

壁面局部吹吸边界层感受性的数值研究

陆昌根 沈露予

Numerical study on boundary-layer receptivity with localized wall blowing/suction

Lu Chang-Gen Shen Lu-Yu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 224702 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.224702

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.224702>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I22>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

界面张力对 Rayleigh-Taylor 不稳定性的影响

Effects of surface tension on Rayleigh-Taylor instability

物理学报.2013, 62(21): 214702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.214702>

平面撞击流偏斜振荡的实验研究与大涡模拟

Large-eddy simulation and experimental study of deflecting oscillation of planar opposed jets

物理学报.2013, 62(8): 084704 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.084704>

壁面局部吹吸边界层感受性的数值研究*

陆昌根^{1)†} 沈露予^{2)‡}

1) (南京信息工程大学海洋科学学院, 南京 210044)

2) (南京信息工程大学大气科学学院, 南京 210044)

(2015年3月31日收到; 2015年7月1日收到修改稿)

目前理论、实验以及数值模拟主要研究自由来流中的小扰动与壁面局部粗糙相互作用激发边界层感受性问题。但是, 针对自由来流湍流与壁面局部吹吸相互作用诱导边界层感受性的相关报道甚少。本文采用直接数值模拟和快速傅里叶变换的方法, 数值研究了二维平板壁面具有局部吹吸的边界层感受性问题。结果发现, 在二维边界层内能找到一组被激发产生的 Tollmien-Schlichting(T-S) 波波包的包络序列以及从波包中能够分离出一组稳定的、中性的和不稳定的 T-S 波, 证明了二维边界层内感受性现象的存在性。经数值计算获得了 T-S 波波包传播的群速度; 并建立了自由来流湍流强度、壁面局部吹吸强度和长度与二维边界层感受性之间的关系, 获得了与 Dietz 感受性实验相类似的结论。另外, 还发现在自由来流湍流与壁面局部吹、吸相互作用下能诱导二维边界层内产生相位相反的 T-S 波。依据这一理论机理来优化设计局部吹吸装置, 不但能促使层流向湍流转捩的提前, 也可以延迟转捩过程的发生, 达到控制湍流运动的目的。

关键词: 感受性, 壁面局部吹吸, Tollmien-Schlichting 波

PACS: 47.20.Pc, 47.20.-k, 47.27.ek

DOI: 10.7498/aps.64.224702

1 引言

层流向湍流转捩问题的理论研究一直是人们所关心的热点课题之一。近年来, 国内外许多学者已经开展了很多有关层流向湍流转捩过程机理的相关研究, 例如李存标和符松^[1], 龚安龙等^[2], 陈林和唐登斌^[3], 胡海豹等^[4]以及王维等^[5]。但他们的研究都未考虑初始过程(即感受性过程)在层流向湍流转捩中的影响。而感受性过程决定着不稳定波的初始频率、波数、幅值和相位等, 这些因素在层流向湍流过渡中起着至关重要的作用^[6-9]。感受性^[10]问题就是研究自由来流中的小扰动(如声扰动、涡扰动以及自由来流湍流等)如何激发边界层内不稳定波的机理。目前大多数的研究结果都认为, 在边界层外的小扰动是无法直接在边界层内诱发产生不稳定波, 它需要与边界层内的某种扰动相

互作用后才有可能激发形成不稳定波。感受性问题包括两方面的含义: 一方面是平板前缘区域边界层厚度沿流向快速增长的前缘感受性问题^[11]; 另一方面是由壁面粗糙、壁面局部吹吸以及壁面振荡等引起局部平均流变化的当地感受性问题^[12,13]。早期, 许多学者对涡扰动的当地感受性机理进行了大量的理论研究, 如 Kerschen^[14], Zavor'skii 等^[15]以及 Duck 等^[16]。直到 Dietz^[17-19]首次通过一系列实验证实了涡扰动与壁面粗糙相互作用下二维边界层感受性机理的存在。随后, Wu^[20]采用基于三层结构理论的渐近匹配法得到了与 Dietz 实验相一致的结果。但是, 过去的研究结果大都局限在壁面局部粗糙与自由来流中的涡扰动相互作用来激发边界层感受性问题, 对于二维平板壁面局部吹吸边界层感受性问题的研究报道却十分少见。研究壁面局部吹吸诱导边界层感受性问题对进一步理解层流向湍流转捩机理以及湍流控制装置的设计

* 国家自然科学基金(批准号: 11172143)、江苏省研究生创新计划(批准号: CXZZ130518)和江苏高校优势学科建设工程资助的课题。

† 通信作者。E-mail: cglu@nuist.edu.cn

‡ 通信作者。E-mail: shenluyu99@foxmail.com

与制造是相当重要的. 若适当设计壁面吹吸装置, 既可能揭示或加深认识边界层内诱发产生不稳定 Tollmien-Schlichting (T-S) 波的理论机理, 又能利用该机理来遏制或加强不稳定的扰动波, 从而达到延迟或加速层流向湍流转捩的目的^[21]. 因此, 本文采用直接数值模拟 (DNS) 的方法来研究自由来流湍流与壁面局部吹吸相互作用下二维边界层的感受性问题不仅具有重要的理论意义, 而且还有着广泛的实际应用前景.

2 基本方程与数值方法

2.1 基本方程

基本方程为二维无量纲的不可压缩 Navier-Stokes 方程:

$$\begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{V} = 0, \\ \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = -\nabla p + \frac{1}{Re} \nabla^2 \mathbf{V}, \end{cases} \quad (1)$$

式中, 速度 $\mathbf{V} = \mathbf{U} + \mathbf{V}'$, 基本流 \mathbf{U} 为层流边界层的 Blasius 解, $\mathbf{V}' = \{u, v\}^T$ 为扰动速度; p 为压力; 雷诺数为 $Re = (U_\infty \delta^*)/\nu$, 其中, δ^* 为边界层排移厚度; U_∞ 为无穷远来流速度, ν 为流体的运动黏性系数.

2.2 自由来流湍流模型

依据文献^[22]中描述的随机湍流模型来构建自由来流湍流模型, 其无量纲的数学表达式为

$$\begin{aligned} & \begin{pmatrix} u_\infty(x, y, t) \\ v_\infty(x, y, t) \end{pmatrix} \\ &= \varepsilon \sum_{m=-M}^M \sum_{j=-J}^J \begin{pmatrix} \hat{u}_\infty(m, j) \\ \hat{v}_\infty(m, j) \end{pmatrix} \\ & \cdot \exp [I(m\kappa_1 \cdot x + j\kappa_2 \cdot y - m\kappa_1 \cdot t)], \quad (2) \\ & \begin{cases} \hat{u}(m, j) = I \frac{mk_1 j k_2}{k \sqrt{m^2 k_1^2}} F, \\ \hat{v}(m, j) = -I \frac{\sqrt{m^2 k_1^2}}{k} F, \\ F = \sqrt{\frac{2E(k) k_1 k_2}{4\pi k^2}} e^{i\theta}, \end{cases} \end{aligned}$$

其中, $I = \sqrt{-1}$; u_∞, v_∞ 分别表示无穷远来流中的自由来流湍流在流向和法向上的扰动速度; $\hat{u}_\infty, \hat{v}_\infty$ 分别表示 u_∞, v_∞ 的速度谱; ε 为自由来

流湍流强度; κ_1 和 κ_2 分别为 x 方向和 y 方向上的基本波数; M 和 J 分别为 x 方向和 y 方向上的最大模数; 频率 $\omega = m\kappa_1$, 波数 $\alpha = m\kappa_1, \beta = j\kappa_2$; $\kappa = (\alpha^2 + \beta^2)^{1/2}$. $\hat{u}_\infty, \hat{v}_\infty$ 与一维能量谱 $E(\kappa)$ 以及随机相位角 θ 有关.

2.3 数值方法

对于基本方程 (1), 时间偏导数采用四阶修正后的 Runge-Kutta 格式^[23]; 在空间偏导数上, y 方向采用变间距的紧致有限差分, x 方向采用谱方法逼近. 具体数值计算格式详见文献^[24].

2.4 计算区域和计算网格的选取

图 1 中的阴影部分是本文 DNS 的计算区域. 该区域流向长度为 $X = 2.0 \times 2\pi/\kappa_1$, 法向距离为 $Y = 14.39$. $x = 0$ 是计算区域的原点, $x \in [-X/2, X/2], y = 0$ 是平板壁面, $y = Y$ 是上边界, $y \in [0, Y]$. 壁面局部吹吸的位置分布在流向方向的范围为 $[x_1, x_2]$, 其中 $x_1 = -7X/16, x_2$ 的大小是根据局部吹吸长度来确定.

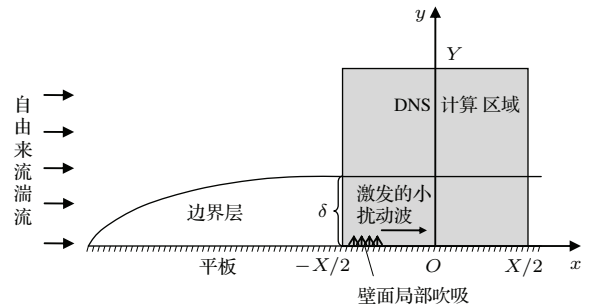


图 1 计算区域示意图

Fig. 1. Computational domain.

计算网格: 流向为均匀网格, 法向为非均匀网格. 其目的是为了在壁面附近流场变化剧烈的区域加密网格, 以便数值模拟能够获得更精确的流场信息. 以雷诺数 520 为例, 分别选取 $512 \times 150, 1024 \times 200$ 和 2048×250 个计算网格进行数值模拟, 来说明计算网格的收敛性; 并将数值计算获得 T-S 波色散关系的结果与线性理论解比较, 其绝对误差分别为 $10^{-4}, 10^{-5}$ 和 10^{-5} 量级. 由此可见计算网格数为 1024×200 时, 数值结果已趋于收敛.

2.5 边界条件

由文献^[21]可知, 上边界流向扰动速度为零, 法向扰动速度为

$$v(x, Y, t) = \varepsilon \sum_{m=-M}^M \hat{v}_{\infty}(m, 0) \times \exp [I(m\kappa_1 \cdot x - m\kappa_1 \cdot t)]. \quad (3)$$

下边界为无滑移条件, 则 $u(x, 0) = 0.0, v(x, 0) = 0.0, \partial p / \partial y = 0.0$. 在平板上壁面局部吹吸的数学表达式为

$$v(x_w, 0) = A, \quad (4)$$

其中, $x_w \in [x_1, x_2]$, 这里 $x_2 = x_1 + L$, L 为吹吸长度; A 是吹吸强度, 且 $A > 0$ 是吹入, $A < 0$ 是吸出. 壁面压力采用零梯度条件. 对于当地感受性问题, 由于距离平板前缘较远, 边界层厚度沿流向变化很小, 则非平行性影响相对较弱, 为便于研究, 采用平行流假设, 即入流条件与出流条件相等; 另外, 我们选取计算区域的流向长度足够长, 其目的是保证自由来流湍流与壁面局部粗糙相互作用下边界层内激发的扰动波有足够长的时间和空间演化而未到达下游边界, 因此在流向上采用周期性边界条件是合适的 [25,26].

3 数值结果与讨论

3.1 自由来流湍流与壁面吹入相互作用下的二维边界层感受性问题

首先, 分别选取雷诺数为 520, 800 和 1000 的情况, 在上边界施加的自由来流湍流强度 $\varepsilon = 0.001$, 并选定最大模数 $M = 8$; 且在平板壁面上设置局部吹入, 其强度和长度分别为 $A = 0.001$ 和 $L = X/128$.

在上述条件下, 数值研究自由来流湍流与壁面局部吹入相互作用诱导二维边界层感受性的成因机理. 将壁面具有局部吹入的数值结果减去相同条件下光滑壁面的数值结果后, 在二维边界层内发现了一组小扰动波合成的波包序列在空间的演变, 详细如图 2 所示, 其中图 2 中的箭头表示壁面局部吹入位置. 通过在不同时刻跟踪记录波包包络的峰、谷值以及时间 t , 数值计算波包的行进速度; 然后取算术平均, 得到了波包行进的传播速度, 即群速度. 计算结果可知, 雷诺数为 520, 800 和 1000 时波包传播的群速度分别为 0.391, 0.370 和 0.350, 近似于自由来流速度的三分之一, 这一结论与 Dietz [18] 实验值相符合. 另外, 我们还计算了图 2(a) 中中性

波的相速度为 0.398 以及图 2(b) 和图 2(c) 中最不稳定波的相速度分别为 0.367 和 0.355. 从数值结果上看, 波包传播的群速度近似等于最不稳定波的相速度.

利用快速傅里叶变换, 从图 2(b) 的波包中分离出一组小扰动波, 详见图 3. 图 3(a)—(c) 分别给出了稳定波、中性波和不稳定波在空间的演变规律. 根据图 3 展示的小扰动波空间分布规律, 近似计算获得了小扰动波的波长或波数以及增长率或衰减率. 采用同样的处理方法, 可以求得其他雷诺数情况下的小扰动波的波长或波数以及增长率或衰减率, 详细结果见表 1—表 3.

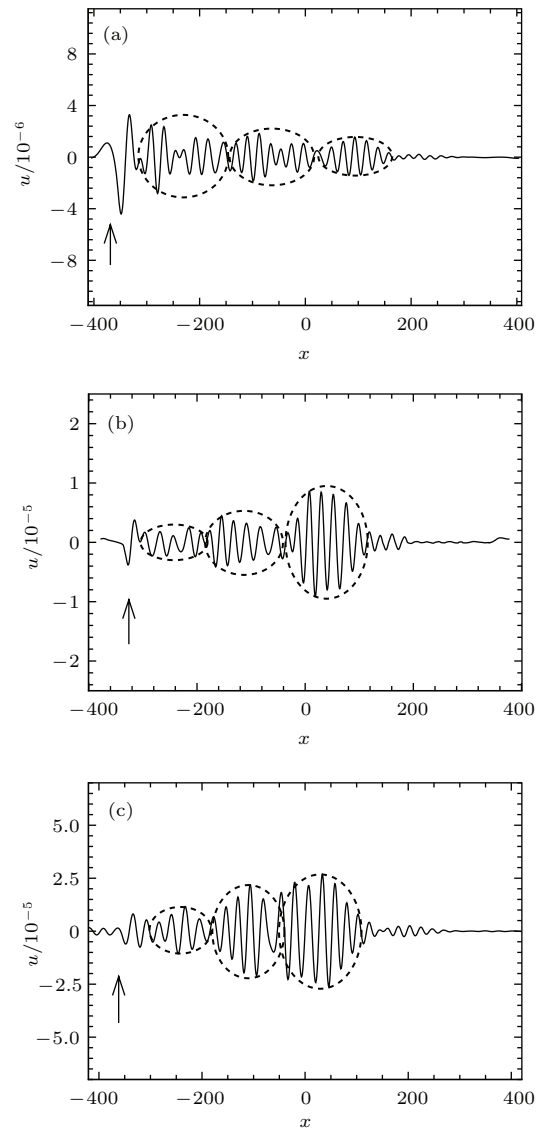


图 2 $t = 1200$ 时, 小扰动波合成的波包序列在空间的演变 (a) $Re = 520$; (b) $Re = 800$; (c) $Re = 1000$

Fig. 2. Spatial evolutions of the wave packets at $t = 1200$: (a) $Re = 520$; (b) $Re = 800$; (c) $Re = 1000$.

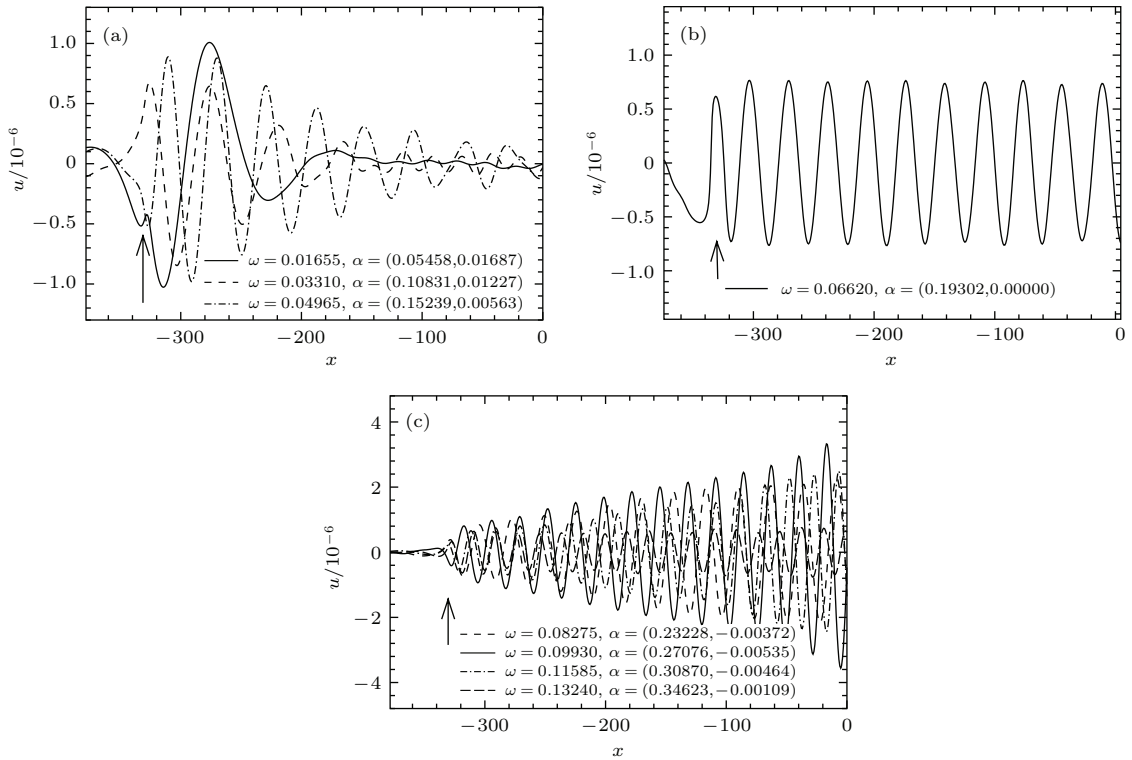


图3 $t = 1000$ 和 $Re = 800$ 时, (a) 稳定波、(b) 中性波和 (c) 不稳定波随空间的演化

Fig. 3. Spatial evolutions of (a) stability waves, (b) neutral wave and (c) instability waves at $t = 1000$ and $Re = 800$.

表1 $Re = 520$ 时, 数值求得小扰动波波数与理论解比较. 基本波数 $k_1 = 0.0155$

Table 1. Comparison between numerical results of the generated perturbation waves and theoretical solutions at $Re = 520$, fundamental wave-number $k_1 = 0.0155$.

频率 ω	波数 α		
	自由来流湍流	感受出的扰动波	理论解
0.01550	(0.01550, 0.00000)	(0.04583, 0.02181)	(0.04578, 0.02189)
0.03100	(0.03100, 0.00000)	(0.09762, 0.01974)	(0.09756, 0.01971)
0.04650	(0.04650, 0.00000)	(0.13887, 0.01443)	(0.13893, 0.01438)
0.06200	(0.06200, 0.00000)	(0.17579, 0.00926)	(0.17573, 0.00934)
0.07750	(0.07750, 0.00000)	(0.21047, 0.00509)	(0.21058, 0.00513)
0.09300	(0.09300, 0.00000)	(0.24456, 0.00201)	(0.24454, 0.00203)
0.10850	(0.10850, 0.00000)	(0.27793, 0.00026)	(0.27801, 0.00026)
0.12400	(0.12400, 0.00000)	(0.31120, 0.00000)	(0.31120, 0.00000)

从表1、表2和表3可以看出, 二维边界层内激发出的小扰动波的频率与上边界施加的自由来流湍流的频率相等, 但其波数或波长发生了明显的变化, 这一现象与边界层感受性的波长转换机理^[19,20]是相符的. 表1、表2和表3还列出了DNS求得小扰动波色散关系的数值结果以及线性理论

解(LST), 比较发现两者相当符合, 其最大误差均小于 10^{-4} . 由此可见, 在二维边界层内找到的一组小扰动波就是一组稳定的、中性的以及不稳定的T-S波, 这充分证明在自由来流湍流与壁面局部吹入相互作用下二维边界层感受性机理是真实存在的.

表2 $Re = 800$ 时, 数值求得小扰动波波数与理论解比较. 基本波数 $k_1 = 0.01655$ (I), 0.01703 (II)

Table 2. Comparison between numerical results of the generated perturbation waves and theoretical solutions at $Re = 800$, fundamental wave-number $k_1 = 0.01655$ (I), 0.01703 (II).

	频率 ω	波数 α		
		自由来流湍流	感受出的扰动波	理论解
(I)	0.01655	(0.01655, 0.00000)	(0.05458, 0.01687)	(0.05452, 0.01695)
	0.03310	(0.03310, 0.00000)	(0.10831, 0.01227)	(0.10822, 0.01222)
	0.04965	(0.04965, 0.00000)	(0.15239, 0.00563)	(0.15235, 0.00558)
	0.06620	(0.06620, 0.00000)	(0.19302, 0.00000)	(0.19300, 0.00000)
	0.08275	(0.08275, 0.00000)	(0.23228, -0.00372)	(0.23224, -0.00378)
	0.09930	(0.09930, 0.00000)	(0.27076, -0.00535)	(0.27079, -0.00539)
	0.11585	(0.11585, 0.00000)	(0.30870, -0.00464)	(0.30879, -0.00458)
	0.13240	(0.13240, 0.00000)	(0.34623, -0.00109)	(0.34615, -0.00117)
(II)	0.01703	(0.01703, 0.00000)	(0.56305, 0.01690)	(0.56299, 0.01694)
	0.03406	(0.03406, 0.00000)	(0.11093, 0.01189)	(0.11096, 0.01183)
	0.05109	(0.05109, 0.00000)	(0.15607, 0.00507)	(0.15598, 0.00503)
	0.06812	(0.06812, 0.00000)	(0.19753, -0.00051)	(0.19759, -0.00054)
	0.08515	(0.08515, 0.00000)	(0.23792, -0.00410)	(0.23786, -0.00415)
	0.10218	(0.10218, 0.00000)	(0.27737, -0.00548)	(0.27744, -0.00543)
	0.11921	(0.11921, 0.00000)	(0.31648, -0.00406)	(0.31643, -0.00411)
	0.13624	(0.13624, 0.00000)	(0.35467, 0.00000)	(0.35464, 0.00000)

表3 $Re = 1000$ 时, 数值求得小扰动波波数与理论解比较. 基本波数 $k_1 = 0.01362$ (I), 0.01625 (II)

Table 3. Comparison between numerical results of the generated perturbation waves and theoretical solutions at $Re = 800$, fundamental wave-number $k_1 = 0.01362$ (I), 0.01625 (II).

	频率 ω	波数 α		
		自由来流湍流	感受出的扰动波	理论解
(I)	0.01362	(0.01362, 0.00000)	(0.04569, 0.01461)	(0.04560, 0.01456)
	0.02724	(0.02724, 0.00000)	(0.09302, 0.01148)	(0.09297, 0.01142)
	0.04086	(0.04086, 0.00000)	(0.13220, 0.00551)	(0.13226, 0.00546)
	0.05448	(0.05448, 0.00000)	(0.16801, 0.00000)	(0.16800, 0.00000)
	0.06810	(0.06810, 0.00000)	(0.20212, -0.00413)	(0.20219, -0.00417)
	0.08172	(0.08172, 0.00000)	(0.23569, -0.00669)	(0.23562, -0.00673)
	0.09534	(0.09534, 0.00000)	(0.26851, -0.00740)	(0.26853, -0.00745)
	0.10896	(0.10896, 0.00000)	(0.30097, -0.00612)	(0.30094, -0.00618)
(II)	0.01625	(0.01625, 0.00000)	(0.05547, 0.01468)	(0.05551, 0.01461)
	0.03250	(0.03250, 0.00000)	(0.10880, 0.00915)	(0.10880, 0.00915)
	0.04875	(0.04875, 0.00000)	(0.15322, 0.00217)	(0.15322, 0.00217)
	0.06500	(0.06500, 0.00000)	(0.19449, -0.00336)	(0.19449, -0.00336)
	0.08125	(0.08125, 0.00000)	(0.23448, -0.00667)	(0.23448, -0.00667)
	0.09750	(0.09750, 0.00000)	(0.27448, -0.00738)	(0.27448, -0.00738)
	0.11375	(0.11375, 0.00000)	(0.31221, -0.00524)	(0.31221, -0.00524)
	0.13000	(0.13000, 0.00000)	(0.34984, 0.00000)	(0.34984, 0.00000)

另外,从表2(I)和(II)还可知,在雷诺数为800时,自由来流湍流和壁面局部吹入相互作用下二维边界层内分别激发产生两个中性波,其频率分别为 $\omega = 0.06620$ 和 $\omega = 0.13624$,且分布在中性曲线的下支和上支上,则所诱导出的不稳定T-S波的频率分布在 $0.06620 < \omega < 0.13624$.当雷诺数为1000时,从表3(I)和(II)中同样可得到所诱导出的不稳定T-S波的频率分布在 $0.05448 < \omega < 0.13000$ 范围内,同样处在中性曲线的上下支之间,这与线性理论解

的结论是一致的.再从表2(I)中选取一个中性波 $\{\alpha = (0.19302, 0.00000), \omega = 0.06620\}$ 来进一步验证二维边界层感受性机理,具体结果如图4所示.由图4可知,计算获得中性波的幅值和相位沿法向的分布与线性理论解相符.

综上所述,在二维边界层内激发产生的小扰动波就是T-S波,其频率、波数、增长率(衰减率)、幅值和相位等数值结果与线性理论解比较,符合得较好.这充分证明了在自由来流湍流与壁面局部吹入相互作用下二维边界层感受性现象是真实存在的.

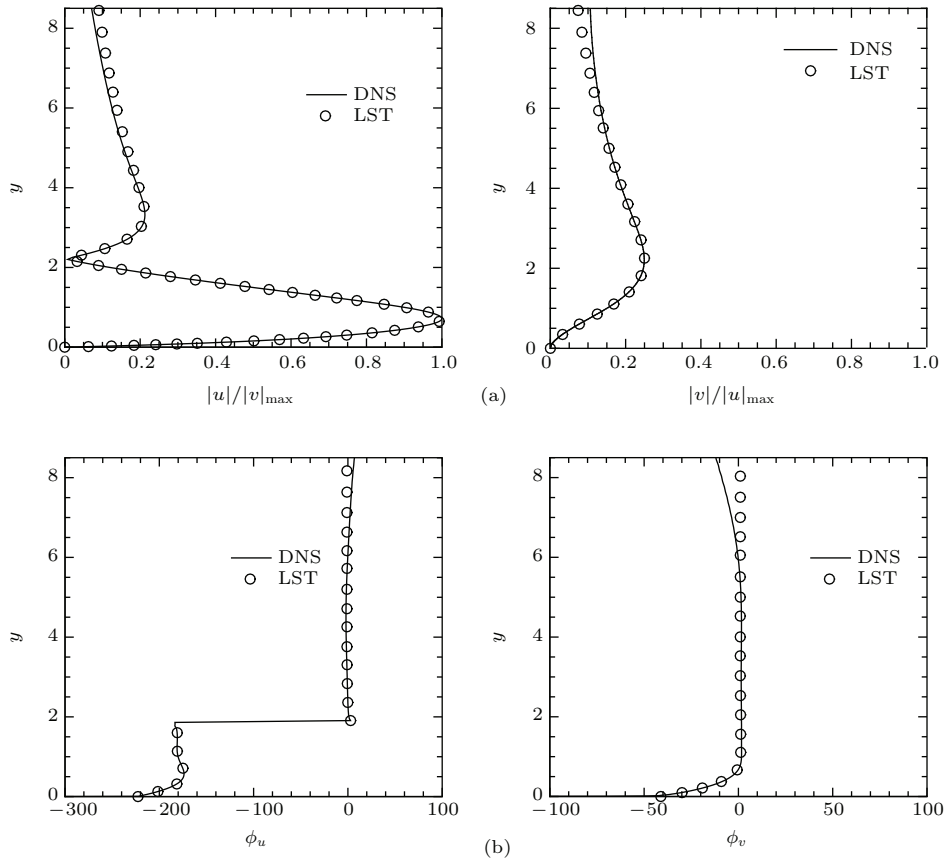


图4 $Re = 800, t = 800.00, x = -200$ 时,中性波的(a)波幅和(b)相位剖面与理论解相比较

Fig. 4. Profiles of the (a) amplitudes and (b) phases of the neutral wave comparing with theoretical solutions at $Re = 800, t = 800.00, x = -200$.

3.2 自由来流湍流强度以及壁面吹入强度和长度对二维边界层感受性的影响

Dietz^[19]的涡扰动感受性实验值与Zhang和Zhou^[25]的数值模拟结果都证明了涡扰动与壁面粗糙相互作用下二维边界层内激发诱导T-S波的幅值满足线性关系.在这里,我们通过改变自由来流湍流强度以及壁面局部吹入强度和长度,探索自由来流湍流与壁面局部吹入相互作用下,二维边界层感受性机理是否具有与Dietz实验结果相类似的

结论.

在图5中, $|u_0|$ 为 $A = 0.001, \varepsilon = 0.001$ 时二维边界层内激发产生T-S波的幅值; $|u_{max}|$ 为壁面局部吹入长度 L 等于 $\pi/(\alpha_{TS} - \alpha_{FS})$ 时二维边界层内激发T-S波的最大幅值,这里 α_{TS} 是激发的T-S波波数, α_{FS} 是施加的自由来流湍流的波数.图5(a)给出了T-S波的幅值与自由来流湍流强度之间的关系,其中 u_{FST} 代表边界层外缘小扰动的幅值.由图5(a)可知,当自由来流湍流强度 u_{FST} 小于自由来流速度1%时,二维边界层感受性与之呈线性关

系. 图5(b)给出了在壁面局部吹入强度小于0.01时, 二维边界层内激发产生的T-S波幅值与之呈线

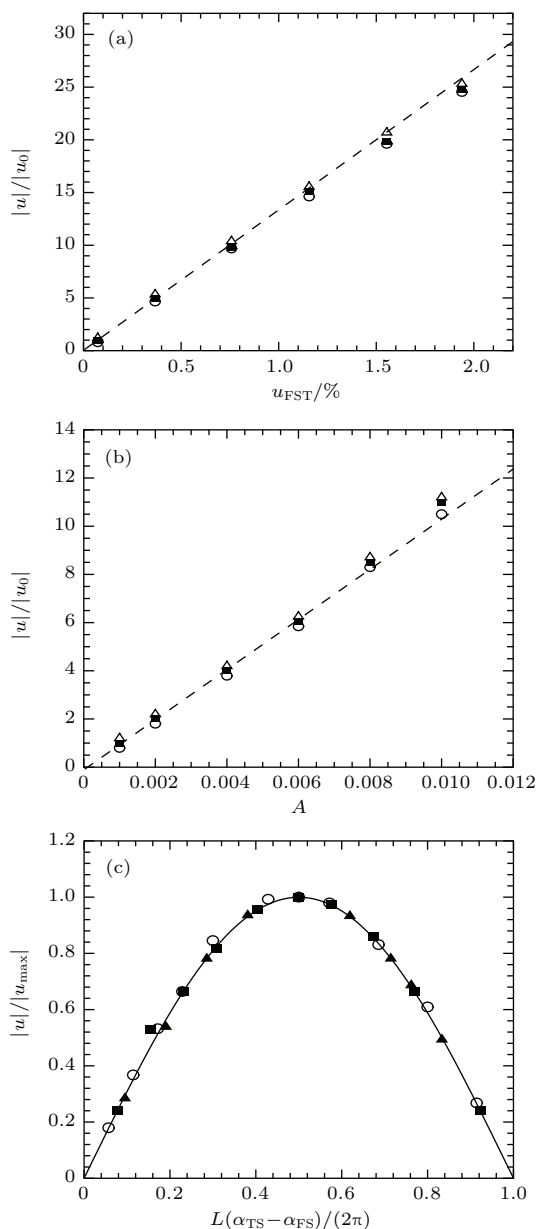


图5 $Re = 520$, 二维边界层感受性与 (a) 自由流湍流强度、(b) 壁面局部吹入强度以及 (c) 壁面局部吹入长度之间的关系 (Δ), (\blacksquare) 和 (\circ) 分别代表 $\{\omega = 0.06200, \alpha = (0.17575, 0.00937)\}$, $\{\omega = 0.09300, \alpha = (0.24458, 0.00205)\}$ 和 $\{\omega = 0.12400, \alpha = (0.31125, 0.00000)\}$ T-S波的幅值; (---) 为线性关系, (—) 为 $\sin(L(\alpha_{TS} - \alpha_{FS})/2)$

Fig. 5. The relation of the two-dimensional boundary-layer receptivity to (a) the amplitude of free-stream turbulence, (b) the suction amplitude, and (c) the suction width at $Re = 520$: amplitude of T-S waves $\{\omega = 0.06200, \alpha = (0.17575, 0.00937)\}$ (Δ), $\{\omega = 0.09300, \alpha = (0.24458, 0.00205)\}$ (\blacksquare) and $\{\omega = 0.12400, \alpha = (0.31125, 0.00000)\}$ (\circ). Linear relation (---) and $\sin(L(\alpha_{TS} - \alpha_{FS})/2)$ (—).

性关系. 图5(c)给出了T-S波幅值与壁面局部吹入长度之间的关系, 图示可见T-S波的幅值与正弦曲线 $\sin(L(\alpha_{TS} - \alpha_{FS})/2)$ 重合 (图中长度 L 已被共鸣波长 $2\pi/(\alpha_{TS} - \alpha_{FS})$ 归一化, 且 $\sin(L(\alpha_{TS} - \alpha_{FS})/2)$ 为壁面局部吹入空间傅里叶变换后 $\alpha_{TS} - \alpha_{FS}$ 这一项中的一个因子 [19,25]). 这些结论与 Dietz [19] 实验结果相类似. 当壁面局部吹入

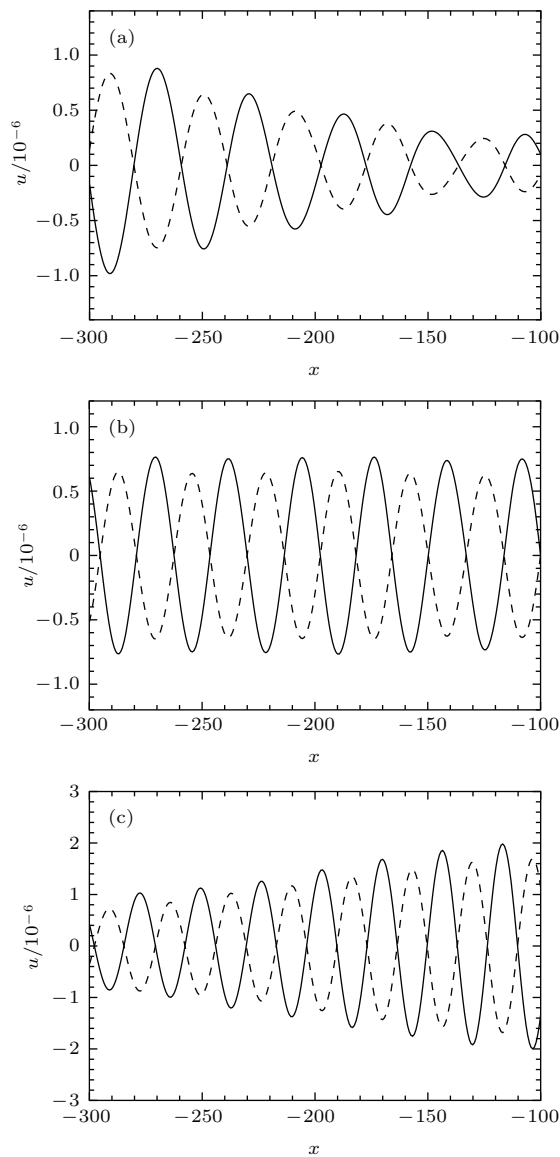


图6 $Re = 800, t = 1200, A = 0.001$ 时T-S波的空间演化 (壁面吹入 (实线) 和吸出 (虚线)) (a) $\{\omega = 0.04965, \alpha = (0.15239, 0.00563)\}$, (b) $\{\omega = 0.06620, \alpha = (0.19302, 0.00000)\}$, (c) $\{\omega = 0.08275, \alpha = (0.23228, -0.00372)\}$

Fig. 6. Spatial evolutions of T-S waves induced by blowing (solid line) and by suction (dashed line) at $Re = 800, t = 1200, A = 0.001$: (a) $\{\omega = 0.04965, \alpha = (0.15239, 0.00563)\}$, (b) $\{\omega = 0.06620, \alpha = (0.19302, 0.00000)\}$, (c) $\{\omega = 0.08275, \alpha = (0.23228, -0.00372)\}$.

的长度等于 $\pi/(\alpha_{TS} - \alpha_{FS})$ 时, 二维边界层内能激发出最大幅值的 T-S 波. 综上所述, 在自由来流湍流强度 u_{FST} 小于自由来流速度 1% 以及壁面局部吹入强度小于 0.01 时, 二维边界层内激发产生 T-S 波的幅值与自由来流湍流强度和壁面局部吹入强度之间成线性关系, 与 Dietz^[19] 实验结果以及 Zhang 和 Zhou^[25] 数值计算所得结论相同. 对于雷诺数为 800 和 1000 的情况, 可获得上述相同的结论.

除此以外, 还发现在相同条件下, 壁面局部吹入和吸出能够在二维边界层内激发产生色散关系完全相同、但相位相反的 T-S 波; 二维平板壁面局部吹入边界层内激发产生 T-S 波的幅值比二维平板壁面局部吸出边界层内激发产生 T-S 波的幅值要大 15% 左右, 详细结果见图 6. 依据上述机理可通过优化设计壁面局部吹吸装置, 可有效地推迟或加速层流向湍流转捩过程的发生, 这将为飞行器的设计提供理论基础.

4 结 论

采用 DNS 以及快速傅里叶变换的方法, 数值研究了自由来流湍流与壁面局部吹吸相互作用下二维边界层感受性问题, 获得了如下结论.

1) 在自由来流湍流与壁面局部吹吸相互作用下, 在二维边界层内发现了一组小扰动波合成的空间演化的波包序列, 经数值计算获得了波包传播的群速度. 从数值结果上看, 波包传播的群速度近似等于最不稳定的波的相速度.

2) 发现在二维边界层内激发形成的一组小扰动波合成的波包序列就是由一组稳定的、中性的和不稳定的 T-S 波叠加而成的, 且对应 T-S 波的频率、波数、增长率或衰减率、幅值和相位等数值结果与线性理论解比较, 符合得较好. 这证明了二维边界层感受性现象是真实存在的.

3) 当自由来流湍流强度 u_{FST} 小于自由来流速度 1% 以及壁面局部吹入强度小于 0.01 时, 二维边界层内激发产生 T-S 波的幅值与自由来流湍流强度和壁面局部吹入强度之间呈线性关系.

4) 自由来流湍流分别与壁面局部吹入和吸出相互作用诱导二维边界层内产生完全相同色散关系的 T-S 波, 但其相位相反; 利用这一理论机理通过优化设计壁面吹吸装置将会有效地控制或加速湍流运动的发生.

参考文献

- [1] Li C B, Fu S 2000 *Chin. Phys.* **9** 508
- [2] Gong A L, Li R Q, Li C B 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1068 (in Chinese) [龚安龙, 李睿劬, 李存标 2002 物理学报 **51** 1068]
- [3] Chen L, Tang D B 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 094702 (in Chinese) [陈林, 唐登斌 2011 物理学报 **60** 094702]
- [4] Hu H B, Du P, Huang S H, Wang Y 2013 *Chin. Phys. B* **22** 074703
- [5] Wang W, Guan X L, Jiang N 2014 *Chin. Phys. B* **23** 104703
- [6] Saric W S, Reed H L, Kerschen E J 2002 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **34** 291
- [7] Kurz H B E, Kloker M J 2014 *J. Fluid Mech.* **755** 62
- [8] Ustinov M V 2013 *Fluid Dynam.* **48** 621
- [9] Ustinov M V 2014 *Fluid Dynam.* **49** 468
- [10] Morkovin M V 1969 *On the Many Faces of Transition Viscous Drag Reduction* (New York: Springer) pp1-31
- [11] Goldstein M E 1983 *J. Fluid Mech.* **127** 59
- [12] Goldstein M E 1985 *J. Fluid Mech.* **154** 509
- [13] Ruban A I 1984 *Fluid Dynam.* **19** 709
- [14] Kerschen E J 1990 *Appl. Mech. Rev.* **43** 152
- [15] Zavol'Skii N A, Reutov V P, Rybushkina G V 1983 *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* **24** 355
- [16] Duck P W, Ruban A I, Zhikharev C N 1996 *J. Fluid Mech.* **312** 341
- [17] Dietz A J 1996 *AIAA P.* **96** 2083
- [18] Dietz A J 1998 *AIAA J.* **36** 1171
- [19] Dietz A J 1999 *J. Fluid Mech.* **378** 291
- [20] Wu X S 2001 *J. Fluid Mech.* **431** 91
- [21] Wu X S 2002 *J. Fluid Mech.* **453** 289
- [22] Zhang Y, Zaki T, Sherwin S, Wu X 2011 *6th AIAA Theoretical Fluid Mechanics Conference* Hawaii, USA, June 27-30, 2011 p3292
- [23] Shen L Y, Lu C G, Wu W G, Xue S F 2015 *Add. Appl. Math. Mech.* **7** 180
- [24] Lu C G, Cao W D, Zhang Y M, Guo J T 2008 *P. Nat. Sci.* **18** 873
- [25] Zhang Y, Zhou H 2005 *Appl. Math. Mech.* **26** 547
- [26] Ricco P 2009 *J. Fluid Mech.* **638** 267

Numerical study on boundary-layer receptivity with localized wall blowing/suction*

Lu Chang-Gen^{1)†} Shen Lu-Yu^{2)‡}

1) (School of Marine Science, Nanjing University of Information Science and Technology, Nanjing 210044, China)

2) (College of Atmospheric Science, Nanjing University of Information Science and Technology, Nanjing 210044, China)

(Received 31 March 2015; revised manuscript received 1 July 2015)

Abstract

Most of previous studies focused on the boundary-layer receptivity to the convected disturbances in the free stream interacting with localized wall roughness. Whereas the research on the boundary-layer receptivity induced by localized blowing or localized suction is relatively few. In this paper, we investigate two-dimensional boundary-layer receptivity induced by localized blowing/suction within free-stream turbulence through using direct numerical simulation and fast Fourier transformation. High-order compact finite difference schemes in the y -direction, fast Fourier transformation in the x -direction, and a Runge-Kutta scheme in time domain are used to solve the Navier-Stokes equations. The numerical results show that Tollmien-Schlichting (T-S) wave packets are excited by the free-stream turbulence interacting with localized blowing in the two-dimensional boundary layer, which are superposed by a group of stable, neutral and unstable T-S waves. The dispersion relations, growth rates, amplitude distributions and phase distributions of the excited waves accord well with theoretical solutions of the linear stability theory, thus confirming the existence of the boundary-layer receptivity. And the frequencies of the instability waves are between the upper and lower branches of the neutral stability curves. According to the evolutions of the wave packets, the positions of peaks and valleys are tracked over time to calculate the propagation speed by taking the average. The propagation speeds of the wave packets are approximately one-third of the free-stream velocity, which are in accordance with Dietz's measurements. The propagation speeds of wave packets are also close to the phase speeds of the most unstable waves for the numerical results. The relations of the receptivity response to the forcing amplitude, the blowing intensity, and the blowing width are found to be linear, when the forcing amplitude and the blowing intensity are less than 1% free-stream velocity amplitude and 0.01, respectively. And the maximum amplitudes of the T-S waves can be excited while the blowing length is equal to the resonant wavelength $\pi/(\alpha_{TS} - \alpha_{FS})$, where α_{TS} is the wave-number of the T-S wave, and α_{FS} is the wave-number of the forcing disturbance. These results are similar to those given by Dietz [Dietz A J 1999 *J. Fluid Mech.* **378** 291]. Additionally, T-S waves with the same dispersion relations but opposite phases are generated by localized blowing and localized suction respectively, and the amplitudes of the T-S waves excited by localized blowing are nearly 15% greater than those by localized suction under the same condition. According to this theory, an optimal design of localized suction device is able to enhance or delay the laminar-turbulent transition for turbulent control.

Keywords: receptivity, localized wall suction/blowing, Tollmien-Schlichting wave

PACS: 47.20.Pc, 47.20.-k, 47.27.ek

DOI: 10.7498/aps.64.224702

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11172143), the Research Innovation Program for College Graduates of Jiangsu Province, China (Grant No. CXZZ130518), and the Priority Academic Program Development of Jiangsu Higher Education Institutions, China.

† Corresponding author. E-mail: cglu@nuist.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: shenluyu99@foxmail.com