

乱流剥離を伴う物体周りの流れ解析

中森 一郎

アドバンスソフト株式会社 技術第3部

Simulation of Turbulent Flow with Massive Separation around a Body

Ichiro Nakamori

3rd Technical Division in AdvanceSoft Corporation

1. はじめに

Large Eddy Simulation(LES) と Reynolds Average Navier-Stokes(RANS)を混合する手法は、Detached Eddy Simulation(DES) が有名である。DES では、Spalart-Allmaras[16] モデル(SA モデル) がベースとされ、壁近傍ではオリジナルの SA モデルとなり、壁から遠方では LES モードになるよう工夫がなされている。具体的には、渦粘性の輸送方程式に現れる壁からの距離と計算格子の大小関係を考慮しながら、壁から遠方では壁からの距離を、格子サイズで置換することにより LES と RANS のハイブリッドが達成される。このことにより、壁乱流の解像がレイノルズ数が高いほど LES では困難であることや、壁遠方での剥離渦の追跡が RANS では渦粘性が過大なために困難であることの双方が解消される。現在までに、DES は物体周りの様々な乱流問題に適用されており、その有用性も認められつつある。しかしながら、RANS と LES のモードが切り替わる付近で速度プロファイルが奇異に変形するなどの事柄が指摘されており[8]、このことは壁面剪断応力や空力加熱の予測に影響することが予想される。こうした事柄を回避するための手法を本報では紹介する。

RANS と LES のハイブリッド手法にはもう一つ問題がある。例えば、剥離のない乱流境界層に対しては、LES モードへの切り替えは必ずしも必要

ではないが、DES を含む多くの RANS/LES ハイブリッド手法は格子サイズと壁からの距離に着目して RANS と LES の切り替えを行うため、ハイブリッド化において LES モードへの切り替えを不必要に許してしまい、結果として乱流境界層の速度プロファイル、剪断応力などの予測精度を劣化させることが生じ得る。このことは、格子の解像度が必ずしも3次元的な乱流渦を解像するに十分ではないのに RANS から LES へ切り替えを許すことに原因がある。本報では、このことにも着目して RANS と LES のハイブリッド化を施す方法について述べる。

上記で述べた背景を鑑みながら、適切に RANS から LES への適切な切り替えを行うのに際し、ダイナミックモデル[11, 12, 15]の機能の一部を転用することを試みている。具体的には、平板上の乱流境界層にこれを適用し、既存の DES と比較をすることによりハイブリッド化に関わる危険性に言及するとともに本手法の有用性を示す。次に、球周りの乱流剥離流れ(super critical flow)に本手法を適用し、乱流剥離が再現できるかどうか、剥離渦の挙動を LES-like に追跡できるかどうかを検証し、それらの結果を示すこととする。

流体解析を行うにあたり、陰的 LES(implicit LES) と称される枠組みでこれを取り扱うものとする。陰的 LES は、monotonically integrated large eddy simulation(MILES)[5]に端を発しており、ここでは、対流項の安定化項に含まれる数値粘性により十分な subgrid-scale(SGS)散逸が生じており、スマゴリンスキーモデルに代表されるような、渦粘性型

SGS モデルを陽的に付加する必要は無いとする考え方である。本報で実施する解析例もこの考えに倣い、スマゴリンスキー型の渦粘性は用いていない。しかしながら、対流項の取り扱い高精度であるべきことには変わりがない。そこで、5本報では、5次精度のコンパクトスキームを用いて、与えられた格子解像度内において出来る限り数値粘性を排除することとしている。

2. 支配方程式

2.1. 基礎方程式

基礎方程式として、Navier-Stokes 方程式を用いている。基礎変数は、RANS モードにおいてはアンサンブル平均であり、LES モードにおいては格子平均で表されていることになる。一般曲線座標系において、基礎式は次式のように表せる。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial \xi} + \frac{\partial F}{\partial \eta} + \frac{\partial G}{\partial \zeta} = \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial E_v}{\partial \xi} + \frac{\partial F_v}{\partial \eta} + \frac{\partial G_v}{\partial \zeta} \right) \quad (1)$$

座標変換後の変数ベクトル Q と流束ベクトルは下記の通りである。

$$Q = \frac{1}{J} (\rho, \rho u, \rho v, \rho w, e)^t,$$

$$E = \frac{\xi_x \hat{E} + \xi_y \hat{F} + \xi_z \hat{G}}{J}, \quad E_v = \frac{\xi_x \hat{E}_v + \xi_y \hat{F}_v + \xi_z \hat{G}_v}{J},$$

$$F = \frac{\eta_x \hat{E} + \eta_y \hat{F} + \eta_z \hat{G}}{J}, \quad F_v = \frac{\eta_x \hat{E}_v + \eta_y \hat{F}_v + \eta_z \hat{G}_v}{J},$$

$$G = \frac{\zeta_x \hat{E} + \zeta_y \hat{F} + \zeta_z \hat{G}}{J}, \quad G_v = \frac{\zeta_x \hat{E}_v + \zeta_y \hat{F}_v + \zeta_z \hat{G}_v}{J}, \quad (2)$$

ここで

$$\hat{E} = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uw \\ (e+p)u \end{pmatrix}, \quad \hat{F} = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho v^2 + p \\ \rho vw \\ (e+p)v \end{pmatrix}, \quad \hat{G} = \begin{pmatrix} \rho w \\ \rho vw \\ \rho w^2 + p \\ (e+p)w \end{pmatrix},$$

$$\hat{E}_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xz} \\ u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{xz} + q_x \end{pmatrix},$$

$$\hat{F}_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{yz} \\ u\tau_{xy} + v\tau_{yy} + w\tau_{yz} + q_y \end{pmatrix},$$

$$\hat{G}_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xz} \\ \tau_{yz} \\ \tau_{zz} \\ u\tau_{xz} + v\tau_{yz} + w\tau_{zz} + q_z \end{pmatrix}. \quad (3)$$

上記の式において J は座標変換に伴うヤコビアンであり、その逆数は格子体積として認識してもよい。また、 ρ は密度であり、 u , v , ならびに w は速度成分を表す。 e は単位体積当たりの全エネルギーを表し、 p は圧力を表す。粘性応力テンソル τ_{ij} は次式のように表される。

$$\tau_{ij} = (\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \quad (4)$$

ここで μ は分子粘性を表し、 μ_t は渦粘性を表している。熱流束 q_i は次式で評価することとする。

$$q_i = \frac{1}{\gamma - 1} \left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial c^2}{\partial x_i} \quad (5)$$

ここで、 Pr はプラントル数であり、空気では $Pr = 0.72$ としている。また、 Pr_t は乱流プラントル数であり、本計算では $Pr_t = 0.9$ とした。なお、比熱比 γ は $\gamma = 1.4$ としている。(3) 式に現れる対流項については、これを離散化し、5次精度のコンパクトスキーム[13]を適用している。粘性項については、そこで現れる速度と温度の1階微分を評価するにあたり、ガウスの発散定理を用いることにより、1次元では2次中心差分に帰着するような、2次中心差分的な評価をしている。時間積分については、3点後退差分による2次精度で定式化し、その左辺内部の扱いは、Approximate factorization implicit (ADI) を用い、ニュートン反復を施すことにより2次の時間精度を達成している。

2.2. 乱流モデル

RANS と LES をハイブリッド化するにあたり、ベースとする RANS モデルとして Baldwin-Lomax ゼロ方程式モデルに Degani-Schiff 修正を施したものを使用する。Degani-Schiff 修正とは、逆流域において外層領域での長さスケールを適切に取り直すものである。このことが、オリジナルの Baldwin-Lomax モデルが剥離内部において過大な渦粘性を見積もることを避けている。このことは、結果的には壁から遠方場で LES モードに切り替えることによる渦粘性の減少という方向性にマッチするものである。

Baldwin-Lomax ゼロ方程式モデルにおける渦粘性 μ_t の定式化は以下の通りとなる。

$$\mu_t = \begin{cases} \mu_{t,inner} = \rho l^2 |\omega| & \text{if } d < d_c \\ \mu_{t,outer} = 0.0168 \rho C_{cp} F_{wake} F_{Kleb} & \text{if } d > d_c \end{cases} \quad (6)$$

ここで、 d は壁からの距離であり、 d_c は内層と外層とで渦粘性の値が等しくなる地点での壁からの距離である。 $|\omega|$ は渦度の絶対値である。混合長 l は、Prandtl の混合長として次式で与えられる。

$$l = \kappa y \left[1 - \exp(-d^+ / 26) \right] \quad (7)$$

ここで κ は von Kármán コンスタントであり、 d^+ は剪断速度と分子動粘性係数によって無次元化された壁からの距離である。関数 F_{wake} は外層における長さスケールを規定し、基本的には渦度の絶対値と速度の最大値と最小値の差 u_{dif} で決定され、次式で与えられる。

$$F_{wake} = \min \left(d_{max} F_{max}, \frac{C_{wk} d_{max} u_{dif}^2}{F_{max}} \right) \quad (8)$$

ここで、

$$u_{dif} = \left(\sqrt{u^2 + v^2 + w^2} \right)_{max} - \left(\sqrt{u^2 + v^2 + w^2} \right)_{min},$$

$$F_{max} = \frac{1}{\kappa} \max(F(d)),$$

$$F(d) = l |\omega| \quad (9)$$

d_{max} は $F(d)$ が最大値をとる地点での d が格納される。関数 F_{Kleb} は乱流境界層の縁での間欠度を表す経験式であり、次式で定義される。

$$F_{Kleb} = \left[1 + 5.5 \left(\frac{C_{Kleb} d}{d_{max}} \right)^6 \right]^{-1}. \quad (10)$$

Baldwin-Lomax モデルでは標準的に次のパラメータが適用される： $\kappa = 0.4$, $A = 26$, $C_{wk} = 0.25$, $C_{cp} = 1.6$, $C_{Kleb} = 0.3$. 乱流遷移の扱いは、Baldwin-Lomax モデルにおける取り扱いに倣って以下のように行っている。分子粘性により無次元化された渦粘性 $(\mu_t / \mu_\infty)_{max}$ について、境界層を横切る方向（例えば η 線）に沿ってその値が 14 を超えれば、その η 線上の渦粘性はそのまま用い、そうでなければその η 線上の渦粘性は全てゼロにするものとする。なお、Degani and Schiff による修正の詳細は文献[6]を参照されたい。簡単に修正方法を述べると、 $F(d)$ の分布を壁近傍から辿り、極大値が見つかった地点からさらに壁遠方へ辿り、極大値の 90% まで値が減じていればそこで $F(d)$ の最大値の探索を終了するというのが Degani and Schiff による修正である。この修正により、剥離渦中心近傍で $F(d)$ の最大値を採用してしまうという不具合が解消される。

Degani and Schiff による修正法のあとに、さらに LES モードへの切り替えを判断する手法について述べる。LES による解析には、既存の格子で大渦（乱流渦）をどれだけ解像し得るのかを局所的に、瞬時にそのつど判断しなければならない。指標として考えられるのは、ダイナミックモデル[16, 17]を用いていることである。例えば流れが層流のように空間的な変動が少なく、そのような流れ場にダイナミックモデルを適用しても、スマゴリンスキーモデル係数相当の係数は 0.15 より遥かに下回る。また、乱流境界層に適用された場合には、粘性底層では層流の場合とほぼ同じ状況であり、乱流が生成される遷移層近傍で 0.15 程度のスマゴリンスキー “コンスタント” が算出される。ただし、これは乱流渦が解像されている場合であり、空間的な解像度が不足している場合はスマゴリ

ンスキーモデル係数相当の係数は **0.15** より下回る。この性質を利用することによりハイブリッドモデルをここでは構築する[21]。ここで提示するハイブリッドモデルは以下に示すダイナミックスマゴリンスキーモデルを利用している[16、17]。このモデル係数 C を RANS と MILES とを切り替える閾値として用いている。ダイナミックモデルは、具体的には以下のように構成される。SGS の応力項 τ_{ij}^{SGS} は次式で定義される。

$$\tau_{ij}^{SGS} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk}^{SGS} = -2(C\Delta)^2 |S| S_{ij}, \quad (11)$$

ここで、

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad |S| = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}},$$

$$(C\Delta)^2 = \frac{1}{2} \frac{M_{ij}L_{ij}}{M_{ij}M_{ij}}, \quad M_{ij} = \overline{|S|S_{ij} - \alpha^2 |S| \bar{S}_{ij}},$$

$$L_{ij} = \overline{u_i u_j} - \overline{u_i} \overline{u_j} - \frac{1}{3} \delta_{ij} (\overline{u_k u_k} - \overline{u_k} \overline{u_k}). \quad (12)$$

である。上式で用いられる格子フィルター幅 Δ は格子体積を用いて $\Delta = (1/J)^{1/3}$ で計算する。また、ダイナミックフィルタリングで現れるテスト格子幅との比 α は、本計算では $\alpha = 2$ としている。以下にテストフィルター平均の定義を示しており、 $\bar{\cdot}$ はテストフィルター幅を示している。例として、 \bar{u} は下記のように計算される。

$$\bar{u} = u - \frac{\Delta^2}{24} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right). \quad (13)$$

モデル“定数” C は、格子が十分に大渦構造を解像できていれば、乱流境界層において **0.1** のオーダーであり、そうでなければ近似的に **0** であることは知られている[13]。そこで、渦粘性の定義を以下のように使い分けることとする。

$$\mu_t = \begin{cases} \mu_t^{\text{RANS}} & \text{if } d < d_1 \\ \mu_t^{\text{SGS}} & \text{if } d \geq d_1 \end{cases}, \quad (14)$$

ここで μ_t^{RANS} は Baldwin-Lomac モデルに Degani-Schiff 修正を施したもの)により定義され、

また μ_t^{SGS} は **0** と定義しておく。これは、MILES を用いているためであり、陽的な SGS 渦粘性は付加していない。ここで d_1 は、モデル“定数” C の値を壁近傍から辿り、閾値 C_1 を超えた地点での壁からの距離を表す。この説明のための模式図を図 1 に示す。ここで C_1 は **0.13** としている。この閾値を超えることが無い場合は、その地点での渦粘性は RANS による渦粘性そのものとなる。

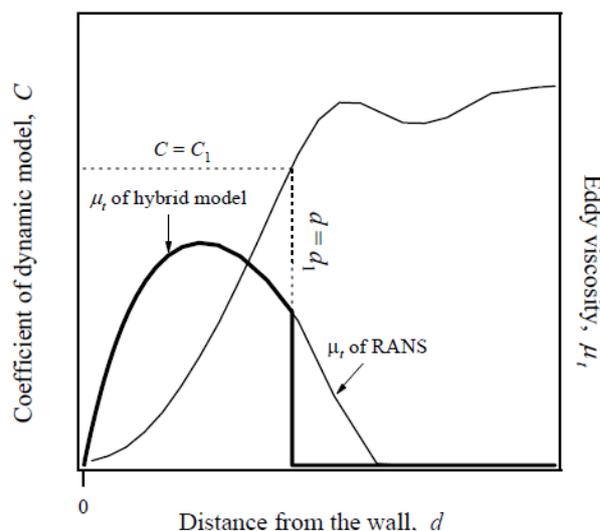


図 1 モデルのハイブリッド化の説明図

本報においては、DES による計算との比較も実施している。DES の基となっているのは Spalart-Allmaras[17]による 1 方程式 RANS モデルであり、その方程式は下記のようなものである。

$$\frac{D\tilde{\nu}}{Dt} = c_{b1} \tilde{S} \tilde{\nu} + \frac{1}{\sigma} \left[\nabla \cdot ((\nu + \tilde{\nu}) \nabla \tilde{\nu}) + c_{b2} (\nabla \tilde{\nu})^2 \right] - c_{w1} f_w \left[\frac{\tilde{\nu}}{d} \right]^2 \quad (15)$$

ここで $\tilde{\nu}$ は作業変数と呼ばれる。また、他の項は下記のように定義される。

$$\tilde{S} = S + (\tilde{\nu} / \kappa^2 d^2) f_{v2}, \quad f_{v2} = 1 - \chi / (1 + \chi f_{v1}) \quad (16)$$

ここで S は渦度の絶対値である。渦動粘性係数は ν_t は以下のようにして決定する。

$$\nu_t = \tilde{\nu} f_{v1}, \quad f_{v1} = \chi^3 / (\chi^3 + c_{v1}^3), \quad \chi = \tilde{\nu} / \nu \quad (17)$$

ここで ν は分子動粘性係数である。関数 f_w は次式で与えられる。

$$f_w = g \left[\frac{1 + c_{w3}^6}{g^6 + c_{w3}^6} \right]^{\frac{1}{6}}, \quad g = r + c_{w2}(r^6 - r),$$

$$r \equiv \frac{\tilde{v}}{\tilde{S}\kappa^2 d^2} \quad (18)$$

モデルパラメータは標準的には以下の通りである ; $c_{b1} = 0.1355$, $\sigma = 2/3$, $c_{b2} = 0.622$, $\kappa = 0.41$,

$$c_{w1} = c_{b1}/\kappa^2 + (1 + c_{b2})/\sigma , \quad c_{w2} = 0.3 , \quad c_{w3} = 2 ,$$

$c_{v1} = 7.1$ 。DES の定式化は、壁面からの距離 d を修正された長さスケール \tilde{d} により置換することで達成される。ここで \tilde{d} は次式で定義される。

$$\tilde{d} = \min(d, C_{DES}\Delta), \quad \Delta = \max(\Delta x, \Delta y, \Delta z) \quad (19)$$

モデルパラメータは $C_{DES} = 0.65$ とする。

3. 支配方程式

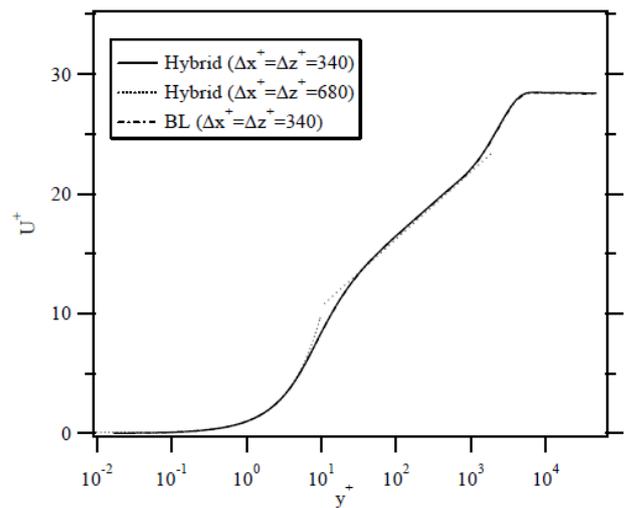
3.1. 平板上の境界層を扱った例

最初に平板境界層を例として取り上げる。これは、RANS から LES へ切り替えが必ずしも必要ではない例として示している。比較のため三種類の直交格子系を用いており、格子数は流れ方向、壁から主意直方向、奥行き方向にそれぞれ $1010 \times 80 \times 10$ 、 $510 \times 80 \times 10$ 、および $260 \times 80 \times 10$ としており、計算領域は流れ方向に 2、壁垂直方向に 0.15 としている。なお、奥行き方向は表 1 のように 2 種類を用いている。流れ方向に $x=1$ の位置がレイノルズ数 $Re_x = 10^7$ に相当するように設定した。奥行方向の格子間隔 Δz は、 $\Delta x = \Delta z$ とすることとし、流れ方向 x と奥行き方向 z には等間隔格子としている。表 1 に格子数と格子間隔、無次元化された格子間隔をまとめている。

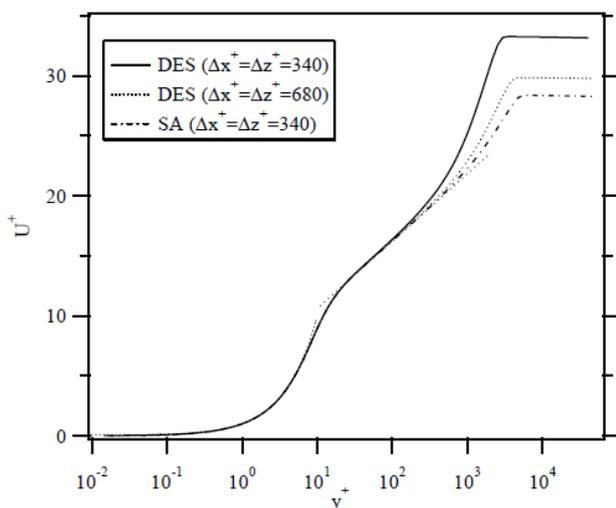
表 1 平板乱流境界層 ($Re_x = 10^7$) を計算するための格子に関連する数値のまとめ

	N_x	N_y	N_z	Δx	Δy_{min}	$\cdot z$	Δx^+	Δy^+_{min}	Δz^+
Case 1	1010	80	10	0.002	1×10^{-7}	0.002	340	0.017	340
Case 2	510	80	10	0.004	1×10^{-7}	0.004	680	0.017	680

壁から垂直方向のメッシュは壁面近傍でその格子間隔を狭めており、RANS の乱流境界層の計算ではしばしばみられることであるが、格子のアスペクト比は 1 万を超える。ここで、流れ方向と奥行き方向の格子間隔は、剪断速度と分子動粘性係数によって無次元されたスケールで $\Delta x^+ = \Delta z^+ = 340$ としている。図 2 は $Re_x = 10^7$ となる地点での速度境界層分布であり、一様流マッハ数は $M=0.3$ 、単位長さ当たりのレイノルズ数は 10^7 である。表 1 で示された格子パラメータを用い、本法と DES による結果を以下に示す。



(a) ハイブリッドモデルと Baldwin-Lomax モデル



(b) DES と Spalart-Allmaras モデル

図2 境界層中の速度分布

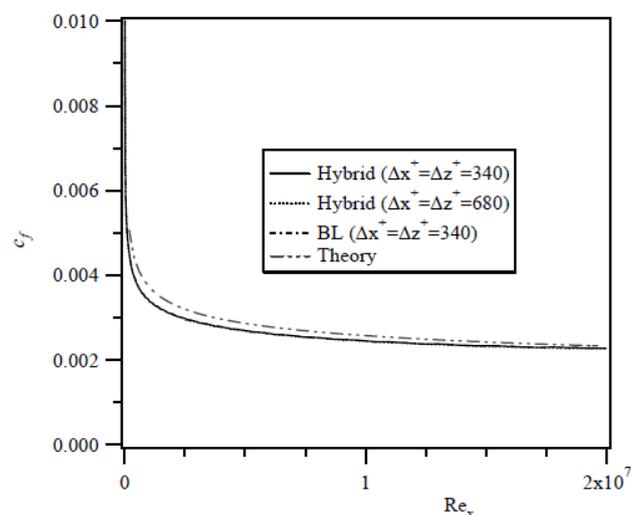
代表時間 $T = D/U_\infty$ にの 1/100 倍に時間刻みを設定して計算を行っており、平板境界層に関しては、ここで示す全ての解析結果は定常解である。

図2では、種々のメッシュについて本法により得られたシミュレーション結果は理論解と一致することがわかる。このことは、(12)式で得られる係数 C が有意な数値を示さないため、本法は計算領域全体で RANS として機能していることによる。一方で、DES による解は細かいメッシュを使用する場合に理論解から外れることもわかる。DES を用いた際の乖離は、LES モードに切り替えるには必ずしも格子解像度が十分とはいえない状況でも、格子スケールと壁からの距離でモードの切り替えが(19)式で行われるためである。DES におけるこうした困難は非常に細かいメッシュを採用することで回避されるが、そうしたメッシュが用いられない状況においては、DES 用いると精度の劣化した予測を伴うことは問題であろう。

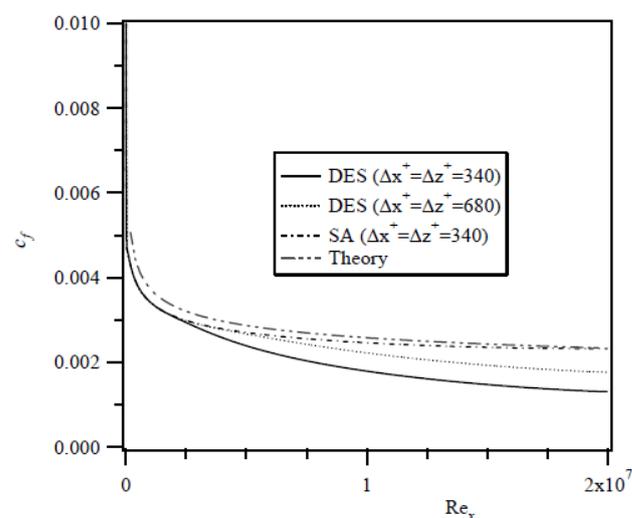
図3は、平板上の乱流境界層について摩擦係数の比較をまとめたものである。本法は Schlichting-Prandtl の半実験公式によく一致することがみてとれる。一方で DES は 50% ほど予測が外れることがあるのがみてとれ、これも上記で指摘した理由に拠る。これらの事柄は、剥離の

無い乱流境界層に伴う種々の予測値と、ならびにその剥離に移行する際の挙動の予測精度に深く関わることが予想されるが、この問題は指摘されることがなかった。

ここで提示しているハイブリッド RANS/LES モデルは、格子サイズを直接の指標とせずに RANS と LES の切り替えを行うために、乱流境界層中の速度分布や壁面の速度摩擦係数を不必要に劣化させることなく RANS による計算を維持することが確認された。



(a) ハイブリッドモデルと Baldwin-Lomax モデル



(b) DES と Spalart-Allmaras モデル

図3 摩擦係数分布

3.2. 球周りの流れを扱った例

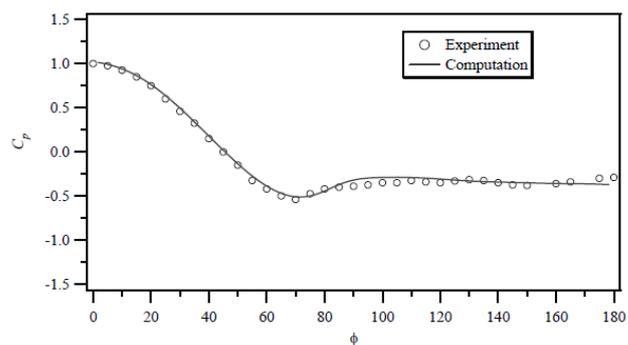
本法を非定常性の強い剥離のある球周りの流れに適用し、その有効性について調査をした。ここで、球周りの流れはレイノルズ数に依存し、層流剥離が見られる臨界レイノルズ数の場合と、乱流剥離となる超臨界レイノルズ数の場合の2種を扱っている。臨界レイノルズ数の場合の特長は、剥離の手前で乱流への遷移が見られずに層流剥離を生じた後に流れが乱流化するところにある。RANSとLESのハイブリッドモデルを適用する場合、この種の流れは対流項の空間精度が特に重要になり高精度化が予測精度に影響する、というのも、層流境界層に対してはRANSモードは必要ではなく、剥離後の乱流渦についてはLESモードに切り替わる為に、計算領域の全体においてLESモードが適用されることが望ましいからである。球についての臨界レイノルズ数は、その流れのメカニズムの相似性から $7 \times 10^3 < Re < 1.65 \times 10^5$ [7]とされる。ここで臨界レイノルズ数として 1.65×10^5 を扱っている。一方、超臨界レイノルズ数の場合には、 $Re = 1.1 \times 10^6$ を扱うこととし、ここでは Taneda[19]の実験で確認されている後流の渦輪の生成と、ストローハル数で整理したときに現れる $St=0.2$ より高い周波数モードの捕獲について比較検討を行っている。

表面圧力、表面摩擦係数、ならびに抗力に関する実験は、Achenbach[1]によって広範囲のレイノルズ数についてなされている。計算格子は流れに沿う方向(ϕ)、半径方向(r)、周方向(θ)にそれぞれ $100 \times 100 \times 40$ としている。解の格子依存を観察するために $100 \times 140 \times 40$ の格子での計算も実施している。最小格子幅は、球の直径基準で $\Delta r_{\min} / D = 1 \times 10^{-5}$ とした。壁面上では滑りなし境界条件とし、対数則等を利用した速度境界条件は用いていない。外境界までの距離は、球の直径の15倍の領域設定とした。一様流マッハ数は $M_\infty = 0.1$ とし、以下の全ての計算にこれを適用している。時間刻み Δt は $T/1000$ に固定して計算を

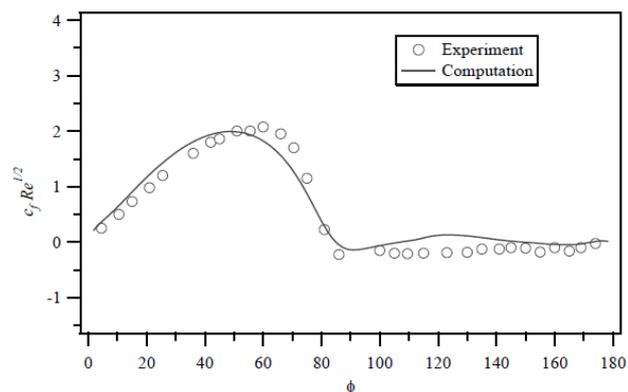
行った。ここで T は、 $T = D/U_\infty$ で定義される代表時間である。

図4は表面圧力と表面摩擦係数の比較である。全般的な実験との一致は良好であり、剥離位置も実験位置の $\phi = 82^\circ$ に近く、 $\phi = 83^\circ$ を示している。

図5は $Re = 1.62 \times 10^5$ における抗力係数と他の2方向に関わる空力係数の時間変化を示している。抗力係数の周波数解析結果は図6にまとめられている。実験による抗力係数は文献[1]によれば0.4と0.51程度と報告されており、この計算においては0.45と予測され、抗力係数は良く予測できており、ストローハル数も $St = 0.18$ に第1ピークが捕らえられており、時間変化に対しても妥当なシミュレーションになっていることがわかる。

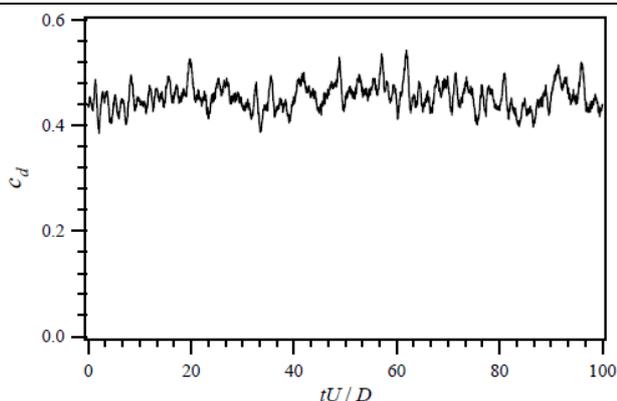


(a) 表面圧力分布

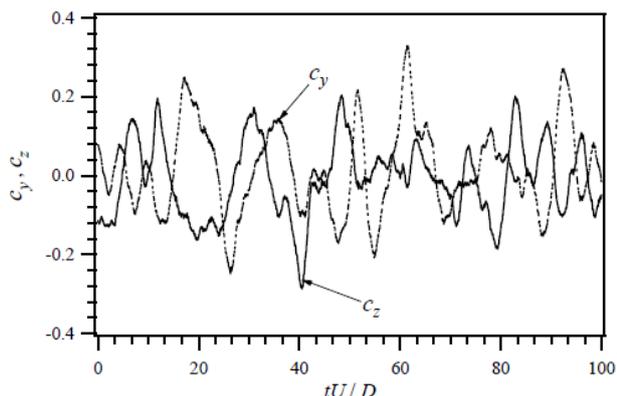


(b) 表面摩擦分布

図4 臨界レイノルズ数 $Re = 1.62 \times 10^5$ での球周りの表面圧力分と表面摩擦分布



(a) 抗力



(b) 揚力 (流れに垂直な成分 2 種)

図 5 臨界レイノルズ数 $Re = 1.62 \times 10^5$ での球周りの表面圧力分と表面摩擦分布

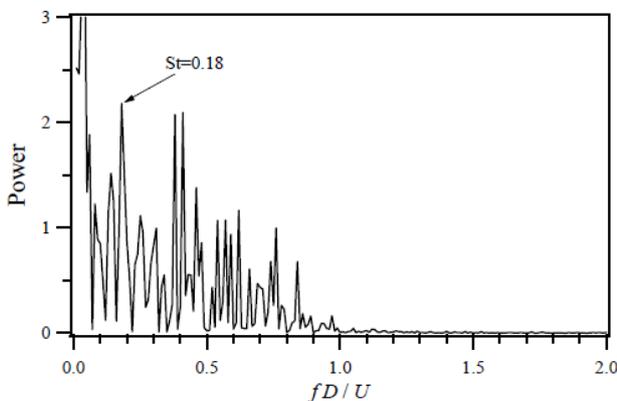
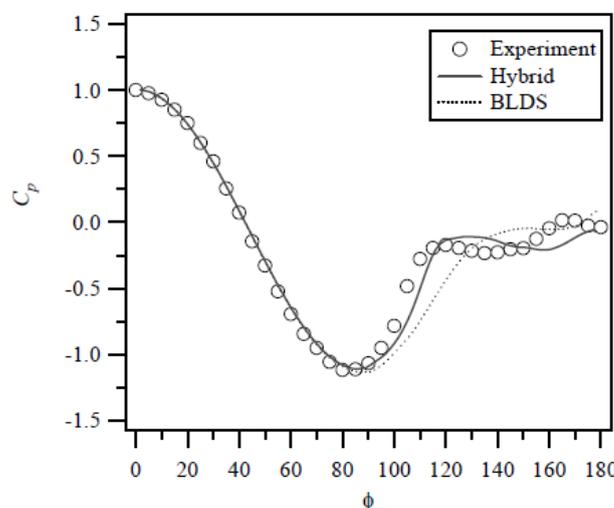


図 6 臨界レイノルズ数 $Re = 1.62 \times 10^5$ での球にかかる抗力の周波数分布

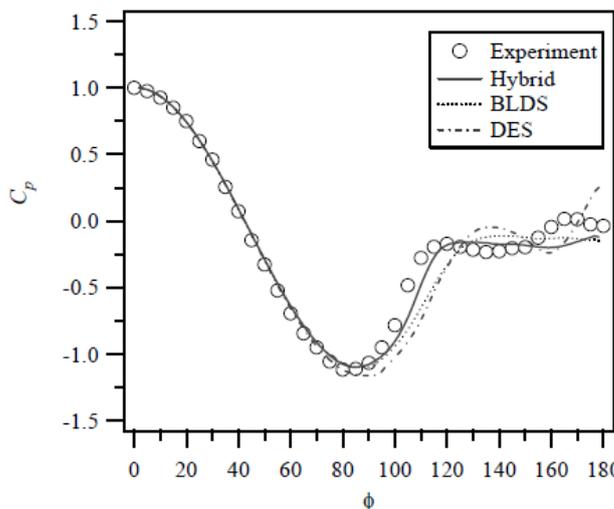
次に、超臨界レイノルズ数に相当する $Re = 1.1 \times 10^6$ の場合の計算について述べる。図 7 には、表面圧力と表面摩擦係数について、本法とその基になっている Baldwin-Lomax モデル、ならびに DES による結果をまとめている。数値解の格子依存性についても調査し、半径方向の格子数を

100 から 140 へ増加させ、主として境界層を横切る方向への解像度と、捕らえられる剥離の挙動について着目している。統計量は代表時間の 100 倍 ($T = 100$) に渡ってデータを採取して実施した。剥離が存在するために、実験値には $\phi = 112^\circ$ 以降に静圧があまり変化しない分布が得られている。

図 8 の表面摩擦係数分布から、本法の計算では $\phi = 82^\circ$ で乱流遷移が生じて $\phi = 112^\circ$ で剥離を生じているのが見てとれ、乱流剥離が正しい位置で再現されているのがわかる。



(a) 粗格子



(b) 密格子

図 7 超臨界レイノルズ数 $Re = 1.1 \times 10^6$ での表面圧力分の比較

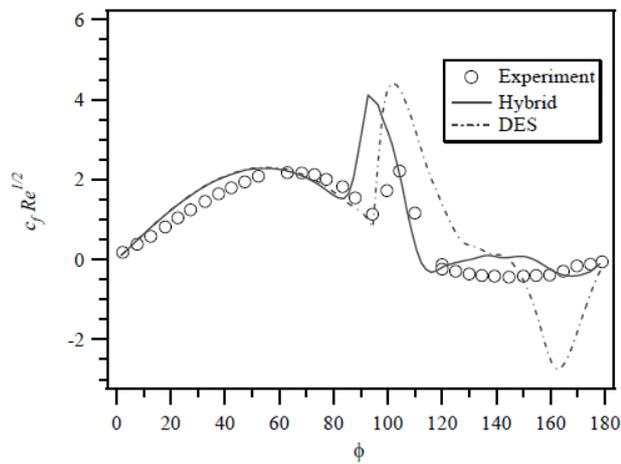


図8 $Re = 1.1 \times 10^6$ での表面摩擦分布

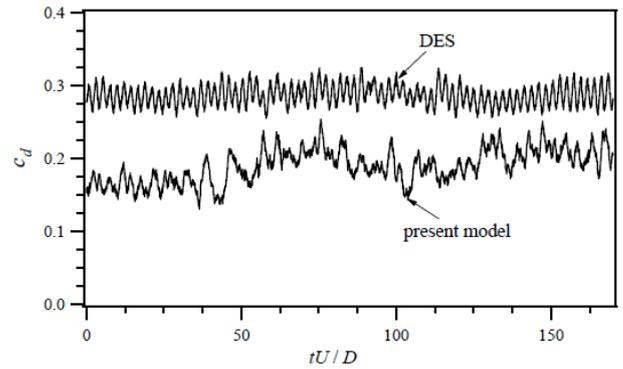


図9 $Re = 1.1 \times 10^6$ での球にかかる抗力

図9は $Re = 1.1 \times 10^6$ の場合の本法による抗力係数の時間変化を示す。多くの代表的な周波数が図11からみてとれるが、 $St = 0.25$ はO型の渦輪放出(O-shaped vortex shedding)に結びついていることが可視化処理画像から判断される。また、予測された空力係数により、球が流れから受ける平均的な空力は流れ方向に垂直な2方向において偏りをもつこともわかる。これらの性質は、渦輪の形状とともにTaneda[7]により超臨界レイノルズ数における球周りの流れにおいて実験的な観察がなされており、超臨界レイノルズ数の場合においてのみ観察されていたことも述べられている。そこで、図12に $Re = 1.1 \times 10^6$ の場合のシミュレーションの可視化結果を示す。可視化には渦度の絶対値 $(|\Omega|/(U_\infty/(M_\infty D)))$ を示している。これらの可視化結果は代表時間 D/U_∞ 毎に提示してあり、或る時刻 t_0 から $t_0 + 4D/U_\infty$ までを表示している。剥離した剪断層が縦渦を形成しO形状の渦輪へ移行していく様子がみてとれ、これが $4D/U_\infty$ の時間で繰り返されている。したがって、これは、 $St = 0.25$ の周波数に直接関係するものと考えられる。この非対称な渦輪の形成はConstantinescuらによるDESにおいてもみられる。

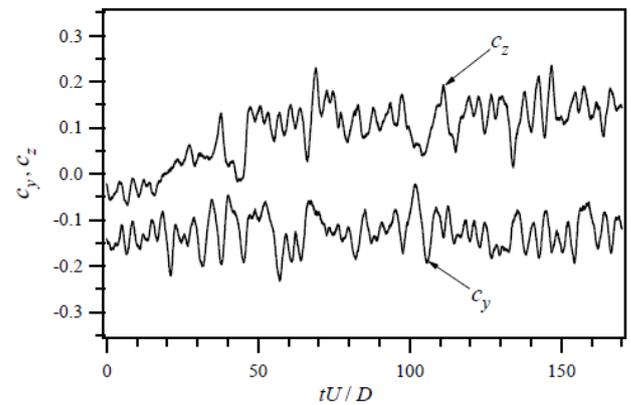
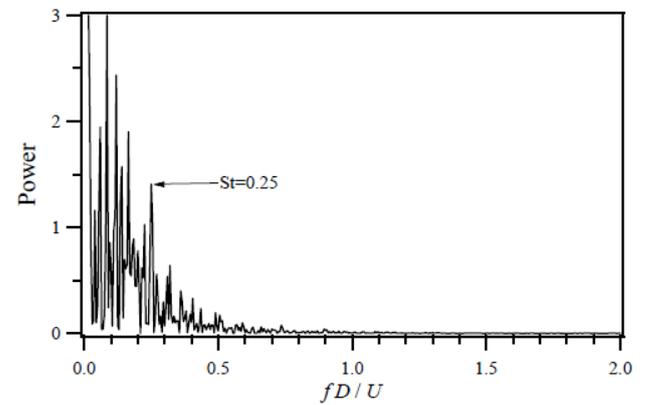
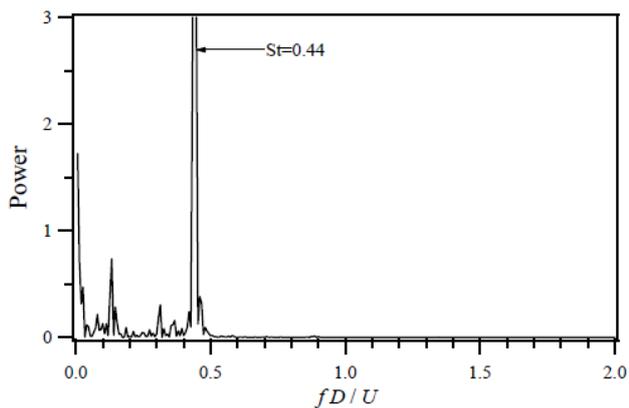


図10 $Re = 1.1 \times 10^6$ での球にかかる揚力(2種)



(a) 本モデル



(b) DES

図 11 $Re = 1.1 \times 10^6$ での球にかかる抗力の周波数分布

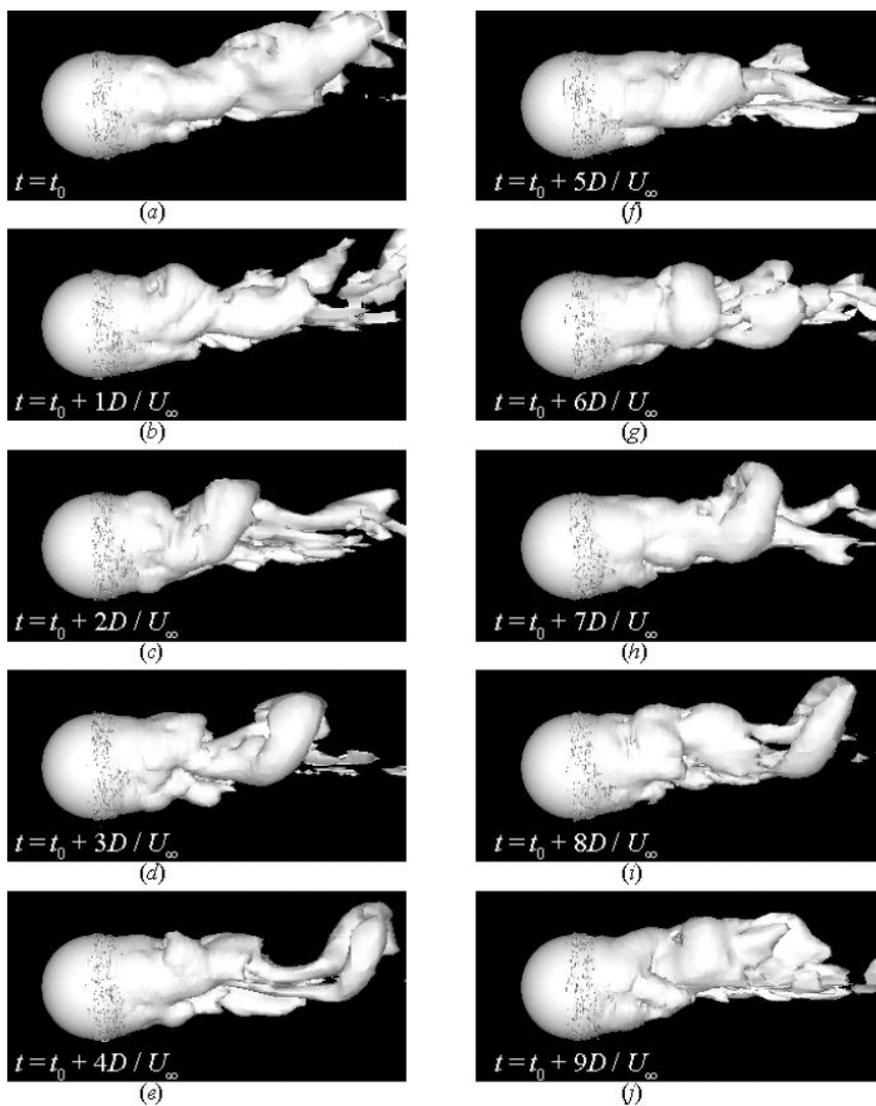


図 12 $Re = 1.1 \times 10^6$ での球周りの渦度の絶対値の等値面による可視化図

4. おわりに

RANS と LES のハイブリッドモデルを球周りなどの流れ場の解析へ適用し、その有用性を示した。端的な例として、平板乱流境界層に適用された場合は、LES モードへの切り替えを殆ど許可しないハイブリッドモデルであるために、壁面摩擦係数などの予測精度は RANS とほぼ同等なまま維持される。一方、球周りのように、境界層が乱流へ遷移し、その後に剥離が生じる場合には、乱流への遷移は RANS モードで、それ以降の剥離流れに対しては LES モードで大渦挙動を追跡することなどが確認された。

参考文献

- (1) Achenbach, E., "Experiments on the Flow Past Spheres at Very High Reynolds numbers," *J. Fluids. Mech.*, Vol. 54, No 3, 1972, pp. 565-575.
- (2) Achenbach, E., "Vortex Shedding from Spheres," *J. Fluids. Mech.*, Vol. 62, No 2, 1974, pp. 209-221.
- (3) Achenbach, E., "The Effect of Surface Roughness and Tunnel Blockage on the Flow past Spheres," *J. Fluids. Mech.*, Vol. 65, 1974, pp. 113-125.
- (4) Baldwin, B. S., and Lomax, H., "Thin-Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows," AIAA Paper 78-257, 1978.
- (5) Boris, J.P., Grinstein, F. F., Oran, E. S. and Kolbe, R. L., "" *Fluid Dynamics Research* Vol. 10, 1992, pp. 199-228.
- (6) Constantinescu, G. S., Chapelet, M. and Squires, K. D., "Turbulent Modeling Applied to Flow over a Sphere," *AIAA J.* Vol. 41, No. 9, Sep. 2003, pp. 1733-1742.
- (7) Constantinescu, G. S. and Squires, K. D., "LES and DES Investigation of Turbulent Flow over a Sphere at Re=10,000," *Flow, Turbulence and Combustion* Vol. 70, 2003, pp. 267-298.
- (8) Constantinescu, G. and Squires, K., "Numerical Investigation of Flow over a Sphere in the sub-critical and super-critical Regimes," *Phys. Fluids* Vol. 16, No. 5, May. 2004, pp. 1449-1466.
- (9) Davidson, L. and Peng, S. H. "A Hybrid LES-RANS Model Based on a One-Equation SGS Model and a Two-Equation k-omega Model," The Second International Symp. on Turbulence and Shear Flow Phenomena, Eds: E. Lindborg, A. Johansson, J. Eaton, J. Humphrey, N. Kasagi, M. Leschziner, M. Sommerfeld, Vol. 2, pp. 175-180, Stockholm, 2001.
- (10) Degani, D. and Schiff, L. B., "Computation of Turbulent Supersonic Flows Around Pointed Bodies Having Cross-flow Separation," *J. Computational Physics*, Vol. 66, No. 1, 1986, pp. 173-196.
- (11) Deng, X. and Zhang, H., "Developing High-order Weighted Compact Nonlinear Schemes," *J. Computational Physics*, Vol. 165, 2000, pp. 22-44.
- (12) Germano M., Piomelli U., Moin P. and Cabot W.H. "Dynamic Subgrid-scale Eddy Viscosity Model," *Physics of Fluids A*, Vol. 3, No. 7, 1991, pp. 1760-1765.
- (13) Lilly, D.K., "A Proposed Modification of the Germano Subgrid-Scale Closure Method," *Phys. Fluids A*, Vol. 4, 1992, pp. 633-635.
- (14) Roe, P. L., "Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors and Difference Schemes," *J. Comp. Phys.*, Vol. 43, 1981, pp. 357-372.

-
- (15) Sakamoto, H. and Haniu, H. "A Study on Vortex Shedding from Spheres in a Uniform Flow," *Trans. ASME I, J. Fluids Engng*, Vol. 112, 1990, pp. 386-392.
- (16) Smagorinsky, J. "General Circulation Experiments with the Primitive Equations. I. The Basic Experiments," *Mon. Weather Rev.*, Vol. 91, 1963, pp. 99-164.
- (17) Spalart, P. R. and Allmaras, S. R., "A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows," *La Recherche Aérospatiale*, Vol. 1, 1994, pp. 5-21; also AIAA Paper 92-0439, 1992.
- (18) Schlichting, H., *Boundary Layer Theory*, seventh edition, McGraw-Hill, New York, 1979.
- (19) Taneda, S., "Visual Observations of the Flow Past a Sphere at Reynolds Numbers between 10^4 and 10^6 ," *J. Fluid Mech.*, Vol. 85, No. 1, 1978, pp. 187-192.
- (20) Travin, A., Shur, M., Strelets, M. and Spalart, P. R., "Detached-eddy Simulation past a Circular Cylinder," *Flow, Turbulence, and Combustion*, Vol. 63, 2000, pp. 293-313.
- (21) Nakamori, I. and Ikohagi, T., "Dynamic hybridization of MILES and RANS for predicting airfoil stall," *Computers & Fluids*, Elsevier, Vol. 37, (2007), pp. 161-169.