

チャンネル乱流における LES と k-ε モデルの結合

The Combination of LES with k-ε Model for a Turbulent Channel Flow

半場 藤弘, 東大生研, 〒153-8505 東京都目黒区駒場 4-6-1, E-mail: hamba@iis.u-tokyo.ac.jp
Fujihiro HAMBA, I.I.S, University of Tokyo, 4-6-1 Komaba, Meguro-ku, Tokyo 153-8505, JAPAN

LES of wall-bounded flows with the no-slip boundary conditions is limited to low to moderate Reynolds numbers. Wall modeling is necessary to simulate practical engineering flows at high Reynolds numbers. One of approaches to better wall modeling is the hybrid RANS/LES modeling. In this study, we calculate a channel flow to try a hybrid modeling.; the k-ε model is used near the wall whereas the one-equation subgrid-scale model is adopted for the LES away from the wall. A mismatch of mean velocity profile appears between the near-wall and outer regions. It seems that a rapid change in the filter width causes inaccurate evaluation of the convection terms in the velocity equation. To improve the velocity profile we define two values for each velocity component corresponding two different filter widths in the buffer layer between the two regions. As a result we can remove the mismatch and obtain better velocity profiles.

1. はじめに

計算機の発達によりLES (large eddy simulation)は複雑な流れ場にも適用できるようになり、乱流計算の主力となりつつある。しかし、例えば航空機の翼まわりの流れのように、固体壁を含む高レイノルズ数の流れ場をno-slip条件を用いて計算することは依然として難しい。壁近くの流れを解像するには非常に多くの計算格子点が必要だからである。また、大気境界層の計算では地表面は粗視化した上での平らな面であり、no-slip条件は適用できない。

そのような高レイノルズ数のLESにおいては以前から人工的な壁面境界条件が試されてきた⁽¹⁾。これは対数則やSpalding則などの代数式を使い壁面最近傍格子の速度から壁面応力を求める方法である。しかし精度や汎用性の点で必ずしも十分でない。そこで最近、壁近くで別の細かい格子を切り境界層方程式を解いて壁面応力を求める壁面モデルが開発されつつある^{(2),(3)}。

一方、一つの格子を使い壁近くでレイノルズ平均モデル(RANS)を用い、壁から離れたところでLESを用いるという混合型の計算も試みられている。これは壁に平行な方向に粗い格子を用いると、壁に近づくにつれて必然的に乱流の積分長さより格子幅が長くなり、乱れのスペクトルの大部分がサブグリッドスケール(SGS)に入ってしまうので、従来のSGSモデルよりRANSのモデルがふさわしいという考え方である。

例えばNikitin et al.⁽⁴⁾はDES (detached eddy simulation)と呼ばれる方法を用いて高レイノルズ数のチャンネル乱流の計算を試した。これはRANSとして渦粘性の1方程式モデルであるSpalart-Allmarasモデルを用い、LESとして同モデル中の長さスケールを格子幅に置き換えたモデルを採用した。Davidson and Peng⁽⁵⁾はRANSとしてk-ωモデルを、LESとしてエネルギーの1方程式モデルを用いてチャンネル乱流と2次元丘まわりの流れを計算した。また、筆者もRANSとLESの融合という観点からk-εモデルと1方程式モデルのLESを結合してチャンネル乱流の計算を試みた^{(6),(7)}。ただしこの計算では壁近くでLESをチャンネル中心でRANSを使った点が、前の2つの研究と異なる。

これら3つの研究の結果を比べると共通の欠点があることがわかった。それは2つのモデルをつなげる緩衝層で平均速度勾配が過大になり、RANS領域とLES領域の平均速度分布に段差が生じるという欠点である。そこで本研究ではそ

の段差の原因を考察し、それを改善するための計算方法を提案する。そして壁近くでk-εモデルを、壁から離れたところで1方程式モデルのLESを使ったチャンネル流の計算を試みる。

2. 平均速度分布の段差

前章で述べた3つの研究では用いたモデルやRANSとLESの配置が異なるにもかかわらず、同じような速度の段差が見られた。これは平均速度の段差の原因が採用したモデルの詳細によるものではなく、より根本的な問題であることを示唆している。そこで本章で単純なモデルを用いてチャンネル乱流の計算を行い、段差の原因を考察する。

計算するチャンネル流は壁面摩擦速度によるレイノルズ数が $Re_\tau=590$ で、計算領域は主流方向(x)、壁に垂直な方向(y)、スパン方向(z)の順に $2\pi \times 2 \times \pi$ 、格子点数は $64 \times 64 \times 64$ である。またモデルとしてSmagorinskyモデルを採用する。速度の発展方程式は次のように与えられる。

$$\frac{D\bar{u}_i}{Dt} \equiv \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial}{\partial x_j} \right) \bar{u}_i = - \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u'_j u'_i} - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} + f_i \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

$$\overline{u'_i u'_j} = \frac{2}{3} k \delta_{ij} - \nu_s \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (3)$$

$$\nu_s = (C_s \Delta)^2 \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)^2} \quad (4)$$

ただし、 \bar{u}_i はグリッドスケール(GS)の速度、 $C_s(=0.1)$ はモデル定数、 Δ はフィルター幅である。ここで Δ として格子幅を採用すると通常のLES計算となる。また、 Δ として乱流の積分長さスケール ℓ を導入すると一種のRANSの混合長モデルとみなすことができる。この章では普遍性のあるRANSモデルの開発が目的ではなくこのチャンネル乱流で適用できる単純なRANSモデルがあればいいので、積分長 ℓ をMoser et al.⁽⁸⁾によるDNSデータから次のように求めた。まず速度のx-z平均と揺らぎを $\bar{u}_i = \langle \bar{u}_i \rangle + \bar{u}_i''$ と表す。 Δ として積分長 ℓ を用いると渦粘性は十分大きくなり \bar{u}_i'' は非常に小さくなりほぼ $\bar{u}_i = \langle \bar{u}_i \rangle$ と近似できる。すると渦粘性は

$$\nu_s = (C_s \ell)^2 \left| \frac{\partial \langle \bar{u} \rangle}{\partial y} \right| \quad (5)$$

となり、DNSの統計量を用いれば積分長 ℓ は

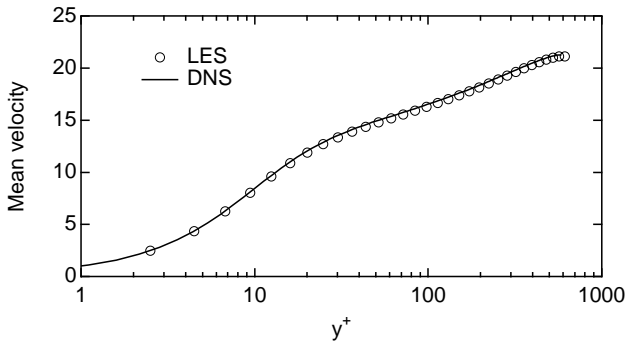


Fig. 1 Mean velocity profile ($\Delta = \ell$).

$$\ell^2 = -\langle u''v'' \rangle / C_s^2 \left| \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \right| \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \quad (6)$$

から値が求まる。実際に全領域で Δ としてこの積分長 ℓ を用いて計算したときの平均速度分布を図1に示す。実線のDNSの結果と一致することが確認できる。

次に上記のLESと混合長RANSモデルを結合させてチャンネル乱流の計算を行う。次の2つのケースを試みる。

$$\text{Case 1 } \Delta = \begin{cases} \ell & \text{for } 0 < y^+ < 210 \\ h & \text{for } 210 \leq y^+ < 590 \end{cases}$$

$$\text{Case 2 } \Delta = \begin{cases} h & \text{for } 0 < y^+ < 210 \\ \ell & \text{for } 210 \leq y^+ < 590 \end{cases}$$

Case 1では壁近くでRANSをチャンネル中心でLESを用いる。壁近くでの格子幅制限を緩和するのに有効な方法である。一方Case 2は逆に壁近くでLESをチャンネル中心でRANSを用いる。Hamba⁽⁷⁾が試したケースである。またVan Driest型減衰関数 $f_v = 1 - \exp(-y^+ / A_v)$, $A_v = 25$ を用いる。

図2にCase 1の平均速度分布を、図3にCase 1のレイノルズ応力の分布を示す。GS成分は $\langle \bar{u}''\bar{v}'' \rangle$ 、SGS成分は $\langle \bar{u}'\bar{v}' \rangle$ 、分子粘性(Visc.)成分は $-v\partial\langle \bar{u} \rangle / \partial y$ で与えられる。また図中の

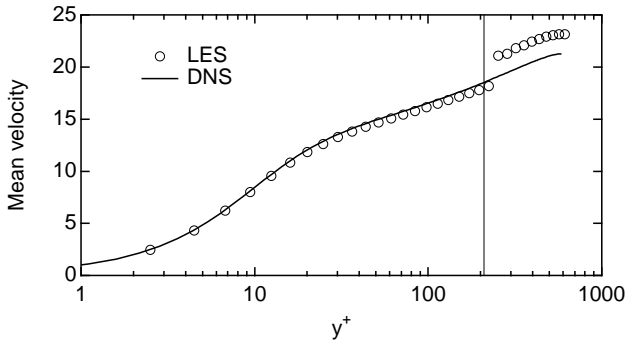


Fig. 2 Mean velocity profiles for Case 1.

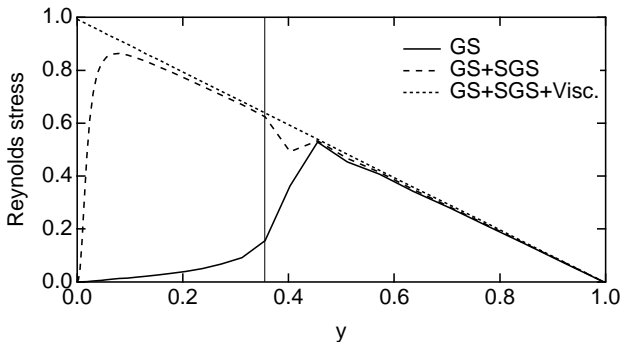


Fig. 3 Profiles of Reynolds shear stress for Case 1.

垂直な実線はフィルター幅 Δ を ℓ から h へ切り替えた場所を表す。図2では明らかにモデルを切り替えた場所で平均速度分布に段差が見られる。また図3を見ると、壁近くのRANSの領域ではGS成分が小さく、SGS成分すなわち(4)式の渦粘性を用いた成分が卓越して通常のRANSモデル計算に相当することがわかる。また、チャンネル中心では逆にGS成分が卓越しておりLES計算になっている。

図4にCase 1の渦粘性の分布を示す。壁近くのRANSの領域では最大で分子粘性の約50倍という大きな値をとり、チャンネル中心では分子粘性とほぼ同じ値をとる。

図5と図6にCase 2の場合の平均速度分布とレイノルズ応力分布を示す。Case 2はCase 1と比べてRANSとLESの領域の配置が逆であるが、図5を見るとCase 2でも同様の段差が見られることがわかる。

以上のことよりSmagorinskyモデルのフィルター幅を格子幅 h から積分長 ℓ に変えるという単純な結合方法でも平均速度の段差が見られることがわかった。Davidson and Peng⁽⁵⁾では $k-\omega$ の2方程式RANSモデルを k の1方程式SGSモデルに接続し、またHamba⁽⁷⁾では $k-\varepsilon$ の2方程式RANSモデルを k の1方程式SGSモデルに接続した。その際 ω や ε の取り扱いは自明ではなくいろいろな方法が考えられる。このような2番目の変

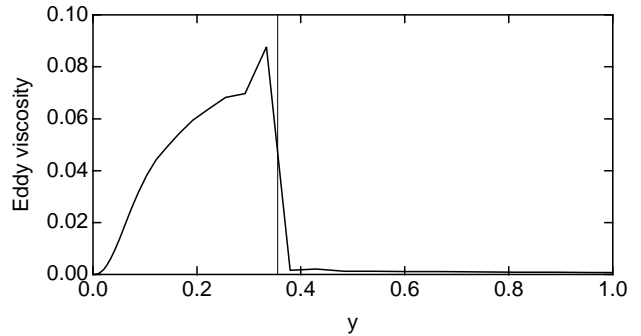


Fig. 4 Profiles of mean eddy viscosity for Case 1.

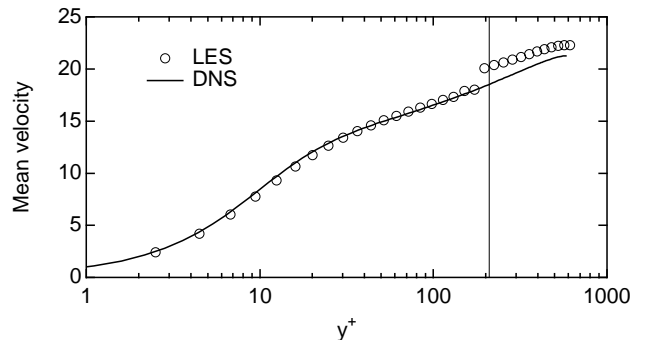


Fig. 5 Mean velocity profiles for Case 2.

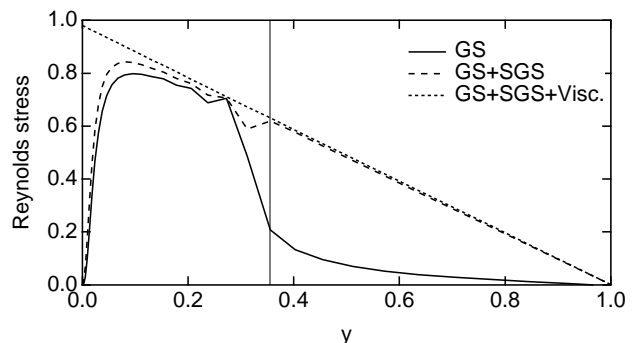


Fig. 6 Profiles of Reynolds shear stress for Case 2.

数の取り扱いなどモデルの結合方法に問題があるため、平均速度分布に段差が生じたとも考えられた。しかし上記の結果を見ると、結合方法の詳細によるのではなく、SGS粘性が図4のように急激に変化する際に生じる根本的な問題であることが示唆される。

ここでは渦粘性の非局所的な効果を考慮して、段差の原因を考察してみる。RANSのレベルの渦粘性係数は平均速度勾配 $\partial\langle\bar{u}\rangle/\partial y$ があるときにレイノルズ応力 $\langle\bar{u}''\bar{v}''\rangle$ が作られる際の係数を指す。通常の1点クロージャモデルでは、ある地点のレイノルズ応力は同じ点の速度勾配に比例するとモデル化されるが、実際には積分長のスケールの非局所的な効果があると考えられる。大気境界層のスカラー拡散の非局所解析⁽⁹⁾で用いたモデルをレイノルズ応力に適用すると

$$\langle u''v'' \rangle(y) = -\int dy' v_{nl}(y, y') \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y'} \quad (7)$$

ここで $v_{nl}(y, y')$ は非局所的な渦粘性係数で、地点 y' の速度勾配が地点 y のレイノルズ応力に与える影響を表す。 $v_{nl}(y, y')$ は速度揺らぎ v'' や速度の応答関数の相関で表される。通常のLESの場合とRANSと結合した場合の渦粘性係数の模式図を図7に示す。

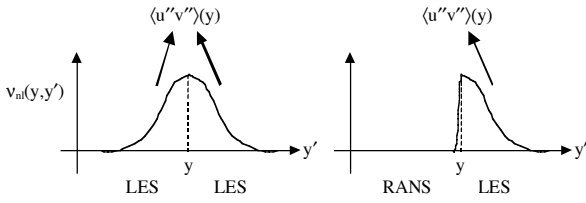


Fig 7 Nonlocal eddy viscosity.

もし渦粘性係数 $v_{nl}(y, y')$ が $y'=y$ のごく近くでしか値を持たず、デルタ関数 $\delta(y'-y)$ によりふるまえば、局所的な1点クロージャモデルに相当する。しかし実際は $y'-y$ が積分長くらいの範囲で係数が有限の値を持つものと考えられる。左図のように全領域でLESを行った場合は $y' < y$ と $y' > y$ の両方の領域でGS成分の速度ゆらぎが存在するので、両方の領域の速度勾配の影響で y でのレイノルズ応力が生成される。しかし、 $y' < y$ でRANSの計算を行うと図3からわかるようにGS成分が非常に小さくなるので渦粘性係数 $v_{nl}(y, y')$ も小さくなり、 $y' < y$ の領域からの速度勾配の影響が反映されなくなる。その結果、積分した意味での実質的な渦粘性が半減してしまうことになる。一方図3や図6の点線に見られるように、チャネル乱流では圧力勾配とのつりあいから、定常状態になるためのレイノルズ応力はあらかじめ決まってしまう。したがってRANSと結合した計算の場合では、定常状態になるレイノルズ応力を生成するために、過大な速度勾配が必要となり、図2や図5のような段差が生じると考えられる。すなわちどんなモデルを使うにしろ、単に渦粘性を大きくすることでRANSモデルに切り替えるのでは、同様の段差が出てしまうと推測できる。これを改良するには、何らかの方法で隠されてしまった $y' < y$ のRANSの領域からの寄与を取り戻す必要がある。

3. モデル方程式と数値計算法

前章では渦粘性の非局所効果を考慮して速度の段差の原因を考察した。これは時間や空間で平均した上での議論でありGS成分のレイノルズ応力についての考察である。したがってこれから示唆されることは、非局所的なSGS渦粘性モデルを導入することではなく、GS成分の速度揺らぎの求め方を改善することである。

GS成分の速度場の時間発展は(1)式と(2)式を数値的に離散化して求まる。本研究ではスタッガード格子で2次精度の中心差分を用いる。まず従来の通常の数値スキームを調べて

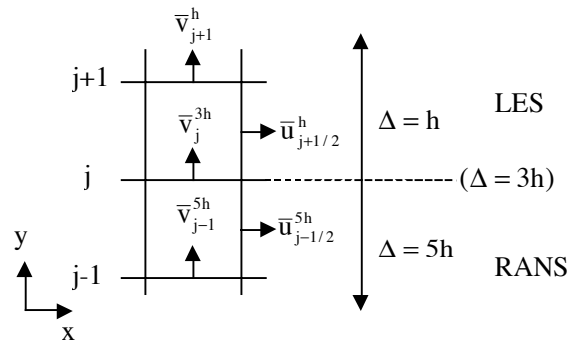


Fig 8 Grid cells and velocity components.

みる。RANSとLESを切り替える境界近くの格子を図8に示す。簡単のためx-y平面のみ示し、添字のjはy方向の格子の番号を表す。仮にRANS領域の第1格子では $\Delta=5h$ となっていて、境界線上では実効的に $\Delta=3h$ とする。また速度の上付添字はフィルター幅を表す。例えば境界のすぐ $u_{j+1/2}$ とすぐ $u_{j-1/2}$ の格子で、連続の式(2)は

$$\frac{\partial \bar{u}^h}{\partial x} \Big|_{j+1/2} + \frac{\bar{v}_{j+1}^h - \bar{v}_j^{3h}}{h_y} + \frac{\partial \bar{w}^h}{\partial z} \Big|_{j+1/2} = 0 \quad (8)$$

$$\frac{\partial \bar{u}^{5h}}{\partial x} \Big|_{j-1/2} + \frac{\bar{v}_j^{3h} - \bar{v}_{j-1}^{5h}}{h_y} + \frac{\partial \bar{w}^{5h}}{\partial z} \Big|_{j-1/2} = 0 \quad (9)$$

と与えられる。例えば(8)式の \bar{v}_j^{3h} は格子の下辺から上向きに流れる質量のフラックスを表すが、この速度場だけフィルター幅が $3h$ と大きく、他の速度場と整合性がとれていない。本来は \bar{v}_j^h が用いられるべきであるが、下の隣の格子とのやりとりを考えると下と同じ \bar{v}_j^{3h} を使わざるを得ない。また速度 \bar{u} の方程式でy方向の移流項だけを抜き出すと、

$$\frac{\partial \bar{u}_{j+1/2}^h}{\partial t} = -\frac{1}{h_y} (\dots - \bar{u}_j^{3h} \bar{v}_j^{3h}) + \dots \quad (10)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_{j-1/2}^{5h}}{\partial t} = -\frac{1}{h_y} (\bar{u}_j^{3h} \bar{v}_j^{3h} - \dots) + \dots \quad (11)$$

と与えられる。同様に(10)式の $\bar{u}_j^{3h} \bar{v}_j^{3h}$ の項は格子の下辺における移流すなわち運動量のフラックスを表す。この項も本来は $\bar{u}_j^h \bar{v}_j^h$ を使うべきところである。一般にフィルター幅が大きいほどSGS粘性が大きくなりGS成分の時空間的な揺らぎが小さくなる。したがって平均的には $|\bar{u}_j^{3h} \bar{v}_j^{3h}| < |\bar{u}_j^h \bar{v}_j^h|$ となり、この移流項の揺らぎが過小評価される。すると $\bar{u}_{j+1/2}^h$ の揺らぎが小さくなり、結果的にレイノルズ応力 $\langle \bar{u}'' \bar{v}'' \rangle$ が過小評価されることを示している。これが前章で考察したRANS側からの渦粘性の影響が消されてしまった効

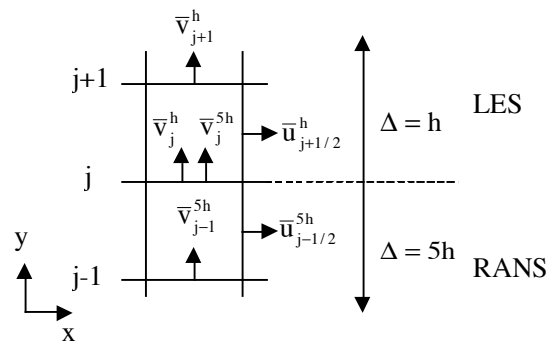


Fig 9 Grid cells and velocity components.

果に対応していると考えられる。

そこで本研究では格子幅の違う速度の不整合をなくすため、図9のように境界の辺で速度を2種類定義する。すると連続の式は

$$\frac{\partial \bar{u}^h}{\partial x} \Big|_{j+1/2} + \frac{\bar{v}_{j+1}^h - \bar{v}_j^h}{h_y} + \frac{\partial \bar{w}^h}{\partial z} \Big|_{j+1/2} = 0 \quad (12)$$

$$\frac{\partial \bar{u}^{5h}}{\partial x} \Big|_{j-1/2} + \frac{\bar{v}_j^{5h} - \bar{v}_{j-1}^{5h}}{h_y} + \frac{\partial \bar{w}^{5h}}{\partial z} \Big|_{j-1/2} = 0 \quad (13)$$

と書ける。ただし2種類の速度のうち \bar{v}_j^h は発展方程式を解いて求めることとし、もう一つの \bar{v}_j^{5h} は次式で与える。

$$\bar{v}_j^{5h} = \widehat{\bar{v}_j^h} \quad (14)$$

このときのフィルター \wedge として $\wedge = 2\sqrt{6}h (= \sqrt{5^2 - 1^2}h)$ を用いた。こうすれば同じ格子幅の速度を用いて連続の式を評価することができる。さらに速度の方程式は

$$\frac{\partial \bar{u}_{j+1/2}^h}{\partial t} = -\frac{1}{h_y} (\dots - \bar{u}_j^h \bar{v}_j^h) + \dots \quad (15)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_{j-1/2}^{5h}}{\partial t} = -\frac{1}{h_y} (\widehat{\bar{u}_j^h \bar{v}_j^h} - \dots) + \dots \quad (16)$$

とする。こうすれば $\bar{u}_{j+1/2}^h$ に対して適切な移流項の値を与え過小評価をなくし段差の解消に役立つことが期待できる。

つぎに、実際にRANSとLESのモデルを接続する方法を説明する。本章では、前章で使った混合長モデルではなく、実際に乱流計算に広く使われている $k-\varepsilon$ モデルをRANSモデルとして使い、LESとしてはエネルギーを用いた1方程式モデルを用いる。速度 \bar{u}_i とエネルギー k の発展方程式は次のように与えられる。これらは $k-\varepsilon$ モデルとLESで共通である。

$$\frac{D\bar{u}_i}{Dt} \equiv \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial}{\partial x_j} \right) \bar{u}_i = -\frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u'_j u'_i} - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} + f_i \quad (17)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (18)$$

$$\frac{Dk}{Dt} = -\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \varepsilon + \left[\left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} + \nu \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] \quad (19)$$

$$\overline{u'_i u'_j} = \frac{2}{3} k \delta_{ij} - \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad \nu_t = C_\nu f_\nu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (20)$$

残りの散逸率 ε の取り扱いについて、 $k-\varepsilon$ モデルの場合は輸送方程式を用いて解く。

$$\frac{D\varepsilon_R}{Dt} = -C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon_R}{k} \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2} f_\varepsilon \frac{\varepsilon_R^2}{k} + \left[\left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} + \nu \right) \frac{\partial \varepsilon_R}{\partial x_i} \right] \quad (21)$$

ただし f_ν と f_ε は Van Driest 型減衰関数 ($A_\nu=25, A_\varepsilon=9.5$) である。一方LESでは散逸率を代数的に求める。

$$\varepsilon_L = \frac{k^{3/2}}{C_\Delta \Delta} \quad (22)$$

このときフィルター幅として格子幅を用いるので、通常のLESとなる。この1方程式モデルはチャンネル乱流や混合層では Smagorinsky モデルとほとんど同じ結果を出すことがわかっている⁽¹⁰⁾。そしてこの2つのモデルをつなげるために一般の散逸率を次の式で決める。

$$\varepsilon = \alpha \varepsilon_R + (1-\alpha) \varepsilon_L, \quad 0 \leq \alpha \leq 1 \quad (23)$$

係数 α に図10のような分布を与える。係数 α が1のとき $k-\varepsilon$ モデルに、0のときLESになる。2つのモデルを滑らかにつなげるために、緩衝層 $y_A < y < y_B$ を設けて、徐々に α を変える。また次章の計算では y_A と y_B の間に4つの格子点を用い、前述

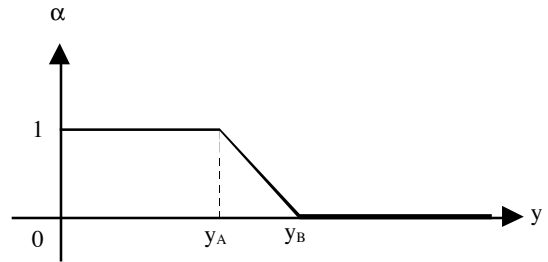


Fig 10 Profile of coefficient α .

の2種類の速度の導入も、その4点で連続して行う。

4. 計算結果と考察

前章で説明した数値スキームとモデル方程式を用いてチャネル乱流の計算を試みる。レイノルズ数は $Re_\tau=590$ と 1140 で格子点は前者で $64 \times 64 \times 64$ 、後者で $64 \times 82 \times 64$ である。次の3ケースについて計算した。

Case 3 $Re_\tau=590$ 従来のスキーム $y_A^+=140, y_B^+=238$

Case 4 $Re_\tau=590$ 新しいスキーム $y_A^+=140, y_B^+=238$

Case 5 $Re_\tau=1140$ 新しいスキーム $y_A^+=338, y_B^+=501$

まず図11にCase 3の平均速度分布を示す。縦の2本の実線は y_A^+ と y_B^+ の位置を表す。Case 3では従来のスキームを用いるため、第2章で試したCase 1と同様に段差が見られる。Case 1とCase 3では用いたモデルが異なるが、それによらず大きな速度勾配が $y=y_B$ 付近に見られる。

図12にCase 4の平均速度分布を示す。依然として速度勾配大きい部分が見られるが、その位置はCase 3よりやや左にずれて $y=y_A$ 付近になっている。またチャンネル中心の $y^+=590$ 付近の値はCase 3より下がり、DNSの値に近い。ここでは詳細は記さないが、 $y=y_A$ 付近の急勾配は、RANSとLESをつなげたことが直接の原因でなく、 $y=y_A$ の境界が壁に近すぎてRANSの計算に誤差が生じたものとわかった。

そこでCase 5では計算領域を広げて $y=y_A$ の位置を壁から離れた。

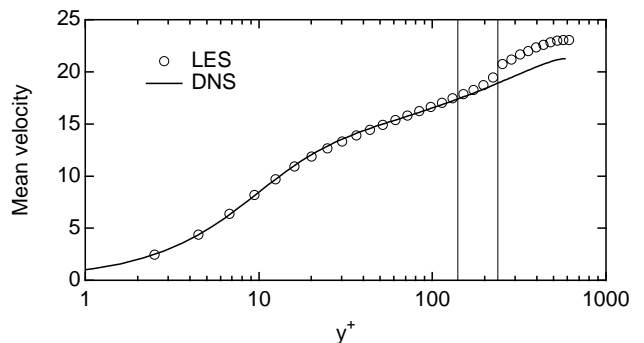


Fig 11 Mean velocity profile for Case 3.

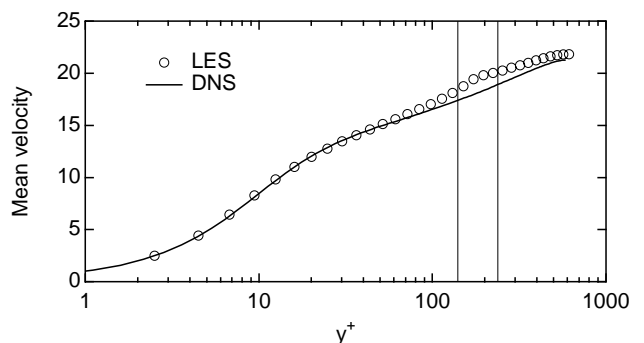


Fig 12 Mean velocity profile for Case 4.

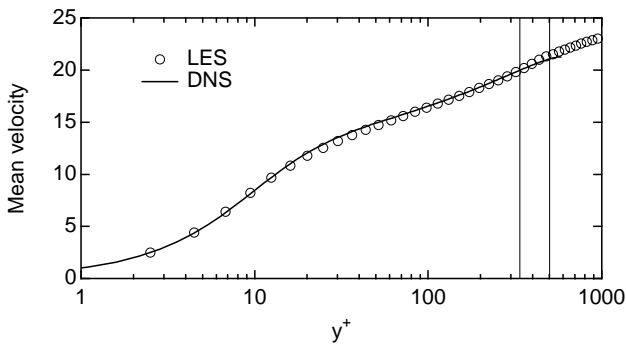


Fig 13 Mean velocity profile for Case 5.

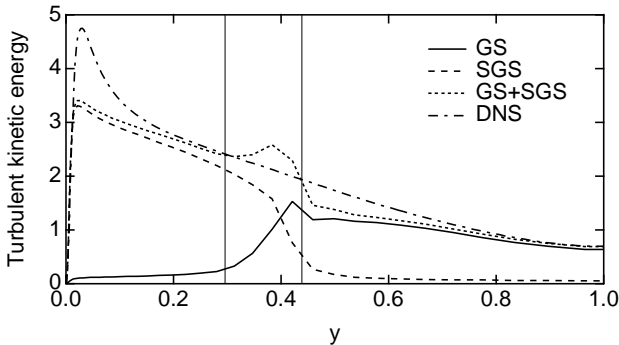


Fig 14 Profiles of turbulent kinetic energy for Case 5.

図13にCase 5の平均速度分布を示す。 $y=y_A$ の位置を壁から離すことで急勾配が見られなくなり、その結果、全体でよい速度分布を得ることができた。したがって前章で提案した2種類の速度の導入が有用であることがわかった。

図14にCase 5の乱流エネルギーの分布を示す。GS成分は $\langle \bar{u}_i'^2 \rangle / 2$ 、SGS成分は $\langle k \rangle$ で与えられる。壁近くのRANSの領域ではSGS成分が、壁から離れたLESの領域ではGS成分が卓越している。GS成分とSGS成分の和とDNSの結果を比べる。壁付近ではDNSに比べて小さいがこれは今回使った $k-\epsilon$ モデルの減衰関数の性質であり、これを改善するにはより高精度の低レイノルズ数モデルを導入する必要がある。また $y=y_B$ 付近で分布に凹凸が見られる。これは乱流エネルギーを滑らかにつなげるにはまだ接続方法の改良が必要であることを示している。

5. まとめ

高レイノルズ数の流れのLESを行うには壁近くで膨大な格子点数が必要であり、現実的な計算のためには壁近くの流れ場のモデル化が必要である。その一つとして壁近くでRANSモデルを用いてLESとつなげる方法が試みられてきた。しかしチャンネル乱流への適用を見ると、平均速度分布に段

差が見られ十分良い結果が得られていない。本研究で単純なSmagorinskyモデルを用いてまず段差の再現とその原因を考察した。

従来の通常の数値スキームでは、モデルやその接続方法をいろいろと変えても平均速度分布に段差が残ってしまう。これはモデルの選択以前に、単にSGS粘性を大きくしてRANS計算を行う際に、場所によって渦粘性が急激に変化する時の根本的な問題であることが示唆された。そこでモデルを接続する境界で速度を2種類定義することによってフィルター幅の異なる速度間の不整合をなくす方法を提案した。その結果段差のほとんど見られない平均速度分布を得ることができた。

ただし乱流エネルギー分布ではまだ接続境界付近で分布の凹凸が見られた。また、新たに定義した2種類の速度を結び付ける方法、モデルを接続する方法とその位置など、いろいろな選択肢があり、それによって速度やエネルギーの分布がどう影響を受けるかを調べることは今後の課題である。

参考文献

- (1) 森西, "LESによる乱流解析の実用化のための基礎研究," 東京大学博士論文, (1989).
- (2) Cabot, W., "Wall models in large eddy simulation of separated flow," Annual Research Briefs, CTR, NASA Ames/Stanford Univ., (1997), pp. 97-106.
- (3) 小林, 谷口, 小林, "壁面モデルを適用したLESによる直円管内旋回乱流の数値解析," 生産研究, **53** (2001), pp. 49-53.
- (4) Nikitin, N.V., Nicoud, F., Wasistho, B., Squires, K.D., and Spalart, P.R., "An approach to wall modeling in large-eddy simulations," Phys. Fluids, **12** (2000), pp. 1629-1632.
- (5) Davidson, L. and Peng, S.H., "A hybrid LES-RANS model based on a one-equation SGS model and a two-equation K-w model," Proc. 2nd Int. Symp. on Turbulence and Shear Flow Phenomena, **2** (2001) pp. 175-180.
- (6) 半場, 吉澤, "チャンネル乱流におけるLESと $k-\epsilon$ モデルの融合," 日本流体力学会年会'99講演論文集, (1999), pp. 407-408.
- (7) Hamba, F., "An attempt to combine large eddy simulation with the $k-\epsilon$ model in a channel-flow calculation," Theoret. Comput. Fluid Dynamics, **14** (2001), pp. 323-336.
- (8) Moser, R.D., Kim, J., and Mansour, N.N., "Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to $Re_\tau = 590$," Phys. Fluids, **11** (1999), pp. 943-945.
- (9) Hamba, F., "Large eddy simulation of a turbulent mixing layer," J. Phys. Soc. Jpn., **56** (1987), pp. 2721-2732.
- (10) Hamba, F., "An analysis of nonlocal scalar transport in the convective boundary layer using the Green's function," J. Atmos. Sci., **52** (1995), pp. 1084-1095.