

超臨界圧条件下における遷臨界乱流境界層の高精度シミュレーション

河合宗司 (宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所)

High-fidelity numerical simulation of transcritical turbulent boundary layers at supercritical pressures

by

Soshi Kawai (ISAS/JAXA)

Abstract

This paper proposes a numerical strategy that is robust and high-order accurate for enabling to simulate transcritical turbulent boundary layers at supercritical pressures. The method is based on introducing artificial density diffusion in a physically-consistent manner in order to capture the transcritical thermodynamic jump robustly, while solving a pressure evolution equation to achieve pressure equilibrium. The unique thermodynamic and transport properties (real fluid effects) are tabulated by using NIST database, and the tabulated look-up table is used to estimate accurate thermodynamic and transport properties in the simulation. Direct numerical simulation of transcritical turbulent boundary layers at supercritical pressures is conducted, and unique and interesting interactions between the real fluid effects and wall turbulence and its turbulent statistics are reported.

Keywords: direct numerical simulation, supercritical flow, transcritical state, turbulent boundary layer

1. Introduction

液体ロケットエンジン開発において、燃焼室の再生冷却技術の確立やその予測技術の向上は、信頼できるエンジンを設計する上での重要課題の一つである。この再生冷却流路内の極低温水素は、超臨界圧条件下 (パラ水素の臨界圧は $p_c = 1.28377\text{MPa}$) にあり、非理想性が強い超臨界流体としての特性を持っている (図1)。また流路内は発達した乱流境界層となっており、「超臨界流体における乱流境界層」の予測技術は重要な研究テーマとなる。その他にも超臨界流体の応用例として、超臨界流体を作動流体とする高効率化を図った超臨界蒸気タービンやヒートポンプの冷媒等が挙げられ、これらについても液体ロケットエンジン同様に「超臨界流体における乱流境界層」の予測は重要なテーマとなる。

この超臨界流体の特徴的な振る舞いとして、圧力一定の条件下で定圧比熱 c_p が最大となる擬臨界温度 (T_{pc} : 図1中の赤点線) をまたいで界面流体のように熱力学物性や輸送係数が急激に変化する、すなわち理想流体から大きく逸脱することが挙げられる。この擬臨界温度をまたぐ条件を本研究では遷臨界条件と呼び、この遷臨界条件を乱流境界層内に有する境界層を遷臨界乱流境界層と呼ぶことにする (図1中の青矢印)。図2は、超臨界圧条件下におけるパラ水素の密度と c_p の温度依存性を示したものであり、この擬臨界温度をまたいで、 c_p や比熱比 γ は急激に上昇する一方、密度や熱伝導係数、動粘性係数は急激に減少する。

この「超臨界流体における乱流境界層」における工学的興味は、乱流熱伝達特性や摩擦応力特性となるが、興味深い事に、このような工学的諸量につい

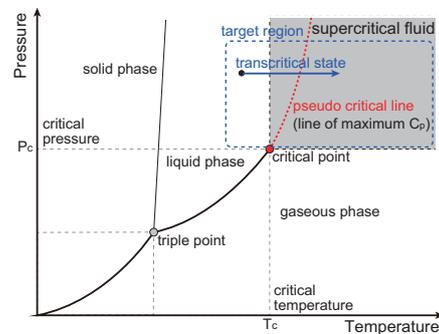


Figure 1: Pseudo-critical temperature and transcritical condition on a phase diagram.

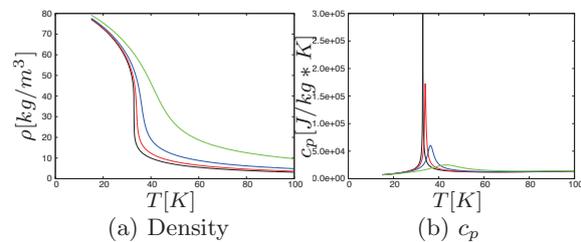


Figure 2: Variable thermophysical properties for para-hydrogen. $p = 1.2858\text{MPa}$ (Black); 1.5MPa (red); 2.0MPa (blue); 4.0MPa (green).

ても、擬臨界温度をまたいで大きく変化することが実験的に示されている。しかし、高圧環境下での実験計測では、境界層内の速度や温度、乱流統計量分布の計測は非常に困難であり、壁面での乱流熱伝達特性を流体现象として理解するためには、乱流境界層の速度や温度、乱流統計量、また非線形な振る舞いをする熱力学物性と乱流との相互干渉現象の詳細な理解が急務となる。

信頼できる境界層内の速度や温度、乱流統計量データが存在しない「超臨界流体における乱流境界層」の現状を考えると、直接数値計算 (DNS) は、

非常に魅力的である。しかし現状、「超臨界流体における乱流境界層」、その中でも乱流熱伝達特性や摩擦応力特性という観点から特に重要となる遷臨界乱流境界層について、最もシンプルな遷臨界平板乱流境界層の DNS や LES であっても、驚くことに著者の知る限り報告例は存在しない。これは遷臨界条件での急激な熱力学物性変化により、数値振動がおき計算がしばしば不安定となるからだと本研究結果より推測する (第 3 章にその実例を示す)。

このような現状の中、本研究では超臨界流体における遷臨界平板乱流境界層をターゲットとし、高次精度空間差分法 (6 次精度コンパクト差分法) を用いた超臨界流体計算手法を確立し、圧縮性 Navier-Stokes 方程式の直接数値解析 (DNS) を実施する。本 DNS は、著者の知る限り世界で初めての遷臨界平板乱流境界層解析であり、本研究で詳細な乱流統計量を提供し、非線形な振る舞いをする熱力学物性と乱流との相互干渉現象を詳細に解析する。解析対象とする計算条件領域は、図 1 中の青点線で囲まれた、超臨界流体特有の振る舞いにより理想流体から大きく逸脱する超臨界圧条件下における擬臨界温度をまたいだ遷臨界条件である。

2. Challenges in transcritical simulations

保存型の圧縮性流体方程式を用いて急激な熱力学物性変化を伴う“界面”を数値的に捕獲すると、界面の物理的条件 (速度平衡や圧力平衡) を乱す非物理的な数値振動が発生する [1]。本研究で行う遷臨界条件での超臨界流体解析でも同様の現象が発生し (後に示す)、計算の不安定化や数値振動が乱流に干渉してしまうため、この非物理的な数値振動を起こさない計算法の確立が不可欠となる。以下では、まず数値振動を起こさず、速度・圧力平衡を保つことを可能とする数値解析法について 2.1. 節および 2.2. 節で述べ、その後、非理想性が強い超臨界流体の熱力学物性や輸送係数の取り扱いを 2.3. 節で述べる。また 2.4. 節では本提案手法のまとめを記す。

2.1. Velocity equilibrium

本研究では、圧縮性 Navier-Stokes 方程式の直接数値解析 (DNS) を行う。この際、用いる密度および運動量の支配方程式は以下となる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} + p \boldsymbol{\delta} - \boldsymbol{\tau}) = 0. \quad (2)$$

ここで、 $\boldsymbol{\tau}$ は粘性応力テンソルである。

遷臨界条件では、急激な熱力学物性変化により (図 2)、わずかな温度変化により密度が 10 倍以上も急激に変化する。本研究では、この“界面”のような遷臨界条件での急激な密度変化を数値的に安定に捕獲するため、密度の式の右辺に数値的な密度拡散項、 $\nabla \cdot (\mathcal{A}_\rho)$ を付加する [2, 3]。ここで、

$$\mathcal{A}_\rho = \chi_{\text{art}} \nabla \rho, \quad \chi_{\text{art}} = C_\chi \frac{c_s}{\rho} \left| \sum_{l=1}^3 \frac{\partial^4 \rho}{\partial \xi_l^4} \Delta \xi_l^4 \Delta_{l,\chi} \right|, \quad (3)$$

であり、 C_χ は無次元定数であり (詳細は第 46 回流体工学講演会論文集を参照)、他の表記に関しては Kawai [3] (Appendix B.) を参照頂きたい。本密度拡散項は、LAD 法 [4, 5] と同様に、高階微分とガウシアンフィルター (スムージング) による定式化を用いることで、本密度拡散項は密度の数値的な不連続面で自動的にアクティブになり、その他の領域では $\mathcal{A}_\rho \approx 0$ となるよう設計されている。

ここで注意すべき点は、著者等が示してきたように [2, 3]、何も考えずにこの密度拡散項を導入すると物理的な速度平衡を保てず、非物理的な振動が発生してしまうことである。簡単のため 1 次元非粘性流体を考え、 n 時間ステップ時に速度・圧力は一定とすると、 $n+1$ ステップ時の密度と運動量は以下のように求められる。

$$\rho^{n+1} = \rho^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} D^{\mathcal{L},i} [\rho u - \mathcal{A}_\rho] \quad (4)$$

$$(\rho u)^{n+1} = (\rho u)^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} u D^{\mathcal{L},i} [\rho u]. \quad (5)$$

$D^{\mathcal{L},i}$ は、任意の精度を持つ線形スキームを示している。ここで、運動量の式の右辺に $\nabla \cdot (\mathcal{A}_\rho \mathbf{u})$ を付加すると、密度と運動量の式から $u^{n+1} = u^n$ を導くことができる。すなわち首尾一貫した項を運動量の式に付加することで、速度平衡を保つ事が可能なことを示している [2, 3]。本研究では密度拡散項を付加しつつ速度平衡を維持する、本手法を用いる。

2.2. Pressure equilibrium

圧力平衡の維持に関しては、代表的な手法としてエネルギーの式を解かずに、理想流体で $1/(\gamma-1)$ の移流方程式を解く方法 [1] や非保存型の質量分率を解く方法、圧力の時間発展方程式を解く方法 [6] 等が提案されている。多成分流体では γ の移流を解く方法が広く使われているが、本研究で取り扱う超臨界流体では、状態方程式の定式化が困難なため (次節でも示す)、これらの手法を用いることは困難である。そこで本研究では、より一般的な状態方程

式に対しても圧力平衡を満たすことが可能な、エネルギーの式の代わりに圧力の時間発展方程式を解く方法を用いる。

本研究で対象とする単成分流体の圧力の時間発展方程式は、圧力を一般的に $p = f(\rho, e)$ (e は内部エネルギー) と記述して、その対流微分をとることで導出できる。非粘性流れに関しては参考文献 [6, 7] に、粘性流れについては参考文献 [8] で導出されている。用いる粘性流れに対する圧力の時間発展方程式は、

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla p + \rho c_s^2 \nabla \cdot \mathbf{u} - \frac{\alpha_p}{c_v \beta_t} \left[\frac{1}{\rho} \{ \boldsymbol{\tau} : \boldsymbol{\tau} \nabla \otimes \mathbf{u} - \nabla \cdot \mathbf{q} \} \right] = 0. \quad (6)$$

ここで \mathbf{q} は熱流束ベクトルである。また c_v は定積比熱、 α_p は熱膨張率、 β_t は等温圧縮率、 c_s は音速である。式 (6) から明らかのように、非粘性流体では、あるタイムステップ n において速度平衡・圧力平衡が満たされていれば、 $p^{n+1} = p^n$ となり、どのような状態方程式でも、また本研究のようにデータベース参照を行う場合であっても、圧力平衡を満足できる。ここで示した圧力の時間発展方程式 (6) と参考文献 [8] 中の圧力の式 (式 30) では、粘性拡散項の形が異なっているが、正しくは本式 (6) であることに注意されたい [9]。

2.3. Real fluid effects

超臨界流体、特に遷臨界流体では、状態方程式や熱力学物性のモデル化 (非理想性のモデル化) も数値スキームと並んで非常に重要な要素となる。液体ロケットエンジン関連では 3 次型状態方程式として知られる Soave-Redlich-Kwong (SRK) や Peng-Robinson (PR) 状態方程式モデルが良く用いられているように思われる。また粘性係数や拡散係数では、Chung *et al.* や Ely and Hanley のモデルが、現状良いモデルと見なされている。

図 3 は、圧力 4MPa 下のパラ水素における、SRK 状態方程式モデル+Chung *et al.* 輸送係数モデル、NIST データをテーブル化し、そのテーブル参照を行う方法および NIST データベースとの、熱力学物性や輸送係数の温度依存性を比較している。本研究でターゲットとしている遷臨界条件では SRK モデルや Chung *et al.* のモデルの精度がかなり悪いことが分かる。本研究では、既存モデルの擬臨界温度付近での精度の悪化を考慮し、事前にテーブル化した NIST データを計算内でテーブル参照する方法 (図

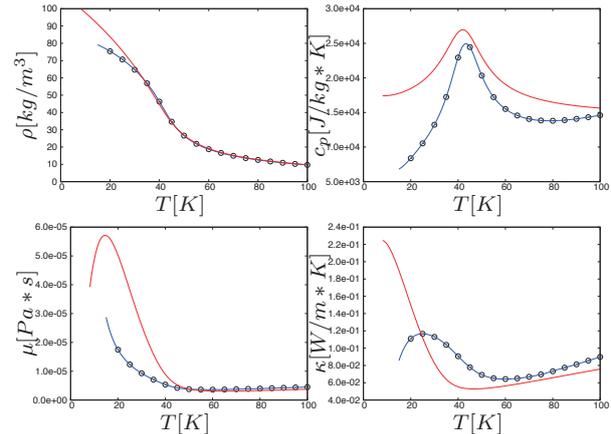


Figure 3: Variable thermophysical and transport properties for para-hydrogen at $p = 4.0\text{MPa}$. circles, NIST data; blue, tabulated look-up method; red, SRK EoS with Chung's transport coefficients.

3 中の青線の方法) を採用する。具体的には、支配方程式 (1), (6) により得られる ρ および p を引数とし、テーブル参照することで、計算中で使用する T , c_v , c_s , α_p , β_t , μ , κ 等の熱力学物性や輸送係数を算出する方法を用いる。

2.4. Summary of the proposed approach

本研究で提案する超臨界圧条件下における遷臨界乱流境界層の高精度シミュレーションを可能とする手法は、支配方程式として、圧縮性流体に対する保存型の連続の式および運動量の式、および圧力の時間発展方程式を用い、遷臨界条件特有の大きな密度ジャンプを数値的に安定に捕獲し、かつ速度平衡を保つ 2.1. 節で示した人工密度拡散項を導入する:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = \nabla \cdot (\mathcal{A}_\rho), \quad (7)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} + p \boldsymbol{\delta} - \boldsymbol{\tau}) = \nabla \cdot (\mathcal{A}_\rho \mathbf{U}). \quad (8)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla p + \rho c_s^2 \nabla \cdot \mathbf{u} - \frac{\alpha_p}{c_v \beta_t} \left[\frac{1}{\rho} \{ \boldsymbol{\tau} : \nabla \otimes \mathbf{u} - \nabla \cdot \mathbf{q} \} \right] = 0. \quad (9)$$

また支配方程式から得られる ρ および p を元に、NIST データのテーブル参照を行い、計算で使用する T , c_v , c_s , α_p , β_t , μ , κ を算出する。

支配方程式の空間離散化には 6 次精度コンパクト差分法を用い、時間積分法には陽解法である 3 階 3 次精度の TVD Runge-Kutta 法を用いる。また計算安定化のため、8 次精度の low-pass フィルターを用いる ($\alpha_f = 0.495$)。遷臨界乱流境界層の DNS 解析における時間刻み幅は $dt * c_{s,\infty} / \delta_0 = 0.0004$ とし、最大の CFL 数はおおよそ 0.7 である。

3. Capability for transcritical flows

本章では、遷臨界乱流境界層の DNS 解析を議論する前に、遷臨界条件下での 1 次元非粘性移流問題を考え、本手法の有効性を示す。遷臨界乱流境界層解析と同様の超臨界圧パラ水素を対象とし、圧力 $p = 2\text{MPa}$ および 4MPa の 2 ケースについて、速度 $u = 0.25$ として、計算領域 $0 \leq x < 1$ に対して、密度を $0.25 \leq x \leq 0.75$ の領域では $\rho = 70[\text{kg}/\text{m}^3]$ 、その他の領域ではそれぞれ $\rho = 5$ および $10[\text{kg}/\text{m}^3]$ とする。温度はそれぞれの領域で $p = 2\text{MPa}$ では $T \approx 23.2$ および $97.4[\text{K}]$ 、 $p = 4\text{MPa}$ では $T \approx 25.6$ および $97.2[\text{K}]$ となり、擬臨界温度をまたいだ遷臨界条件となる。格子点数は計算領域に対して 200 点 ($\Delta x = 0.005$) とし、周期境界条件を用いた。

図 4 は $p = 4\text{MPa}$ のケースにおける、第 2 章で示した本研究での提案手法、および圧力の時間発展方程式 (9) に代わって、エネルギーの式を解いたケース、またそれらと厳密解との比較を示している。2.2 節で述べたように、エネルギーの式を用いることにより、密度・温度界面での圧力平衡が保たず、圧力に非物理的な振動が発生する。またその影響により他の密度や温度、速度まで非物理的な振動が発生している (図 4 中赤線)。一方、本提案手法 (青線) を用いることで、遷臨界条件特有の大きな密度ジャンプを数値的に安定に捕獲し、かつ速度・圧力平衡を満たすことが可能となる。またここでは示さないが、 $p = 2\text{MPa}$ のケースでも本提案手法は同様に良い結果を示した。一方で、エネルギーの式を用いる手法では、非物理的な振動により計算が発散したことを言及しておく。このように、本手法は遷臨界条件下における超臨界流体の高精度シミュレーションに非常に有効であることが分かる。

このエネルギーの式を用いることによる圧力の非物理的な振動は、本研究対象である遷臨界乱流境界層解析でも確認されている。詳細は省略するが、図 5 は加熱壁面により加熱され、境界層内で擬臨界温度をまたぐ超臨界圧パラ水素の遷臨界乱流境界層であり、 $y^+ \approx 20$ の壁面に並行な面における圧力と温度を示している。本提案手法は、圧力振動も無く遷臨界乱流境界層を計算できているのに対し、従来のエネルギーの式を解く手法では、擬臨界温度をまたぐ遷臨界界面で比較的強い非物理的な圧力振動が発生し、またこの圧力振動により非物理的な速度擾乱が発生することも確認した。

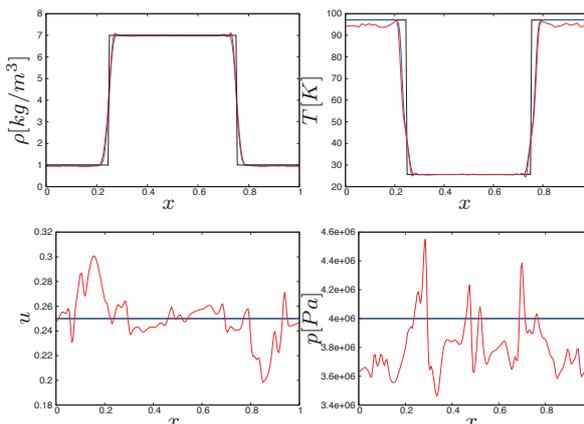
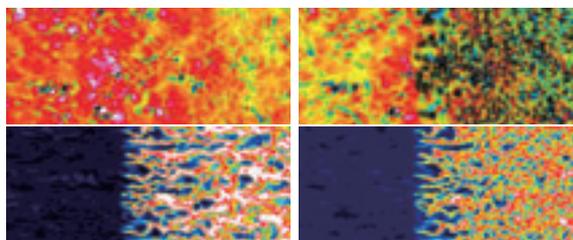


Figure 4: 1D transcritical interface advection in uniform flow at $t = 4$ with $C_x = 0.1$. Black, exact; blue, present method; red, total-energy-based method (solving Eqs. 7,8, and total energy equation with tabulated NIST look-up method).



(a) Present method (b) Energy-based solver

Figure 5: Proposed method and conventional total-energy-based solver on a heated transcritical turbulent boundary layer. Pressure contours ($3.8 \times 10^6 \leq p \leq 4.5 \times 10^6$ [MPa]) (on top) and temperature contours ($25 \leq T \leq 50$ [K]) (on bottom) in wall-parallel plane at $y^+ \approx 20$.

4. Transcritical turbulent boundary layers

本章では、以上で構築した超臨界圧条件下における遷臨界流体の高精度シミュレーションを可能とする手法 (2.4 節参照) を用いた、超臨界圧パラ水素の遷臨界乱流境界層の直接数値計算 (DNS) について議論する。計算条件は、流入の超臨界圧パラ水素の温度を $T_\infty = 25\text{K} < T_{pc}$ とし、壁面温度を $T_w = T_{heat} = 100$ および $200\text{K} > T_{pc}$ と設定する高温壁により加熱する完全発達した乱流境界層とする。 $T_\infty < T_{pc} < T_w$ 条件より、発達した乱流境界層内部で擬臨界温度をまたいだ遷臨界条件の解析となる。圧力は超臨界圧である $p = 4\text{MPa}$ および $2\text{MPa} > p_c (= 1.28377\text{MPa})$ とし、一様流マッハ数を $M_\infty = 0.3$ とした。

本 DNS では、図 6 に示すように、非加熱壁を

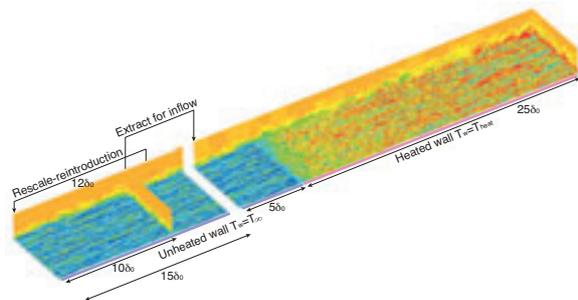


Figure 6: Direct numerical simulation of transcritical heated para-hydrogen turbulent boundary layer under supercritical pressure conditions. Mach number contours in side, cross, and wall-parallel (at $y^+ \approx 20$) planes.

持ち発達した $T_w = T_\infty = 25\text{K}$ の超臨界乱流境界層を計算し、加熱壁を持つ計算領域の流入境界条件を作る領域 (図 6 左), および加熱壁 $T_w = T_{\text{heat}}$ を持つ遷臨界乱流境界層計算領域 (図 6 右), の 2 つの計算領域を並行して実施する. 加熱壁を持つ遷臨界乱流境界層の領域では, $0 \leq x/\delta_0 < 5$ では非加熱壁 $T_w = T_\infty$ とし, $5 \leq x/\delta_0$ では加熱壁条件 $T_w = T_{\text{heat}}$ とする (ここで δ_0 はおおよそ遷臨界乱流境界層 DNS 領域における流入位置での 99% 境界層厚さ). 計算領域は流れ方向 (x) に, 流入条件計算用領域では $15\delta_0$, 遷臨界乱流境界層領域では $30\delta_0$ とした (下流には大きなバッファ層を設置し, 境界からの反射を防いでいる). また両計算領域共に, 壁面垂直方向 (y) に $10\delta_0$ (そのうち y 方向遠方境界 $6.6\delta_0$ はバッファ層), スパン方向 (z) 領域は $6\delta_0$ とした. スパン方向は周期境界条件を用い, 壁面境界条件は non-slip, 壁面垂直方向に圧力勾配無し条件を課し, 壁温度を T_w に設定する.

加熱壁面を持つ計算領域の流入境界 (非加熱壁 $T_w = T_\infty$ 計算領域の $x/\delta_0 = 10$ 位置) に基づくレイノルズ数は $Re_\theta = \frac{\rho_\infty U_\infty \theta_0}{\mu_\infty} \approx 1,000$, $Re_\tau = \frac{\rho_w u_\tau \delta_0}{\mu_w} \approx 400$ である ($u_\tau = \sqrt{\tau_w / \rho_w}$). ここで注目すべきは, Re_θ の値に対して Re_τ が比較的高い値となることである. これは超臨界流体の非理想性のため, 擬臨界温度付近で動粘性係数 $\nu = \mu / \rho$ が最小となるためであり, $T_w = T_\infty < T_{pc}$ である非加熱壁条件では, 加熱壁条件 $T_w = T_{\text{heat}}$ 部よりも高レイノルズ数となる.

図 6 に示す, 超臨界圧パラ水素の加熱壁面を有する遷臨界乱流境界層の DNS では, 4.1. 節で解析した格子解像度による影響より, 本 DNS 解析で用いた格子解像度は, 最も条件の厳しい (最もレイ

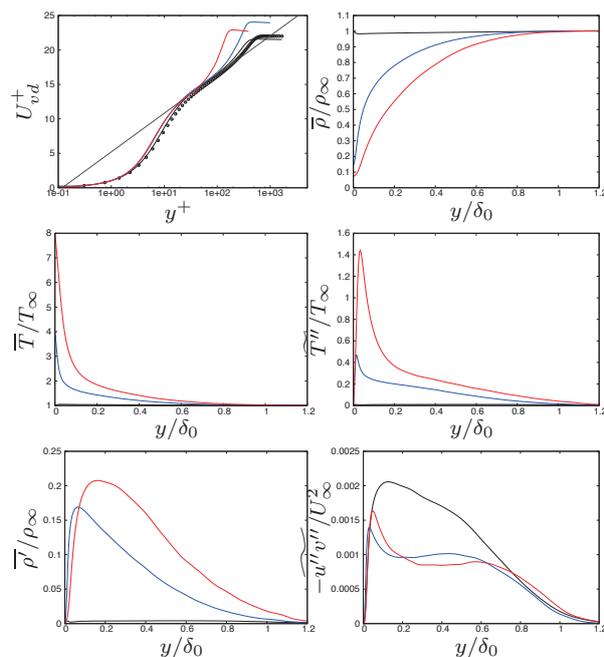


Figure 7: Turbulent statistics at $p = 4\text{MPa}$. $T_w = 25\text{K}$ (black); $T_w = 100\text{K}$ (blue); $T_w = 200\text{K}$ (red); circles in (a), incompressible ideal-fluid DNS by Spalart at $Re_\theta = 1,410$ [10]; thin gray line in (a), $U_{vd}^+ = 1/0.41 \log(y^+) + 5.2$.

ノルズ数の高い) $T_w = T_\infty = 25\text{K}$ 条件において, $\Delta x^+ = \Delta z^+ \approx 7.3$, $\Delta y^+ \approx 0.23 - 7.3$ である. 流入条件計算用領域および遷臨界乱流境界層領域の格子点数は, それぞれ $(N_x, N_y, N_z) = (791, 191, 301)$ および $(1581, 191, 301)$ であり, 総格子点数は約 1 億 4 千万点となる. ページ数の制約上, 格子解像度の影響やスパン方向計算領域の影響については割愛するが, 本格子解像度で乱流統計量の格子収束性が得られており, また本研究で用いているスパン方向計算領域が十分であることは確認している (詳細は流体力学講演会論文集を参照).

圧力 $p = 4\text{MPa}$ における遷臨界乱流境界層の DNS で得られた乱流統計量を図 7 に示す. データは遷臨界乱流境界層計算領域の $x = 25\delta_0$ 位置における統計量であり, その位置において, $T_w = 100\text{K}$ のケースでは $Re_\theta \approx 1,500$, $Re_\tau \approx 365$ であり, $T_w = 200\text{K}$ のケースでは $Re_\theta \approx 1,600$, $Re_\tau \approx 150$ となっている. $T_w = T_\infty = 25\text{K}$ のデータは, 非加熱壁計算領域の $x = 10\delta_0$ 位置 ($Re_\theta \approx 1,000$, $Re_\tau \approx 400$) のデータである.

興味深いことに, 境界層内部で遷臨界条件による急激な密度変化を持つ本 DNS でも, Van Driest の密度加重変換を用いることで, 平均速度分布は同じ

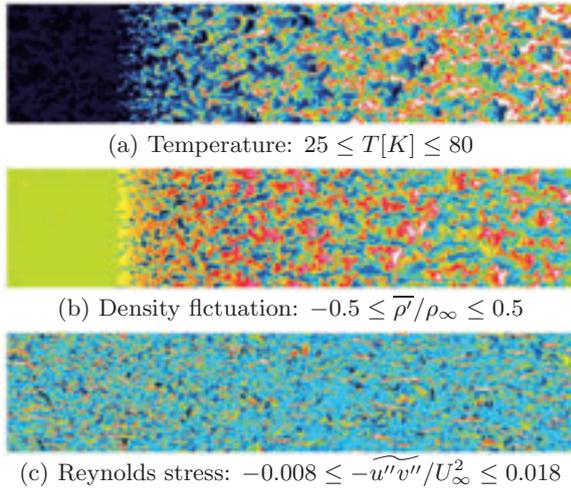


Figure 8: Instantaneous snapshots of heated transcritical boundary layers in wall-parallel plane at $y/\delta \approx 0.12$ under $p = 4\text{MPa}$ and $T_w = 200\text{K}$.

対数則にのることが分かる。また加熱壁温度の上昇に伴い、局所レイノルズ数 Re_τ が減少することから、対数域が狭くなっていく様子も見て取れる。

$\widetilde{T''}$ (ここでは示さないが $\widetilde{u''}$ も) は壁面近傍で最大値を取るのに対し、興味深いことに密度変動は壁面からやや離れた位置で最大となる。これは遷臨界流体特有の現象である。 $p = 4\text{MPa}$ における擬臨界温度は $T_{pc} \approx 43\text{K}$ であるが、 $T_w = 100\text{K}$ の加熱壁面では $y/\delta \approx 0.075$ で $\widetilde{T} \approx T_{pc}$ となり、 $T_w = 200\text{K}$ では $y/\delta \approx 0.24$ で $\widetilde{T} \approx T_{pc}$ となる。この T_{pc} を挟んで熱力学物性が急激に変化することから、おおよそ $\widetilde{T} \approx T_{pc}$ となる付近で密度変動が大きくなる。また加熱壁面を持つ境界層内の遷臨界条件付近では、全てのレイノルズ応力が急激に減少しており、その影響から $-\widetilde{u''v''}$ は通常理想流体の乱流境界層では見られない遷臨界乱流境界層特有のピークが壁面近傍に現れる点も非常に興味深い。

図 8 は、 $p = 4\text{MPa}$ 、 $T_w = 200\text{K}$ のケースにおいて、密度変動が最大となる $y/\delta \approx 0.12$ 位置での壁面に平行な断面における瞬間の流れ場である。加熱壁面により温度が T_{pc} をまたぐ流れ方向位置辺りで、瞬間の密度変動も大きくなっていることが分かる。またその付近より、瞬間のレイノルズ剪断応力も減少している様子も見て取れる。紙面の制約上、圧力 $p = 2\text{MPa}$ の DNS 結果については示さないが、定性的な傾向は $p = 4\text{MPa}$ の結果と同様である。

5. Conclusions

本研究では、超臨界圧条件下における遷臨界乱流境界層の高精度シミュレーションを可能とする手法

を提案し、遷臨界乱流境界層の DNS 解析を実施した。著者の知る限り、(LES も含めても) 本 DNS が世界で初めての遷臨界平板乱流境界層解析である。ページ数の都合上、簡単にはあるが、通常理想流体乱流境界層では見られない、遷臨界乱流境界層特有の熱力学物性と乱流との興味深い相互干渉現象や特異な乱流統計量を示した。

Acknowledgments

本研究は科研費 若手研究 (A) (26709066) のサポートを受けて行われた。本研究を通して、東京大学の寺島洋史博士、JAXA の根岸秀世氏、阿部浩幸博士および谷洋海博士から有意義な議論・コメントを頂いた。また本研究で用いている NIST テーブル参照については、根岸秀世氏より技術提供を受けた。ここに謝意を表す。

参考文献

- [1] R. Abgrall, How to prevent pressure oscillations in multicomponent flow calculations: A quasi conservative approach, *J. Comput. Phys.* 125 (1) (1996) 150–160.
- [2] H. Terashima, S. Kawai, M. Koshi, Consistent numerical diffusion terms for simulating compressible multicomponent flows, *Comput. & Fluids* 88 (2013) 484–495.
- [3] S. Kawai, Divergence-free-preserving high-order schemes for magnetohydrodynamics: An artificial magnetic resistivity method, *J. Comput. Phys.* 251 (2013) 292–318.
- [4] A. W. Cook, W. H. Cabot, Hyperviscosity for shock-turbulence interactions, *J. Comput. Phys.* 203 (2) (2005) 379–385.
- [5] S. Kawai, S. K. Shankar, S. K. Lele, Assessment of localized artificial diffusivity scheme for large-eddy simulation of compressible turbulent flows, *J. Comput. Phys.* 229 (5) (2010) 1739–1762.
- [6] S. Karni, Hybrid multifluid algorithms, *SIAM J. Sci. Comput.* 17 (5) (1996) 1019–1039.
- [7] R. Fedkiw, X. D. Liu, S. Osher, A general technique for eliminating spurious oscillations in conservative schemes for multiphase and multispecies euler equations, *Int. J. Nonlinear Sci. Num. Sim.* 3 (2) (2002) 99–106.
- [8] H. Terashima, M. Koshi, Approach for simulating gas-liquid-like flows under supercritical pressures using a high-order central differencing scheme, *J. Comput. Phys.* 231 (20) (2012) 6907–6923.
- [9] H. Terashima, Private communication (2014).
- [10] R. P. Spalart, Direct simulation of a turbulent boundary layer up to $Re_\theta=1410$, *J. Fluid Mech.* 187 (1988) 61–98.