定されかつ、時空間に変動するので、これを理論的に見積もることは困難であり、実験値を援用するのも難しいと思われる。従って本計算手法のような、気液間相互作用及びそれに基づく界面変動を陽的に計算する手法が必要不可欠と考えられる。

4. 結 論

本研究においては、MARS法に基づく風波乱流場の直接数値解に対し、計算領域及び格子解像度の変化による、界面波の発達及び乱流統計量への影響、風波と乱流構造との相互作用における空間支配スケール等について考察を行い、以下の知見を得た。

1. 実験室実験及び現地観測と同様に、本計算手法に基づく砕波を伴わない発達した風波乱流場においては、鱗状をした大規模な3次元的な界面波が現れ、界面変動のエネルギースペクトルは4乗則に従う。
2. 発達した風波においては、界面波形成・乱流輸送に対して、高波数の界面変動は不活性であり、気相側の乱流スケールに基づく格子解像度を用いた計算で十分に解析できる。
3. 風波の発達においては、主流方向の計算領域の影響が大きく、スパン方向へは気相側のせん断乱流場の空間スケールで発達する。
4. 主流方向の計算領域の小さい計算においては、風波の発達が不十分となり、計算領域を波長とする風波が形成され、界面波の共振が起こり、

界面変動、主流方向の乱れ強度及び圧力変動を過大評価する。

5. 本計算結果におけるCASE1及びCASE2のDNS解は、風波乱流場におけるminimum flow以上であると言える。つまり、風波乱流場のDNSにおける最低限の必要要素(乱流及び混相流)に対する直接数値解析手法の適用⁹⁾、及び結論2及び3に指摘した界面波の発達及びそれに伴う気液間相互作用を支配する力学過程における空間スケールの包括以上のものを備えていると考えられる。

本研究は特別研究員奨励費(No. 200103393)の援助を受けて行われた。記して謝意を表する。

文 献

- (1) 例えば, Kim, J., et al, J. Fluid Mech, 177, (1987), pp.133-166.
- (2) 例えば, Basdevant, C., J. Comp.Phys., 50, (1983), pp.209-214.
- (3) Le, H., et al, Proc. 9th Turbulent Shear Flows, Kyoto, 2, (1993), pp.13.2.1-13.2.5.
- (4) Choi, H., et al, J. Fluid Mech., 262, (1994), pp.75-110.
- (5) Kajishima, T., et al, JSME Int. J., Ser. B, 44, (2001), pp.526-535.
- (6) 切刀, 機論B編, 63-609(1997) pp.1576-1584.
- (7) 山本ら, 機論B編, 68-665(2002), pp.63-71.
- (8) Brackbill, J.U. et al, J. Comput. Phys., 100-2 (1992) pp.335-354.
- (9) Chorin, A.J., Math. of Comput., 22 (1968) pp.745-762.
- (10) Youngs, D.L., Numerical Methods for Fluid Dynamics, Academic Press, (1989) pp.112-152.
- (11) 鈴木・河村, 機論B編, 60-578(1994) pp.3280-3286.
- (12) 永翁, 機論B編, 65-632(1999) pp.1318-1325.
- (13) Jimenez, J. and Moin, P., J. Fluid Mech., 225 (1991) pp.213-240.
- (14) Yamamoto, Y., et al., J. Turbulence, 2 (2001) 010 pp.1-16.
- (15) Kawai, S., J. Fluid. Mech., 93, (1979), pp.661-703.
- (16) Siddiqui, M.H.K., et al, Physics of Fluids, 13 (7) (2001), pp.1891-1903.