

文章编号: 0258-1825(2026)03-0145-10

一种动态系数的自适应分离涡模拟方法

吴文昌, 韩省思*

(南京航空航天大学 能源与动力学院, 南京 210016)

摘要: 混合 RANS/LES 湍流模型是现阶段最有望实现工程化应用的高精度湍流模拟方法之一, 提高混合 RANS/LES 模型在复杂流动预测中的通用性和准确性对于加速这一过程是十分重要的。为了实现该目标, 首先理论分析了 RANS 方法和 LES 方法在适当条件下的表现等价性, 并推导出一种通用性好的动态滤波尺度系数计算方法, 以实现混合 RANS/LES 模型从 RANS 模式到 LES 模式的无缝过渡; 进一步针对混合 RANS/LES 模型中潜在的“灰区”问题, 利用 σ -LES 亚格子模型构建了适用于分离流动的自适应滤波尺度系数计算方法。将该方法应用于典型 DES 分离涡模型及其改进型 DDES 和 IDDES 模型中, 可发展系列自适应分离涡模型(ADES/ADDES/AIDDES), 理论方法的数值验证在开源 PHengLEI 软件平台进行。通过超声速底部流动和高升力翼型临界大攻角流动的数值模拟, 证实了新型自适应分离涡模型(ADES/ADDES/AIDDES)可有效克服分离剪切层“灰区”延迟问题, 从而提高了模型在回流区速度场、湍动能以及复杂翼型边界层速度型预测的准确性。数值结果表明, 自适应滤波尺度系数计算方法能有效提升混合 RANS/LES 模型的准确性。

关键词: 混合 RANS/LES 模型; 自适应湍流模拟; 分离涡模拟; 滤波尺度; 分离流

中图分类号: V211.3 文献标识码: A doi: 10.7638/kqdlxxb-2025.0240

A dynamically-calibrated adaptive detached-eddy simulation method

Wu Wenchang, Han Xingsi*

(College of Energy and Power Engineering, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China)

Abstract: Hybrid RANS/LES turbulence models are currently among the most promising high-precision turbulence simulation methods for practical engineering applications. Enhancing their generality and accuracy in predicting complex flows is crucial for accelerating this adoption process. To achieve this goal, this study first theoretically analyzes the apparent equivalence of RANS and LES methods under appropriate conditions. A versatile method for calculating the dynamic filter-scale coefficient is derived, enabling a seamless transition from RANS to LES mode within hybrid RANS/LES models. Furthermore, to address the potential "gray area" problem inherent in these models, an adaptive filter-scale coefficient calculation method suitable for separated flows is constructed using the σ -LES subgrid-scale model. When applied to typical Detached-Eddy Simulation (DES) model and their improved variants, i.e., Delayed Detached-Eddy Simulation (DDES) and Improved Delayed Detached-Eddy Simulation (IDDES) models, this leads to the development of a series of adaptive ADES/ADDES/AIDDES models. The validation of the proposed new model is performed on the open source PHengLEI software platform. Numerical simulations of supersonic base flow and critical high-angle-of-attack flow around a high-lift airfoil confirm that the novel adaptive ADES/ADDES/AIDDES models effectively overcome the "gray area" delay issue in the separated shear layers, thereby improving the accuracy of predictions

收稿日期: 2025-11-21; 修订日期: 2026-02-05; 录用日期: 2026-03-02; 网络出版时间: 2026-03-31

基金项目: 国家自然科学基金(52376114, 92041001); 国家科技重大专项(J2019-III-0015-0059)

作者简介: 吴文昌(1998—), 男, 江西抚州人, 博士, 研究方向: 可压缩湍流高精度数值模拟. E-mail: wenchangwu@nuaa.edu.cn

通信作者: 韩省思*, 教授, 研究方向: 航空复杂动力系统流动、传热和燃烧的高精度数值模拟. E-mail: xshan@nuaa.edu.cn

引用格式: 吴文昌, 韩省思. 一种动态系数的自适应分离涡模拟方法[J]. 空气动力学学报, 2026, 44(3): 145–154.

Wu Wenchang, Han Xingsi. A dynamically-calibrated adaptive detached-eddy simulation method[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2026, 44(3): 145–154(in Chinese). doi: 10.7638/kqdlxxb-2025.0240

for the velocity field in recirculation zones, turbulent kinetic energy, and velocity profiles in the complex airfoil boundary layers. The numerical results demonstrate that the adaptive filter-scale coefficient calculation method can significantly enhance the accuracy of hybrid RANS/LES models.

Keywords: hybrid RANS/LES model; self-adaptive turbulence eddy simulation; detached-eddy simulation; filtering scale; separated flow

0 引言

湍流及分离流动在航空航天工业应用中十分普遍,随着计算机浮点运算能力的不断提高,计算流体力学为飞行器流动预测和设计优化提供了有力支持。针对湍流问题的数值模拟方法,按照对流动结构的求解程度可大致分为雷诺平均方法(Reynolds-Average Navier-Stokes, RANS)、大涡模拟(large eddy simulation, LES)和直接数值模拟(direct numerical simulation, DNS)三类基本方法。其中DNS需要对整个湍流流动结构直接求解,对计算网格分辨率提出了十分高的要求,其网格数量大致与 $Re^{37/14}$ 成正比^[1],现阶段计算资源无法实现其在实际工程问题的应用;RANS方法作为现阶段工程应用中最常用的湍流模拟方法,对所有湍流尺度进行平均模化,因此计算量大大减小,但也因此无法有效识别湍流的多尺度特性,在钝体绕流等大尺度分离湍流预测中存在明显不足。LES方法^[2-7]通过求解流场中大尺度含能结构,大大提高了预测流场的精度与可靠性,有效解决了RANS方法的不足,但流场中小尺度结构的亚格子应力模化对计算网格分辨率提出了较高的要求。对于壁面全解析的大涡模拟,计算网格数量的要求大致与 $Re^{13/7}$ 成正比^[1],而工程中面临大量高雷诺数流场问题,LES方法的实现相对现阶段可获得的计算资源来说过于昂贵。

混合RANS/LES方法是近三十年发展迅速的高效高精度湍流模拟方法^[8],在有限的计算资源限制下,实现了航空航天飞行器流动及物理现象研究中的广泛应用^[9]。在混合方法日益丰富的研究和应用积累中,建立RANS和LES模式之间的物理联系一直是混合RANS/LES湍流模拟方法的关键技术。其中,通过混合求解RANS和LES模式的特征长度尺度是实现混合的有效策略。典型地,分离涡模拟(detached eddy simulation, DES)类方法^[10-11]在附着边界层流动中,混合长度尺度使用RANS模式的特征尺度,在SA-DES(Spalart-Allmaras detached eddy simulation)模型中使用壁面距离^[10],在两方程模型中使用积分长度尺度^[12];在远离壁面或者分离流动区域,混合长度

尺度被激活为LES模式的特征尺度,通常表现为LES亚格子尺度。因此,有效的长度尺度混合方法对于在复杂流动模拟中实现完美的混合RANS/LES模式非常重要。

DES类模型作为一类典型尺度分区混合RANS/LES湍流模型,显著的特征在于RANS和LES模式长度尺度间的干净切换。除两种模式过渡形成的部分“灰区”^[13],在其他相当大的流动区域,DES要么表现为RANS或URANS模式,要么表现为LES模式,几乎不存在RANS与LES两种模式的加权行为。然而,在实际数值模拟中,曾出现翼型绕流因网格诱导导致边界层提前分离^[12],以及涡轮叶尖间隙流态拓扑预测偏差等问题^[14]。因此,DES模型的关键技术在于建立合理的混合函数和完美处理“灰区”。混合函数的难点在于根据当地流动物理特征合理地激活RANS或者LES模式。通常的做法是在附着边界层内激活RANS模式,在分离流动区域激活LES模式^[11]。随着流动类型复杂程度的上升,混合函数的适用性面临较大的挑战。在实际流动模拟中,混合函数设计可以被看作“灰区”问题产生的直接来源,因此,如何完美处理“灰区”问题通常是更重要的内容。

为了解决混合湍流模式的“灰区”行为,实现从RANS模式到LES模式的无缝过渡十分重要。这不仅是混合湍流模式建立的理论基础,也是提升混合RANS/LES模型准确性的关键。通过在RANS中引入网格滤波,建立适当网格分辨率下与LES的表现等价性^[15],可发展以自适应湍流模拟方法^[16]为代表的应力混合类混合RANS/LES模型。

基于此思路,本文凝练出一种更具通用性的自适应网格滤波尺度,作为不同类型混合RANS/LES模型的统一计算框架。将该框架应用于DES类模型,可发展系列自适应DES类模型,包括自适应分离涡模拟(adaptive detached eddy simulation, ADES)、自适应延迟分离涡模拟(adaptive delayed detached eddy simulation, ADDES)、自适应改进延迟分离涡模拟(adaptive improved delayed detached eddy simulation, AIDDES)。通过典型超声速底部流动算例,对比验证自适应网格滤波尺度在混合RANS/LES方法中的有效性。

1 自适应分离涡模拟方法

1.1 URANS 与 LES 模式的表现等价性

非定常 URANS(unsteady RANS)方法和 LES 方法之间存在数学和物理形式的联系^[15,17]。首先, URANS 和 LES 方法在控制方程形式上具有统一性, 雷诺平均和时空滤波后的 N-S 方程产生的未封闭项在涡黏假设下均可以用湍流黏性系数封闭, 分别对应于涡黏模型和亚格子应力模型。其次, URANS 方法可以看作在 LES 框架下使用积分尺度作为滤波尺度的一种特殊形式。具体在于: 若采用网格单元体积长度 $\Delta = (\Delta_x \Delta_y \Delta_z)^{1/3}$, 而不是积分长度尺度作为滤波尺度, 在非常精细的网格分辨率的限制下, 假设滤波后的亚格子尺度位于能谱具有各向同性的惯性子区, 从而将 URANS 模型演化为 LES 模型。

在各向同性亚格子尺度流动中, 尺度为 Δ 的流动对应于波数 $\kappa_\Delta = \pi/\Delta$, 可以计算亚格子脉动速度的均方根值 u'_Δ 及其波数谱 $\Phi(\kappa)$:

$$\begin{aligned} u'_\Delta &= \sqrt{\frac{2}{3} k_\Delta} = C^{1/2} \varepsilon^{1/3} \kappa_\Delta^{-1/3} \\ \Phi(\kappa) &= \frac{1}{3} C^{1/2} \varepsilon^{1/3} \kappa^{-4/3} \end{aligned} \quad (1)$$

其中, k_Δ 为亚格子湍动能, C 为 Kolmogorov 常数(通常取约 1.5), ε 为湍流耗散率。用于封闭各向同性亚格子尺度流动的湍流黏性系数, 由式(2)给出:

$$\mu_{t,\Delta} = \rho \langle u'_\Delta \cdot l \rangle = \rho \int_{k_\Delta}^{\infty} \Phi(\kappa) \frac{\pi}{\kappa} d\kappa = \rho u'_\Delta \frac{1}{4} \Delta \quad (2)$$

考虑到壁面边界层均方根速度具有各向异性, 引入各向异性因子 γ , 并将修正后的均方根速度仍记为 u'_Δ , 其值为 γ 乘以各向同性值, 即 $u'_\Delta = \gamma u'_{\Delta, \text{iso}}$, 下文中 γ 并不存在具体计算形式, 各项异性因子体现在不同滤波尺度系数计算中。因此, 有效亚格子长度尺度 L_c 和 URANS 模型中的原始积分长度尺度 L_i 为:

$$\begin{aligned} L_c &= \mu_{t,\Delta} / (\rho u'_\Delta) = \frac{1}{4} \gamma \Delta \\ L_i &= \mu_{\text{RANS}} / \left(\rho \sqrt{2k/3} \right) \end{aligned} \quad (3)$$

式中 ρ 为流体密度。引入 URANS 和 LES 两种湍流模式间的模式混合函数 $F_{r,\Delta}$, 定义为:

$$F_{r,\Delta} = \frac{L_c}{L_i} = \frac{C_{\text{DES}} \Delta}{k^{3/2} / \varepsilon} \quad (4)$$

其中定义模型系数 $C_{\text{DES}} = \gamma / (4C_\mu \sqrt{3/2})$ 。这里 C_μ 为标准 $k-\varepsilon$ 模型中的经验常数(通常取 0.09)。因此, 滤

波后的 URANS 模型湍流黏性系数可以表示为:

$$\mu_{t,\Delta} = F_{r,\Delta} \mu_{\text{RANS}} = \rho C_\mu C_{\text{DES}} \Delta \sqrt{k} \quad (5)$$

与此同时, 滤波后的 URANS 模型的湍流黏性等同于给定网格分辨率下的 LES 模型提供的亚格子黏性, 若与标准 Smagorinsky 型 LES 模型等价, 相应的各向同性亚格子尺度湍流黏性为:

$$\mu_{t,\Delta} = \rho (C_s \Delta)^2 |S| \quad (6)$$

其中: C_s 为 Smagorinsky 常数, $|S| = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$ 为应变速率张量的模。通过引入湍动能产生和耗散平衡的第二个假设, 得到了湍动能产生项为:

$$P_k = \mu_t |S|^2 = \rho \varepsilon \quad (7)$$

再由尺度相似性的其他假设——经验剪切流关系, 平衡湍流统计雷诺剪切应力表示为:

$$\langle uv \rangle \approx 0.3k |S| = \varepsilon \quad (8)$$

可以得到模型常数 C_{DES} :

$$C_{\text{DES}} = \sqrt{0.3} C_s / C_\mu \quad (9)$$

Smagorinsky 型 LES 模型的模型常数 C_s 的典型值^[18] 在 0.08~0.22 之间, 选取模型常数 C_s 为 0.1, 则 $C_{\text{DES}} = 0.61$, 与 DES 模型混合长度尺度中模型系数相对应。

URANS 模型中的滤波概念表明, 采用合理的滤波方法可以实现从 URANS 向 LES 模式的等价过渡。这也说明, 良好的混合 RANS/LES 方法应在没有不同模式切换“间隙”的情况下, 将 URANS 与 LES 混合, 并在适当的网格分辨率下恢复到 LES 模式。

1.2 通用型滤波尺度系数计算方法

根据普朗特半经验长度理论, 通常可以将 URANS 模型的线性涡黏系数 μ_t^{RANS} 表示为湍流特征长度尺度 l 和脉动速度 u' 的形式:

$$\mu_t^{\text{RANS}} = \rho u' l \quad (10)$$

式中, 脉动速度 u' 可以表示为长度尺度 l 和时间尺度 τ 的关系:

$$u' = l / \tau \quad (11)$$

式(10)的形式最终表示为长度尺度 l 和时间尺度 τ 的函数:

$$\mu_t^{\text{RANS}} = \rho l^2 / \tau \quad (12)$$

在 RANS 模型中, 以两方程 $k-\omega$ 模型为例, 求解的特征长度尺度一般使用积分长度尺度 L_i , 即:

$$\mu_t^{\text{RANS}} = \frac{\rho L_i^2}{\tau} = \rho \frac{k}{\beta_1^* \omega^2} \frac{1}{\tau^{\text{RANS}}} \quad (13)$$

式中: 模型常数 $\beta_1^* = 0.09$, 在混合湍流模型中, 通过模式混合函数可以将基准 RANS 模式等价到 LES 模式, 此时混合湍流模式的长度尺度是使用模式混合函数等比例衰减后的积分长度尺度:

$$L_c = F_{r,\Delta} L_i \quad (14)$$

可以看出混合模型求解的长度尺度从积分尺度 L_i 变为了滤波尺度 L_c 。一般地, 在涡黏假设下的亚格子模型湍流黏性系数 μ_t^{SGS} 可以用亚格子长度尺度 l^{SGS} 和亚格子时间尺度 τ^{SGS} 表示:

$$\mu_t^{\text{SGS}} = \rho l^{\text{SGS}2} / \tau^{\text{SGS}} = \rho (C_m \Delta)^2 D_m \quad (15)$$

式中 C_m 为亚格子模型系数, $D_m = 1/\tau^{\text{SGS}}$ 为时间尺度倒数, 当 $L_c = L_p$, 混合湍流模式等价于亚格子尺度模型, 混合湍流模式的滤波尺度 L_c 可以使用下式计算:

$$L_c = L_i \rightarrow F_{r,\Delta} = 1 \rightarrow \mu_t = \mu_t^{\text{SGS}} \quad (16)$$

$$L_c = l^{\text{SGS}} \sqrt{\frac{\tau^{\text{RANS}}}{\tau^{\text{SGS}}}} \quad (17)$$

从而混合模型中滤波尺度的模型系数可以表达为:

$$C_{\text{DES}} = C_m \sqrt{\frac{\tau^{\text{RANS}}}{\tau^{\text{SGS}}}} \quad (18)$$

从式(18)的计算形式可以看出, 在使用亚格子尺度将 URANS 模式等效到 LES 模式时, 混合模型的滤波尺度系数 C_{DES} 是由 URANS 模式与 LES 模式两者的时间尺度决定, 这表明混合方法不仅仅将 URANS 模式和 LES 模式从特征长度尺度进行了关联, 还有效地关联了两种模式的时间尺度关系。此外, 亚格子模型系数 C_m 同样体现在滤波尺度模型系数的计算中^[19], 包括动态 Smagorinsky 亚格子模型等方法也可以被囊括在此框架中。因此, 滤波尺度系数可以看作是 URANS 和 LES 模式间的湍流模式连接系数。

1.3 自适应滤波尺度计算方法

从 Smagorinsky-LES 模式的计算中, 可以发现其涉及多个假设, 尤其是湍流平衡态假设。然而, 在逆压梯度、激波/边界层相互作用等复杂现象中, 湍流的平衡态是很难保证的, 因此本文提出使用一些适用于各项异性和非平衡态湍流的亚格子模型去封闭 DES 类方法中的 LES 模式, LES- σ 模型^[7]能够在二维或准二维纯剪切和刚性旋转区域自动衰减亚格子黏性, 更加适用于非均匀和壁面有界湍流模拟。因此,

LES- σ 模型亚格子时间尺度 $\tau^{\text{SGS}} = 1/D_\sigma$, $k-\omega$ 模型时间尺度 $\tau^{\text{RANS}} = 1/\omega$, 根据通用滤波尺度计算方法, 可以得到滤波尺度系数 C_{DES}^σ :

$$C_{\text{DES}}^\sigma = \frac{C_\sigma}{\beta_1^*} \sqrt{\frac{D_\sigma}{\omega}} \quad (19)$$

式中, 模型常数 $C_\sigma = 1.5$ 。LES- σ 模式的时间尺度 D_σ 定义为:

$$D_\sigma = \frac{\sigma_3(\sigma_1 - \sigma_2)(\sigma_2 - \sigma_3)}{\sigma_1^2} \quad (20)$$

式中, σ_1 、 σ_2 和 σ_3 分别是速度梯度张量的从大到小顺序排列的三个奇异值, $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3$ 。

在边界层内层, 将应变率 S_{ij} 用于计算壁面处理模型系数 $C_{\text{DES}}^{\text{EWT}}$:

$$C_{\text{DES}}^{\text{EWT}} = \frac{C_s}{\beta_1^*} \sqrt{\frac{|S|}{\omega}} \quad (21)$$

式中 $|S| = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$, 上式出现的模型常数 C_s 取值在 0.1 到 0.2 之间, $C_s = 0.18$ 是本文的推荐取值。进一步, 耦合壁面增强处理方法和 LES- σ 模型, 本文提出一种新型双层自适应滤波尺度计算方法, 其具体计算形式如下:

$$C_{\text{ADES}} = C_{\text{DES}}^\sigma (1 - f_{\text{blend}}) + C_{\text{DES}}^{\text{EWT}} f_{\text{blend}} \quad (22)$$

式中, 函数 f_{blend} 的计算形式与 Menter^[20] 提出的 SST 模型中的过渡函数 F_2 类似, 引入常数 $C_1 = 0.67$ 进行部分修改。其具体形式如下:

$$f_{\text{blend}} = \tanh \left[\left(\arg_1 \right)^4 \right] \\ \arg_1 = C_1 \max \left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta_1^* \omega d_w}, \frac{500\nu}{\omega d_w^2} \right) \quad (23)$$

式中: $\tanh$ 表示双曲正切函数, d_w 为壁面距离, C_1 是模型常数。当函数 f_{blend} 等于 1.0 时, 滤波尺度系数在内边界层由壁面处理获得, 通常具有较大值; 当函数 f_{blend} 等于 0 时, 滤波尺度系数在外边界层由 LES- σ 模型计算, 能够加速 URANS 模式向 LES 模式的切换。

1.4 自适应分离涡模拟方法

本文研究的混合湍流模拟方法是基于 URANS 方程的滤波思想构造的, Menter^[20] 提出的两方程剪切应力输运 SST $k-\omega$ 模型因其鲁棒性和通用性, 是当今使用非常广泛的 URANS 方法, 其保有 Wilcox $k-\omega$ 模型处理近壁流动的准确性与鲁棒性, 同时具有 $k-\varepsilon$ 模型在边界层外对自由流参数的低敏感性。通过求解湍动能 k 以及比耗散率 ω 两个变量的输运方程, 进而计算湍流涡黏系数 μ_t , 控制方程如下:

$$\frac{D\rho k}{Dt} = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta_1^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \frac{D\rho\omega}{Dt} = & \rho \frac{\gamma}{\mu_t} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \\ & 2\rho(1-F_1)\sigma_{\omega^2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (25)$$

应当指出耗散率 ε 与比耗散率 ω 之间存在关系, $\varepsilon = \beta_1^* k \omega$ 。其中交叉项的过渡函数 F_1 取值设计为近壁区域为 1 从而恢复为标准 Wilcox $k-\omega$ 模型, 远离壁面为 0, 更多的细节信息可以参考原始文献^[20]。

DES 类模型的实现通过修改湍动能方程的耗散项, 可表示为:

$$\frac{D\rho k}{Dt} = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\rho k \sqrt{k}}{L_{(I)(D)DES}} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (26)$$

式中混合长度尺度 $L_{(I)(D)DES}$ 分别可使用 DES、DDES 和 IDDES 模型定义的长度尺度计算^[21], 具体如下:

$$\begin{aligned} \text{DES: } L_{DES} &= \min(L_i, C_{DES} \Delta) \\ \text{DDES: } L_{DDES} &= L_i - f_d \max(0, L_i - C_{DES} \Delta) \\ \text{IDDES: } L_{IDDES} &= f_d(1 + f_e) L_i + (1 - f_d) C_{DES} \Delta \end{aligned} \quad (27)$$

式中, 积分长度尺度 $L_i = \sqrt{k}/(\beta_1^* \omega)$, 涉及的网格长度尺度定义和混合函数定义可以参考文献^[21]。模型系数 C_{DES} 使用文献^[21]中的计算方式, 适用于原始型 DES、DDES 和 IDDES 模型, 使用自适应滤波尺度系数 C_{ADES} 时, 拓展的模型分别记为 ADES、ADDES 和 AIDDES 模型。

2 数值方法验证结果与讨论

上述理论方法的数值验证在开源 PHengLEI^[22-23] 软件平台进行, 使用高阶精度有限差分求解器降低数值离散误差, 该求解器在多类型湍流模拟中表现出良好的可靠性^[16, 24]。具体地, 数值通量使用带熵修正的 Roe 通量, 空间离散使用六点 WCNS 高阶精度有限差分格式^[25], 非定常计算时间离散采用二阶后向欧拉方法, 线性方程组求解使用 LUSGS 方法。

2.1 超声速底部流动

在分离涡 DES 类方法建模中, 一个核心的关注点在于 RANS 向 LES 切换的“灰区”问题, 其本质是由于 RANS 求解区域缺少向 LES 求解区域提供足够的湍流脉动信息。因此, 本算例重点考核自适应 DES 类模型相比原始 DES 类模型在剪切层分离流动预测中的优势, 在当前的模拟中, 边界条件参考文献中试验^[26]与数值模拟^[27-28]的参数, 超声速自由流马

赫数 Ma 为 2.46, 单位雷诺数等于 $45 \times 10^6/m$, 自由流压力和温度分别为 31415 Pa 和 145 K, 底部半径 $R = 31.75$ mm。底部上游 $8R$ 入口设置为均匀流入口条件, 与 Simon 等^[28] 先前使用的条件相同。远场边界条件设置在对称轴下游 $20R$ 和径向 $8R$, 壁面设置为无滑移绝热壁面边界条件。生成的结构网格包含约 900 万网格单元。采用 O-H 块的策略用于避免局部较大的 CFL 数, 距离壁面的最大 Δy^+ 估计为 2。在圆柱底部环形回流区域中, 沿圆柱周向分别布置 160 个单元, 同时轴向网格点数为 406, 空间分辨率为 $0.005R$ 变化到 $0.016R$, 针对数值格式的稳定性要求, 采用的无量纲时间步长为 $\Delta t U_0/C = 0.001$ 。

图 1 和图 2 分别展示了 DES/DDES/IDDES 和自

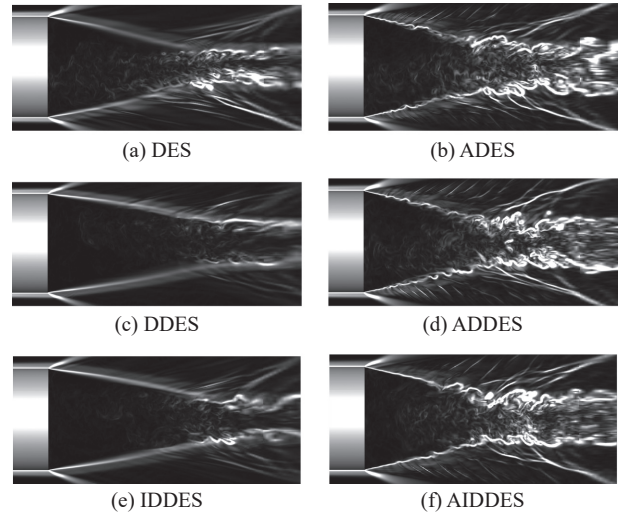


图 1 不同湍流模型预测的瞬时密度纹影

Fig. 1 Instantaneous density schlieren predicted by different turbulence models

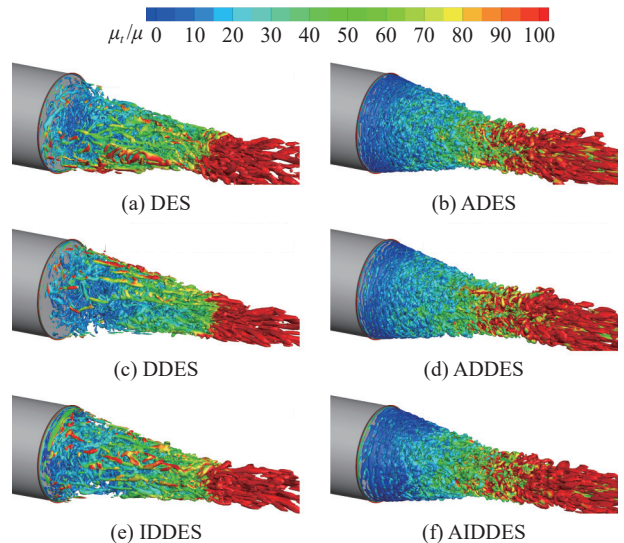


图 2 不同湍流模型预测的瞬时流动结构 ($Q = 1 \times 10^3$)

Fig. 2 Instantaneous flow structures ($Q = 1 \times 10^3$) predicted by different turbulence models

适应 ADES/ADDES/AIDDES 湍流模型预测的中心截面瞬时纹影和 Q 准则等值面 ($Q = 1 \times 10^3$) 分布, 并使用湍流黏性系数比 Q 准则等值面进行染色, 从瞬时数值纹影图可以明显发现两类模型预测结果的差异, 原始 DES/DDES/IDDES 模型预测的剪切层分离过程更加平滑, 失稳发展过程较为缓慢, 而自适应 ADES/ADDES/AIDDES 模型失稳发展过程更为迅速, 尤其是在剪切层初始分离位置, ADES/ADDES/AIDDES 模型具有更高的分辨率, 轴向和周向湍流结构尺度更小, 不稳定性更强, 并且在向下游发展过程中, ADES/ADDES/AIDDES 模型进一步促进了轴对称剪切层向内部分离区的小尺度结构输运。上述结果

表明, ADES/ADDES/AIDDES 模型在剪切层分离流动中具有优于原始 DES/DDES/IDDES 模型的数值分辨率。

图 3 进一步展示了中截面不同湍流模型给出的湍流黏性系数比分布, 原始 DES/DDES/IDDES 类湍流模型在分离剪切层内均给出了相当高的湍流黏性, 表明在“灰区”延迟作用下, DES 类模型过于耗散初始分离剪切层的不稳定发展, 与之对比, 采用自适应滤波尺度的分离涡模拟方法在保持边界层模化的前提下, 显著降低了初始剪切层内的湍流黏性系数, 并且随着剪切层不稳定性发展, 不断产生的丰富湍流结构使得滤波尺度发生自适应变化, 相应的湍流黏性系数自适应变化。

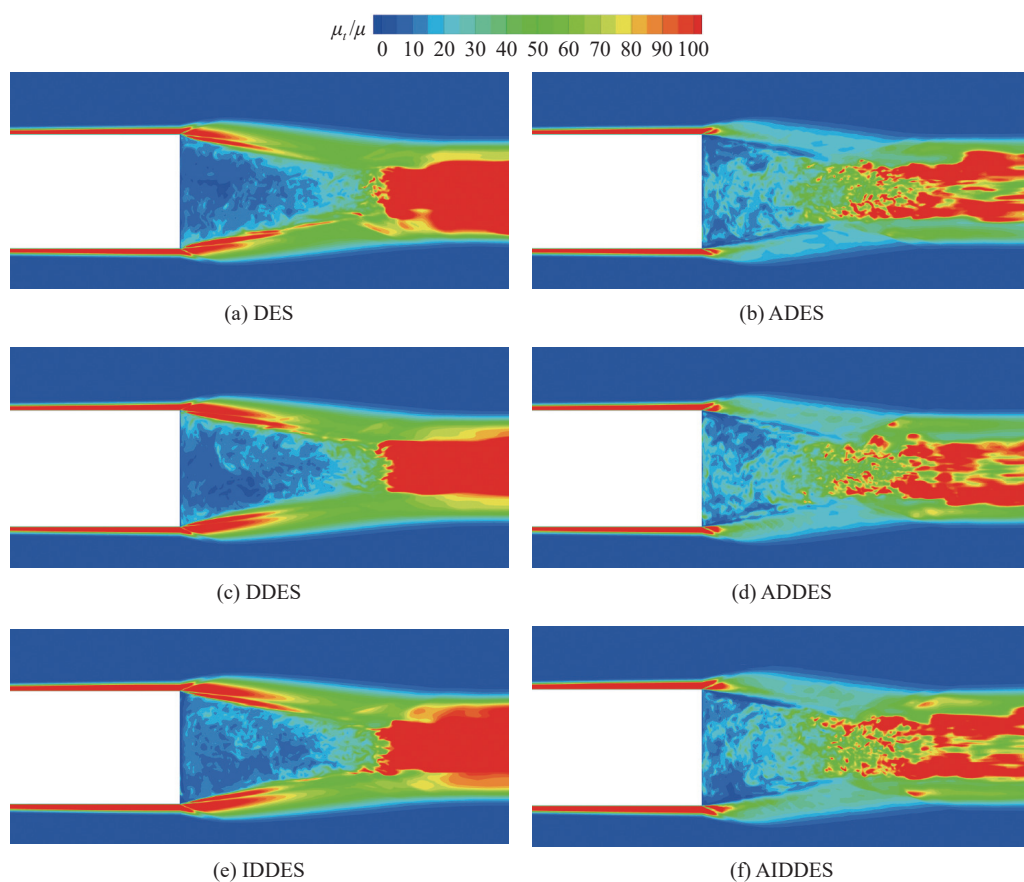


图 3 不同湍流模型预测的湍流黏性系数比值

Fig. 3 Turbulent and laminar viscosity ratios predicted by different turbulence models

图 4 展示了沿中心轴的时间平均流向速度分布, 将原始 DES 类系列和自适应 DES 类模型的数值结果与试验数据^[26]进行了比较。三类自适应模型 (ADES/ADDES/AIDDES) 展现出良好的一致性, 回流区长度预测与试验值更为吻合, 而三类原始模型 (DES/DDES/IDDES) 不仅与试验产生偏差, 不同模型间也可见明显区别。三种原始模型结果的差异可以解释为其中 RANS 和 LES 尺度切换函数的差异, 在

自适应 ADES 类模型中, 尽管尺度切换函数差异仍然存在, 但自适应滤波尺度有效中和了三种模型间尺度切换函数的差异。

图 5 进一步展示了回流区内距底部 $x/R = 0.1575$ 、 0.9449 、 1.8898 、 2.5197 四个不同站位径向速度分布, 三类原始模型 (DES/DDES/IDDES) 均可见与自适应模型 (ADES/ADDES/AIDDES) 的显著差异, 自适应模型均与试验数据吻合良好, 而原始模型由于剪切层过

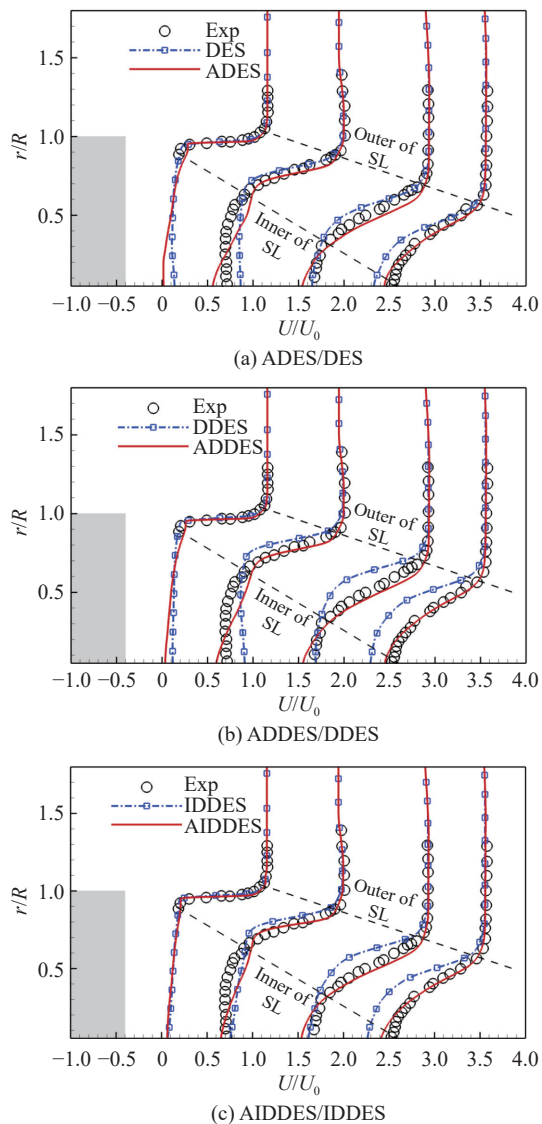


图4 时间平均流向速度分布：原始DES系列与自适应DES系列模型的对比

Fig. 4 Time-averaged streamwise velocity distribution: original DES-type vs. adaptive DES-type models

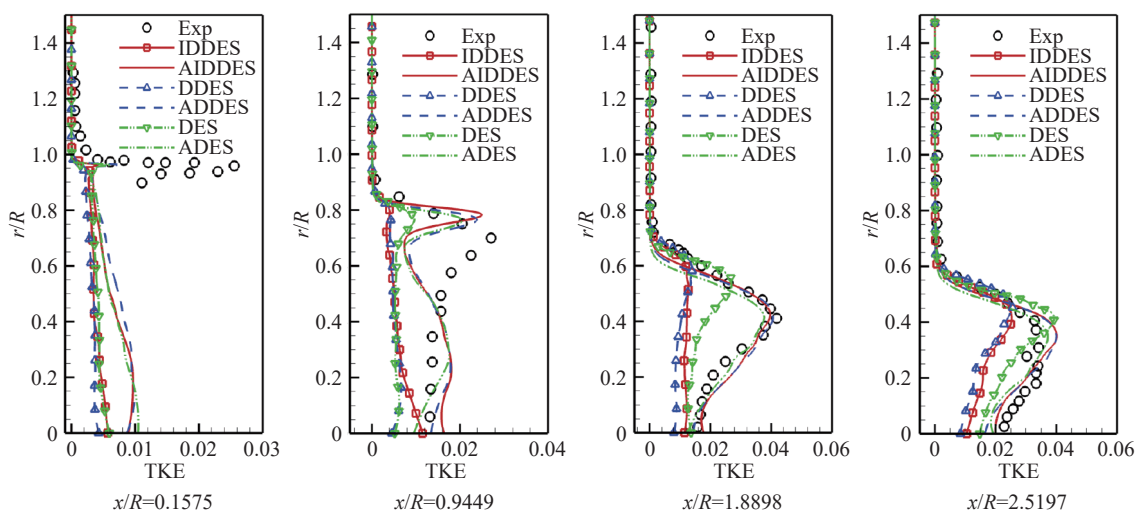


图6 回流区内不同站位处的解析湍动能 (TKE) 沿径向分布

Fig. 6 Radial profiles of resolved turbulent kinetic energy (TKE) at different streamwise locations within the recirculation region

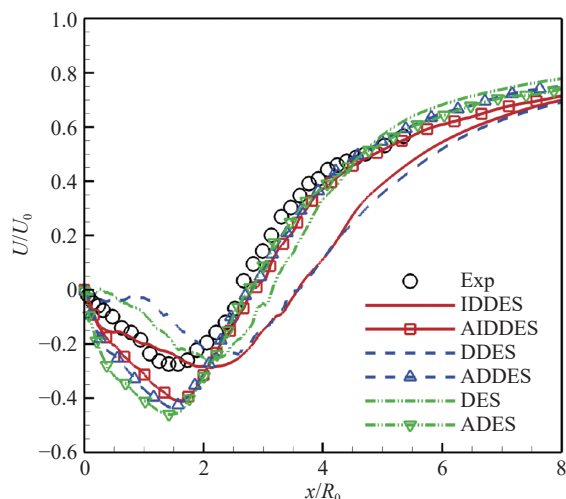


图5 回流区内不同站位处的径向速度分布

Fig. 5 Radial velocity profiles at different streamwise locations within the recirculation region

高的黏性耗散, 导致回流区预测出现显著偏差。值得补充的是, 图4和图5的结果中, 改进的ADES类模型回流区内部速度型预测出现了较大偏差, 这可能来源于上游边界层并未考虑人工合成湍流, 因此进入回流区内的流体脉动能量较低, 回流区内速度负值更大。

图6进一步给出了回流区不同站位处解析湍动能TKE沿径向的分布, TKE峰值表征了剪切层不稳定性的强弱, 可以发现自适应分离涡模型计算结果准确性优于原始分离涡模型, 这与瞬时流场分析相对应, 这表明自适应分离涡模型在分离流动预测中能够更准确地描述剪切层分离失稳发展的过程, 具有更高的准确性。

2.2 亚声速高升力翼型流动

本节对30P30N高升力翼型绕流进行数值研究,

参考风洞试验数据源自文献 [29]。该翼型作为经典验证算例, 已被广泛用于数值模型与方法验证^[30-32]。计算工况基于弦长 C 的雷诺数为 9×10^6 , 自由来流马赫数为 $Ma = 0.2$, 相比小攻角流动, 选择数值模拟挑战性更高的临界失速攻角 $\alpha = 21^\circ$ 开展数值验证。计算域为半径 $100C$ 的圆柱形外场, 二维平面网格(图 8) 约 14 万单元, 并在展向施加 12% 弦长宽度的周期性边界以抑制回流泡的非物理破碎^[30], 沿展向均匀布置 30 个网格点, 三维网格约 426 万单元, 数值模拟的无量纲时间步长取为 $\Delta t U_\infty / C = 2 \times 10^{-4}$ 。

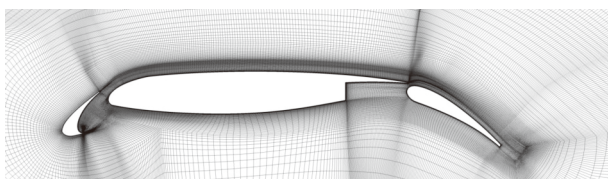


图 7 计算网格平面图

Fig. 7 Computational grid

为了避免“灰区”问题, 改进的延迟分离涡模拟 (IDDES) 模型^[21] 已成为 DES 类方法的先进代表, 其设计了新的动态屏蔽函数以减少“灰区”和网格诱导分离 (grid-induced separation, GIS) 问题。为验证自适应 IDDES (AIDDES) 模型在提高复杂流动模拟准

确性与适用性方面的能力, 对比研究了两种模型的具体差异。图 8 展示了 AIDDES 和 IDDES 两种模型预测的瞬时展向涡量分布。尽管 IDDES 湍流模型较 DDES 模型在不发生明显 GIS 的同时, 提高了对局部分离流动预测的分辨率, 但在翼型不同部件形成的尾流演化模拟中, 如前部缝翼尾流中存在的开尔文-亥姆霍兹 (K-H) 不稳定性及其与主翼边界层的混合过程, IDDES 模型抑制了尾流剪切过程中的 K-H 不稳定性发展, 形成较稳定的准二维尾流; 而 AIDDES 模型仍展现出更高的分辨率, 其预测的初始分离剪切层在 K-H 不稳定诱导下, 产生了强于 IDDES 模型的三维湍流脉动。

图 9 给出了从主翼中部位置开始, 翼型上表面 7 个不同站位的边界层速度型分布。对比 IDDES 和 AIDDES 模型, 两者在靠近壁面预测的速度型差异较小, 这是因为两个模型在混合函数保护下均实现了良好的近壁模化能力; 但在速度型二次拐折点处出现明显差异, 这是由于缝翼形成的低速尾流与主翼外层边界层剪切作用导致的。IDDES 模型相比 AIDDES 模型在分离剪切层展示出过高的模化, 而 AIDDES 得益于具有更强的湍流解析水平, 其计算结果与试验数据更为接近。



(a) AIDDES

(b) IDDES

图 8 AIDDES 与 IDDES 模型预测的瞬时展向涡量分布对比

Fig. 8 Comparison of instantaneous spanwise vorticity distributions predicted by AIDDES and IDDES models

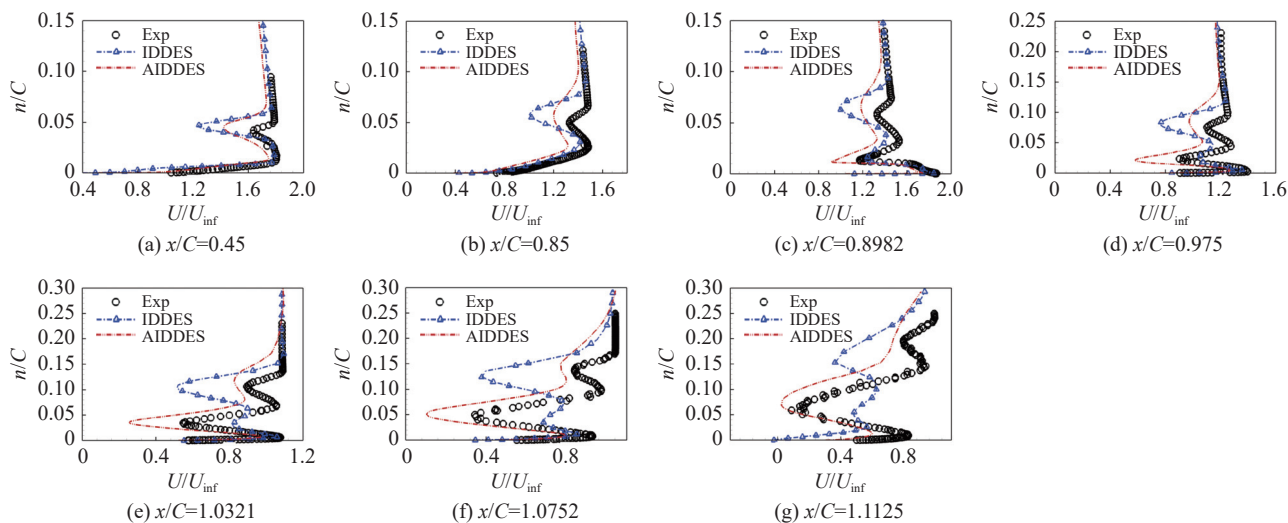


图 9 翼型上表面不同站位边界层速度型分布

Fig. 9 Boundary layer velocity profiles at different streamwise locations on the upper surface of the airfoil

3 结 论

通过建立涡黏假设下 RANS 模式和 LES 模式间的表观等价性, 本文提出了一种混合湍流模式无缝切换的自适应滤波尺度系数计算方法, 并基于 DES 分离涡模拟方法拓展了系列自适应 ADES、ADDES 和 AIDDES 模型。理论方法的数值验证在开源 PHengLEI 软件平台进行。可得到以下结论:

1) 混合湍流模式的滤波尺度系数与背景 RANS 模式和 LES 模式的时间尺度比值相关, 意味着混合湍流模式不单一由混合长度尺度决定, 而是由时间尺度共同决定;

2) 耦合局部流动速度梯度张量相关不变量可以显著提升混合湍流模式的性能, 再次表明了时间尺度在湍流建模中的重要性;

3) 自适应滤波尺度实现了初始剪切行为的识别并降低了相应的湍流黏性, 可以明显改善 DES 类模型存在的分离剪切层“灰区”延迟问题;

4) 典型超声速分离流和亚声速高升力翼型流动的数值模拟证实了自适应 DES 类模型相比基础 DES 类模型的性能提升具有一定的普适性, 面向工业应用场景具有较大的潜力。

致谢: 感谢空天飞行空气动力科学与技术全国重点实验室的闵耀兵高级工程师、燕振国副研究员在论文理论研究中提出的宝贵意见, 感谢“风雷”软件项目组在理论验证中提供的软件开发指导帮助。

参 考 文 献:

- [1] Choi H, Moin P. Grid-point requirements for large eddy simulation: Chapman's estimates revisited[J]. *Physics of Fluids*, 2012, 24: 011702. doi: [10.1063/1.3676783](https://doi.org/10.1063/1.3676783)
- [2] Smagorinsky J. General circulation experiments with the primitive equations: i. the basic experiment[J]. *Monthly Weather Review*, 1963, 91(3): 99–164. doi: [10.1175/1520-0493\(1963\)091<0099:gcewtp>2.3.co;2](https://doi.org/10.1175/1520-0493(1963)091<0099:gcewtp>2.3.co;2)
- [3] Germano M, Piomelli U, Moin P, et al. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model[J]. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, 1991, 3(7): 1760–1765. doi: [10.1063/1.857955](https://doi.org/10.1063/1.857955)
- [4] Lilly D K. A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method[J]. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, 1992, 4(3): 633–635. doi: [10.1063/1.858280](https://doi.org/10.1063/1.858280)
- [5] Nicoud F, Ducros F. Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor[J]. *Flow, Turbulence and Combustion*, 1999, 62(3): 183–200. doi: [10.1023/A:1009995426001](https://doi.org/10.1023/A:1009995426001)
- [6] Kobayashi H. The subgrid-scale models based on coherent structures for rotating homogeneous turbulence and turbulent channel flow[J]. *Physics of Fluids*, 2005, 17(4): 045104. doi: [10.1063/1.1874212](https://doi.org/10.1063/1.1874212)
- [7] Nicoud F, Toda H B, Cabrit O, et al. Using singular values to build a subgrid-scale model for large eddy simulations[J]. *Physics of Fluids*, 2011, 23(8): 085106. doi: [10.1063/1.3623274](https://doi.org/10.1063/1.3623274)
- [8] Menter F, Hüppe A, Matyushenko A, et al. An overview of hybrid RANS–LES models developed for industrial CFD[J]. *Applied Sciences*, 2021, 11(6): 2459. doi: [10.3390/app11062459](https://doi.org/10.3390/app11062459)
- [9] Chaouat B. The state of the art of hybrid RANS/LES modeling for the simulation of turbulent flows[J]. *Flow, Turbulence and Combustion*, 2017, 99(2): 279–327. doi: [10.1007/s10494-017-9828-8](https://doi.org/10.1007/s10494-017-9828-8)
- [10] Spalart P R. Comments on the feasibility of LES for wings, and on a hybrid RANS/LES approach[C]//*Advances in DNS/LES*, Ruston: Springer, 1997: 137–147.
- [11] Spalart P R, Deck S, Shur M L, et al. A new version of detached-eddy simulation, resistant to ambiguous grid densities[J]. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 2006, 20(3): 181–195. doi: [10.1007/s00162-006-0015-0](https://doi.org/10.1007/s00162-006-0015-0)
- [12] Menter F R, Kuntz M. Adaptation of eddy-viscosity turbulence models to unsteady separated flow behind vehicles[C]//*The Aerodynamics of Heavy Vehicles: Trucks, Buses, and Trains*. Berlin, Heidelberg: Springer, 2004: 339–352. doi: [10.1007/978-3-540-44419-0_30](https://doi.org/10.1007/978-3-540-44419-0_30)
- [13] Spalart P R. Detached-eddy simulation[J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2009, 41: 181–202. doi: [10.1146/annurev.fluid.010908.165130](https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.010908.165130)
- [14] Lin S Y, Li R Y, Gao L M, et al. Accuracy investigations of dynamic characteristic predictions of tip leakage flow using detached eddy simulation[J]. *Aerospace*, 2024, 11(1): 29. doi: [10.3390/aerospace11010029](https://doi.org/10.3390/aerospace11010029)
- [15] Johansen S T, Wu J Y, Shyy W. Filter-based unsteady RANS computations[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2004, 25(1): 10–21. doi: [10.1016/j.ijheatfluidflow.2003.10.005](https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2003.10.005)
- [16] Wu W C, Han X S, Min Y B, et al. Weighted compact nonlinear scheme based on smooth scale separation for self-adaptive turbulence eddy simulations[J]. *Physics of Fluids*, 2024, 36(7): 076103. doi: [10.1063/5.0212847](https://doi.org/10.1063/5.0212847)
- [17] Hamba F. Analysis of filtered Navier–Stokes equation for hybrid RANS/LES simulation[J]. *Physics of Fluids*, 2011, 23: 015108. doi: [10.1063/1.3549933](https://doi.org/10.1063/1.3549933)
- [18] Canuto V M, Cheng Y. Determination of the smagorinsky–lilly constant CS[J]. *Physics of Fluids*, 1997, 9(5): 1368–1378. doi: [10.1063/1.869251](https://doi.org/10.1063/1.869251)
- [19] Han X S, Krajnović S. Very-large-eddy simulation based on k- ω model[J]. *AIAA Journal*, 2015, 53(4): 1103–1108. doi: [10.2514/1.J053341](https://doi.org/10.2514/1.J053341)
- [20] Menter F R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications[J]. *AIAA Journal*, 1994, 32(8): 1598–1605. doi: [10.2514/3.12149](https://doi.org/10.2514/3.12149)
- [21] Gritskevich M S, Garbaruk A V, Schütze J, et al. Development of DDES and IDDES formulations for the k- ω shear stress transport model[J]. *Flow, Turbulence and Combustion*, 2012, 88(3): 431–449. doi: [10.1007/s10494-011-9378-4](https://doi.org/10.1007/s10494-011-9378-4)
- [22] 赵钟, 何磊, 何先耀. 风雷 (PHengLEI) 通用 CFD 软件设计[J]. *计算机*

- 工程与科学, 2020, 42(2): 210–219.
- Zhao Zhong, He Lei, He Xian Yao. Design of general CFD software PHengLEI[J]. Computer Engineering and Science, 2020, 42(2): 210–219(in Chinese).
- doi: [10.3969/j.issn.1007-130X.2020.02.004](https://doi.org/10.3969/j.issn.1007-130X.2020.02.004)
- [23] 赵钟, 张来平, 何磊, 等. 适用于任意网格的大规模并行 CFD 计算框架 PHengLEI[J]. 计算机学报, 2019, 42(11): 2368–2383.
- Zhao Zhong, Zhang Laiping, He Lei, et al. PHengLEI: a large scale parallel CFD framework for arbitrary grids[J]. Chinese Journal of Computers, 2019, 42(11): 2368–2383(in Chinese).
- doi: [10.11897/SP.J.1016.2019.02368](https://doi.org/10.11897/SP.J.1016.2019.02368)
- [24] Wu W, Xie N, Min Y, et al. Self-adaptive turbulence eddy simulation for complex flows on a high-order finite differencing PHengLEI-HyOrder solver[J]. The Aeronautical Journal, 2025, 129(1337): 2036–2054.
- doi: [10.1017/aer.2025.17](https://doi.org/10.1017/aer.2025.17)
- [25] Ma Y K, Mao M L, Yan Z G, et al. A multi-order candidates weighting framework for discontinuity capturing of hyperbolic conservation laws[J]. Journal of Computational Physics, 2024, 510: 113064.
- doi: [10.1016/j.jcp.2024.113064](https://doi.org/10.1016/j.jcp.2024.113064)
- [26] Herrin J L, Dutton J C. Supersonic base flow experiments in the near wake of a cylindrical afterbody[J]. AIAA Journal, 1994, 32(1): 77–83.
- doi: [10.2514/3.11953](https://doi.org/10.2514/3.11953)
- [27] Simon F, Deck S, Guillen P, et al. Reynolds-averaged navier-stokes/large-eddy simulations of supersonic base flow[J]. AIAA Journal, 2006, 44(11): 2578–2590.
- doi: [10.2514/1.21366](https://doi.org/10.2514/1.21366)
- [28] Simon F, Deck S, Guillen P, et al. Numerical simulation of the compressible mixing layer past an axisymmetric trailing edge[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2007, 591: 215–253.
- doi: [10.1017/s0022112007008129](https://doi.org/10.1017/s0022112007008129)
- [29] Chin V, Peters D, Spaid F, et al. Flowfield measurements about a multi-element airfoil at high Reynolds numbers[C]// 23rd Fluid Dynamics, Plasmadynamics, and Lasers Conference, Orlando, FL. Reston, Virginia: AIAA, 1993: 3137.
- doi: [10.2514/6.1993-3137](https://doi.org/10.2514/6.1993-3137)
- [30] Bodart J, Larsson J, Moin P. Large eddy simulation of high-lift devices[C]// 21st AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, San Diego, CA. Reston, Virginia: AIAA, 2013: 2724.
- doi: [10.2514/6.2013-2724](https://doi.org/10.2514/6.2013-2724)
- [31] Coder J G, Ortiz-Melendez H D. Transitional delayed detached-eddy simulation of multielement high-lift airfoils[J]. Journal of Aircraft, 2019, 56(4): 1303–1312.
- doi: [10.2514/1.C035161](https://doi.org/10.2514/1.C035161)
- [32] Angelino M, Fernández-Yáñez P, Xia H, et al. Large-eddy simulation with modeled wall stress for complex aerodynamics and stall prediction[J]. AIAA Journal, 2020, 59(4): 1225–1237.
- doi: [10.2514/1.J059481](https://doi.org/10.2514/1.J059481)

(本文责编: 徐燕)