

# 高温化学非平衡与表面微孔隙效应对 边界层稳定性影响\*

温景浩<sup>1)</sup> 李晨辉<sup>1)2)</sup> 涂国华<sup>1)†</sup> 万兵兵<sup>1)‡</sup> 段茂昌<sup>1)</sup> 张锐<sup>1)</sup>

1) (空天飞行空气动力学科学与技术全国重点实验室, 绵阳 621000)

2) (北京航空航天大学航空科学与工程学院, 北京 100191)

(2025 年 3 月 3 日收到; 2025 年 4 月 6 日收到修改稿)

层流-湍流的转捩问题是飞行器设计研制面临的重要气动难题. 当飞行马赫数较高时, 飞行器表面同时存在高温气体热化学反应与微孔隙效应, 此时边界层失稳问题更加复杂, 其机理认识尚不清楚. 本文建立了同时考虑高温化学非平衡效应和表面微孔隙效应的线性稳定性分析方法, 并针对高空  $H = 25$  km、马赫数 10, 15 和 20 的飞行工况, 对比分析了化学非平衡效应、微孔隙效应以及两种效应共存时对流动稳定性的影响. 研究发现, 化学非平衡效应能够促进边界层模态失稳, 微孔隙效应能够抑制第二模态失稳, 前者作用强于后者, 导致两者共存时整体上促进第二模态失稳. 化学非平衡效应能够降低孔隙效应抑制第二模态对应的频率范围, 造成在局部低频范围内化学非平衡效应可以增强微孔隙效应的抑制效果, 而在高频范围内减弱其抑制效果, 导致孔隙效应  $N$  值降低量整体上减小. 此外, 两种效应共存时马赫数变化对微孔隙效应抑制第二模态的能力影响不大.

**关键词:** 边界层, 稳定性, 化学非平衡, 微孔隙效应

**PACS:** 47.15.Fe, 47.70.Fw, 47.85.L-

**CSTR:** 32037.14.aps.74.20250269

**DOI:** 10.7498/aps.74.20250269

## 1 引言

边界层从层流到湍流的转捩是多因素耦合的复杂过程, 是空气动力学领域的重要研究方向<sup>[1]</sup>. 在实际应用中, 边界层转捩后湍流状态下的热流与摩阻比层流高 3—5 倍, 因此转捩是飞行器气动设计需要考虑的重要因素, 也是制约先进飞行器发展最具挑战性的基础科学难题之一<sup>[2]</sup>.

一般情况下, 自然转捩是由边界层模态失稳主导发生的. 在高速领域, 若流动中温度不足以改变气体比热容, 气体仍满足理想气体状态方程, 则称

之为量热完全气体 (CPG), 该状态下二维边界层通常以 Mack 模态失稳主导转捩. 当高马赫数下边界层内温度足够高时, 表面气体将发生一系列热化学反应过程, 显著改变边界层内的流动特征, 从而影响模态失稳过程. 根据热化学反应过程是否处于平衡<sup>[3,4]</sup>, 流动可分为热化学冻结 (TCF)、热化学平衡 (TCE)、热化学非平衡 (TCNE) 和化学非平衡 (CNE).

对于考虑热化学反应过程的流动, 流向不稳定性依然是 Mack 模态占据主导, 相关研究早在 20 世纪 90 年代就已开展. Malik<sup>[5]</sup> 较早地开展了考虑高温真实气体效应的流动稳定性研究, 发现热化学平衡会使第二模态更不稳定, 但对第一模态具有稳定

\* 国家自然科学基金联合基金 (批准号: U24B2006) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ghtu@skla.cardc.cn

‡ 通信作者. E-mail: wanbing@tju.edu.cn

作用; Stuckert 和 Reed<sup>[6]</sup> 针对化学非平衡流动的研究也得到相同的结论. 此外, 还有研究对比了热化学非平衡和化学非平衡流动, 结果表明振动非平衡对第二模态具有稳定作用<sup>[7,8]</sup>. 对于更高频的不稳定模态, Chen 等<sup>[9]</sup> 在马赫数 20 的钝锥热化学非平衡流动中发现明显的第三模态, 但其增长率仍未超过第二模态. 相同气体模型下, 赵渊源等<sup>[10]</sup> 利用 LPSE 研究了尖楔流动中壁温的影响, 壁温越低, 相同频率扰动沿流向发展延迟, 但下游最大  $N$  值增大. 另外, 由于高温非平衡流动模拟需要采用合适的模型表征各组物理化学特性<sup>[11]</sup>, 学者探索了不同热力学模型<sup>[12,13]</sup>、扩散模型<sup>[14-16]</sup>、输运模型<sup>[12,17-21]</sup>、化学反应模型<sup>[22-24]</sup> 和壁面催化效应<sup>[25]</sup> 对边界层稳定性的影响, 这里不再展开.

飞行器在高速飞行状态下面临着恶劣的气动力、热环境, 对热防护系统设计和材料性能提出了更高的要求, 而现有超高温材料的最高耐受温度不超过 3000 K<sup>[26]</sup>. 为降低热防护系统的设计难度, 提升航程, 许多研究人员采用主/被动手段对边界层转捩进行控制. 多孔材料可用于飞行器外表面来吸收高频声波和抑制第二模态, 可作为一种有效的被动转捩控制手段<sup>[27]</sup>. 在量热完全气体状态下, 针对孔隙效应如何影响边界层失稳的研究较为丰富. Fedorov 与 Malmuth<sup>[28]</sup> 和 Zhao 等<sup>[29]</sup> 分别推导了体现孔隙效应的有效导纳模型, 并且后者的模型考虑了高阶衍射模态. Fedorov 与 Malmuth<sup>[28]</sup> 通过考虑孔隙效应的线性稳定性 (LST) 方法, 探究了壁面圆孔对平板边界层稳定性的影响, 结果显示多孔效应使第二模态增长率减小, 但对第一模态有轻微促进作用, Wartemann 等<sup>[30]</sup> 和 Xu 等<sup>[31]</sup> 的研究得到了相同的结论. Wang 与 Zhong<sup>[32]</sup> 结合实验和数值探究了局部多孔涂层对高速边界层的作用机理, 发现其控制效果与边界层内快、慢模态的同步过程紧密相关; 若多孔涂层设置在同步点下游可以明显抑制第二模态, 在上游则促进模态增长. Rasheed 等<sup>[33]</sup> 和 Lukashovich 等<sup>[34]</sup> 的实验结果与该结论一致. 郭启龙等<sup>[35]</sup> 通过直接数值模拟 (DNS) 研究毫米级微槽对第二模态扰动的影响, 发现微槽能在一个宽带频率范围内抑制第二模态, 其抑制效果随开槽率增大而增强. 刘勇等<sup>[36]</sup> 针对同尺寸量级的微槽进一步研究, 结果表明微槽设置在最大增长率区间或快/慢模态同步中心附近时, 对第二模态扰动抑制最为显著. Gui 等<sup>[37]</sup> 的风洞实验结果

也表明多孔涂层可以抑制第二模态, 而且多孔壁的模态非线性作用比光滑壁弱得多; 同时, 还发现考虑规则圆孔效应的 LST 计算所得不稳定模态增长率与实验符合较好. Liu 等<sup>[38]</sup> 探究了多孔耦合微吹吸对马赫数 6 边界层稳定性影响, 当吹吸点位于主导模态同步点上游时, 发现有助于多孔结构抑制高频扰动; 若吹吸点位于第二模态主导区域, 多孔结构则会过早激发低频不稳定模态.

以上孔隙效应对边界层流动失稳的影响研究是基于量热完全气体模型, 对于微孔隙结构在高温化学非平衡流动中的应用研究, 目前还比较少, Wang 和 Zhong<sup>[39]</sup> 在研究量热完全气体和热化学非平衡流动的差异时, 初步开展了该问题的数值模拟研究, 发现量热完全气体状态下由壁面吹吸激发的边界层扰动波会被规则的多孔涂层显著抑制. 随后, Wang<sup>[40]</sup> 等进一步对比了马赫数 10 的平板壁面压力脉动幅值, 发现对于主导的第二模态扰动 (频率 300 和 400 kHz), 热化学非平衡效应可以增强多孔涂层的抑制效果, 但研究并未对比 TCNE 假设下多孔壁的 LST 和 DNS 结果. Ken 等<sup>[41]</sup> 在考虑热化学非平衡效应 LST 中加入 Fedorov 的多孔导纳模型. 通过 DNS 发现在 CPG 和 TCNE 假设下, 二者的无量纲壁面压力脉动沿流向分布较为一致, 这是由于 TCNE 对微孔隙内不稳定扰动衰减的影响较小. 该研究还对比了 TCNE 工况同一频率下多孔壁的 LST 和 DNS 结果, 证明若多孔涂层区域足够长, 在 LST 中使用壁面导纳模型可以很好地预测 DNS 中扰动增长的趋势. 然而, 该工作还未对高温气体模型下微孔隙效应对不同频率扰动、 $N$  值的影响做进一步研究.

总体而言, 考虑化学非平衡与表面孔隙效应的共同作用对边界层失稳的认识还不够深入, 其影响机制还不够明确, 对两种效应下的边界层失稳研究有待进一步开展. 本文建立了能体现高温化学非平衡效应和微孔隙效应的线性稳定性理论, 探索了化学非平衡、微孔隙以及二者共存时高速边界层的失稳机制, 同时还考察了马赫数和微孔几何拓扑对稳定性的影响.

## 2 研究方法

本文针对多孔表面与高温化学非平衡气体共存的边界层流动稳定性问题, 建立同时考虑高温化

学非平衡气体效应和多孔边界效应的流动稳定性分析方法. 首先是推导高温化学非平衡的流动控制方程和线性稳定性方程, 然后在稳定性方程的壁面边界条件上增加多孔导纳模型, 建立考虑以上两种效应的流动稳定性分析方法.

### 2.1 流动控制方程

针对高温化学非平衡流动问题, 构造二维 N-S 方程组, 其守恒型表达形式如下<sup>[25]</sup>

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_j)}{\partial x_j} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial (\delta_{ij} p)}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial (\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho H u_j)}{\partial x_j} \\ &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \tau_{ij} u_i + \lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} + \sum_{s=1}^{ns} \rho D_s h_s \frac{\partial Y_s}{\partial x_j} \right), \quad (3) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial (\rho Y_s)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho Y_s u_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \rho D_s \frac{\partial Y_s}{\partial x_j} \right) + \dot{\omega}_s. \quad (4)$$

(1) 式—(4) 式分别为质量守恒方程、动量守恒方程、总能量守恒方程和组分守恒方程. 其中,  $\rho$ ,  $u_i$ ,  $p$ ,  $T$  和  $Y_s$  分别为密度、速度、压力、温度和组分质量分数,  $H$  为总比焓,  $E$  为总比能;  $\lambda$ ,  $D_s$ ,  $h_s$ ,  $\dot{\omega}_s$  分别为热传导系数、组分扩散系数、组分比焓和组分质量生成率;  $\tau_{ij}$  是黏性切应力张量; 下标  $i$  或  $j$  表示速度分量, 下标  $s$  表示组分数.

研究中使用空气 5 组分模型 (对应  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $N$ ,  $O$ ,  $NO$ , 即  $ns = 5$ ) 模拟反应流动, 来流气体组分为  $O_2$  和  $N_2$ , 质量分数分别为 22% 和 78%. 单一组分的热力学参数 (如比热、比焓) 采用 Chemkin 拟合式<sup>[13]</sup> 进行计算; 黏性系数、热传导系数和质量扩散系数则分别采用 Blottner 拟合式<sup>[18]</sup>、Eucken 经验式<sup>[42]</sup> 和基于 Schmidt 数的双极性扩散近似模型<sup>[43]</sup> 进行计算. 空气混合物的输运系数则采用 Wilke 混合律<sup>[44]</sup> 进行计算.

### 2.2 线性稳定性理论

本研究采用考虑化学非平衡效应的 LST 程序对反应流动进行分析, 对于量热完全气体流动则采用传统的 LST 方法<sup>[45]</sup> 进行分析. 在此主要给出基于化学非平衡效应的线性稳定性理论框架<sup>[25]</sup>. 在稳定性理论中, 物理量  $\mathbf{q}$  可以表示为基本量  $\mathbf{q}_0$  和

扰动量  $\mathbf{q}'$ , 其中  $\mathbf{q} = [\rho, u, v, w, T, Y_s]^T$ ,  $s = 1, 2, 3, 4$ ;  $u$  表示流向速度;  $v$  表示法向速度;  $w$  表示展向速度. 由于基本量和扰动量均满足方程 (1)—方程 (4), 代入方程中相减可得到扰动量满足的方程组:

$$\begin{aligned} & \mathbf{F} \frac{\partial \mathbf{q}'}{\partial t} + \mathbf{A} \frac{\partial \mathbf{q}'}{\partial x} + \mathbf{B} \frac{\partial \mathbf{q}'}{\partial y} + \mathbf{C} \frac{\partial \mathbf{q}'}{\partial z} + \mathbf{D} \mathbf{q}' \\ & + \mathbf{V}_{xx} \frac{\partial^2 \mathbf{q}'}{\partial x^2} + \mathbf{V}_{yy} \frac{\partial^2 \mathbf{q}'}{\partial y^2} + \mathbf{V}_{zz} \frac{\partial^2 \mathbf{q}'}{\partial z^2} \\ & + \mathbf{V}_{xy} \frac{\partial^2 \mathbf{q}'}{\partial x \partial y} + \mathbf{V}_{yz} \frac{\partial^2 \mathbf{q}'}{\partial y \partial z} + \mathbf{V}_{xz} \frac{\partial^2 \mathbf{q}'}{\partial x \partial z} = \mathbf{N}, \quad (5) \end{aligned}$$

式中, 矩阵  $\mathbf{F}$ ,  $\mathbf{A}$ ,  $\mathbf{B}$ ,  $\mathbf{C}$ ,  $\mathbf{D}$  和  $\mathbf{V}$  的大小由量热完全气体模型的  $5 \times 5$  增加到化学非平衡气体模型的  $9 \times 9$  (多了组分项), 矩阵中系数只与基本流有关.  $\mathbf{N}$  表示非线性项, 在线性稳定性分析中忽略此项. 假设流动满足局部平行条件, 扰动方程的解可表示为

$$\mathbf{q}' = \hat{q}(y) \exp[i(\alpha x + \beta z - \omega t)], \quad (6)$$

其中  $\hat{q}(y)$  表示扰动形函数, 是法向高度  $y$  的函数. 在空间模式中,  $\omega$  是实数, 表示波的频率;  $\alpha$ ,  $\beta$  至少有一个是复数, 其实部分别表示流向、展向波数, 虚部代表增长率, 对二维波有  $\beta = 0$ . 将 (6) 式代入方程 (5) 中, 忽略高阶项和非线性项, 推导得到线性稳定性方程, 一阶微分方程形式如下:

$$d\hat{\boldsymbol{\phi}}/dy = \mathbf{A}_0 \hat{\boldsymbol{\phi}}, \quad (7)$$

其中系数矩阵  $\mathbf{A}_0$  大小由量热完全气体模型的  $8 \times 8$  增加到化学非平衡气体模型的  $16 \times 16$ ,  $\hat{\boldsymbol{\phi}}$  是 16 个扰动量构成的向量. 针对方程 (7), 采用 Malik 两点四阶紧致差分方法进行求解, 得到失稳模态的特征值.

### 2.3 多孔模型及边界条件

多孔壁面的孔壁会对边界层内扰动波存在干扰, 壁面扰动不再为零. 一般地, 规则多孔壁需要考虑的关键参数包括半宽/半径  $b$ 、孔深  $H$ 、周期宽度  $s$ 、孔隙率  $n$  (孔隙表面积/开孔区域总表面积). 图 1 给出周期分布的微槽和圆孔简单模型示意图, 展向满足无限长假设.

当孔周期  $s$  远小于边界层厚度时, 孔壁对边界层基本流场影响可忽略<sup>[46,47]</sup>, 因此只在稳定性方程中考虑多孔效应. 同时, 考虑高温化学非平衡效应的多组分气体边界, 假设各组分气体质量分数法向梯度为零 (即非催化壁), 多孔壁面上高温化学非平衡流动边界条件表示为

$$\hat{u} = \hat{w} = 0, \hat{v} = A\hat{p}, \hat{T} = B\hat{p}, \frac{dY_s}{dy} = 0, \quad (8)$$

其中  $A, B$  分别为声导纳、热导纳, 但热导纳的影响一般很小<sup>[48]</sup>, 后续研究主要考虑导纳  $A$  的影响. 将 Mack 模态不稳定波简化为垂直入射, 假设周期宽度  $s$  远小于入射波长  $\lambda_{acs}$ , 则有效导纳可表示为

$$A = \frac{\hat{v}}{\hat{p}} \Big|_w = \frac{1}{\rho_w c_w} \frac{R_0 - 1}{R_0 + 1}, \quad (9)$$

式中,  $\rho_w$  和  $c_w$  分别为壁面密度和声速. 当满足  $s$  远小于入射波长  $\lambda_{acs}$  时, 高阶衍射模态无法辐射到远场<sup>[29]</sup>, 主要考虑镜面反射,  $R_0$  为反射系数. 对于二维波, 具体表达式如下:

$$R_0 = 1 + \frac{2j \tan(k_c H) n(\rho_w / \bar{\rho}) (k_c / k_0)}{1 - j \tan(k_c H) n(\rho_w / \bar{\rho}) \sum_{r=-\infty}^{+\infty} \frac{k_c}{k_y^{(r)}} S_r^2}, \quad (10)$$

式中,  $r$  阶反射波的垂直和平行动量分别为  $k_y^{(r)} = \sqrt{k_0^2 - (k_x^{(r)})^2}$ ,  $k_x^{(r)} = k_x + 2\pi r/s$ . 波数  $k_0 = \omega/c_w$ ; 有效密度  $\bar{\rho}$  和波数  $k_c$  都是与频率  $\omega$  有关的复参数, 具体定义为

$$\bar{\rho} = \rho_w / \psi_v, \quad k_c = \sqrt{k_0^2 \frac{\gamma - (\gamma - 1) \psi_t}{\psi_v}}. \quad (11)$$

对于规则圆孔:

$$\psi_i = \frac{J_2(bk_i)}{J_0(bk_i)}, \quad i = t, v, \quad S_r = \frac{2J_1(bk_x^{(r)})}{bk_x^{(r)}}, \quad (12)$$

其中, 黏性波数  $k_v = \sqrt{j\omega\rho_w/\mu}$  和热波数  $k_t = \sqrt{j\omega\rho_w C_p/\kappa}$ ,  $\mu$ ,  $C_p$  和  $\kappa$  分别为黏性系数、定压比

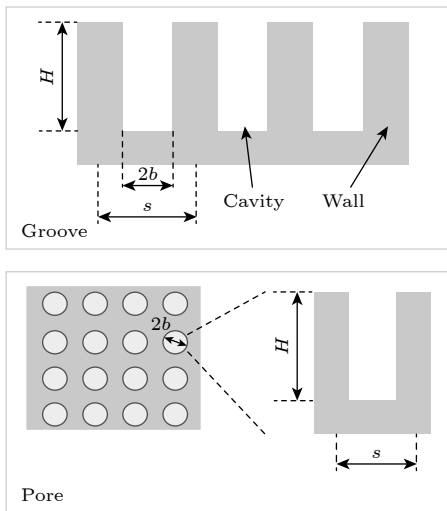


图 1 简单截面示意

Fig. 1. Schematic diagram of a simple cross-section.

热和热传导系数;  $J_0(\cdot)$ ,  $J_1(\cdot)$  和  $J_2(\cdot)$  分别为第一类 Bessel 函数的零阶、一阶和二阶形式.

对于二维微槽:

$$\psi_i = 1 - \tan(bk_i), \quad i = t, v, \quad S_r = \text{sinc}(bk_x^{(r)}). \quad (13)$$

(10) 式—(13) 式中其余参数与文献<sup>[29,49]</sup>中定义一致.

## 2.4 验证结果

### 2.4.1 程序验证

研究中基本流场的计算均依托国家数值风洞工程 CFD 软件 NNW-HyFLOW 进行, 流场求解过程采用 2 阶迎风插值的 AUSMPW+ 格式以及 Minmod 限制器计算空间对流量, 黏性项则采用中心格式计算, 并通过 LUSGS 隐式时间推进方法进行迭代. 首先验证该软件模拟的可靠性, 分别对量热完全气体 (CPG) 模型和化学非平衡 (CNE) 气体模型进行校验. 针对前者, 选取的验证算例为 Kline<sup>[50]</sup> 的绝热平板边界层: 来流马赫数  $Ma = 10$ , 来流温度  $T_\infty = 350$  K, 雷诺数  $Re = 6.0 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ , 与文献对比验证结果见图 2. 对于后者, 验证算例为 Miró<sup>[51]</sup> 的化学非平衡绝热平板边界层: 来流马赫数和单位雷诺数与 Kline 的设置一致, 来流温度  $T_\infty = 600$  K, 与文献对比验证结果见图 3. 从图 2 和图 3 的对比结果来看, 研究中采用 HyFLOW 模拟基本流场是可行的. 无特别说明, 文中无量纲参考长度均为  $L_{ref} = 1$  mm.

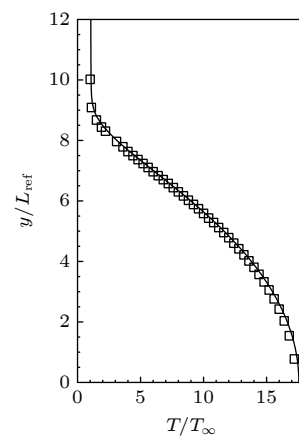


图 2 CPG 工况流向  $x/L_{ref} = 600$  处温度剖面对比

Fig. 2. Temperature profile comparison under CPG circumstance at  $x/L_{ref} = 600$ .

下面验证考虑多孔效应的稳定性分析方法有效性, 在此给出量热完全气体模型下多孔壁面稳定

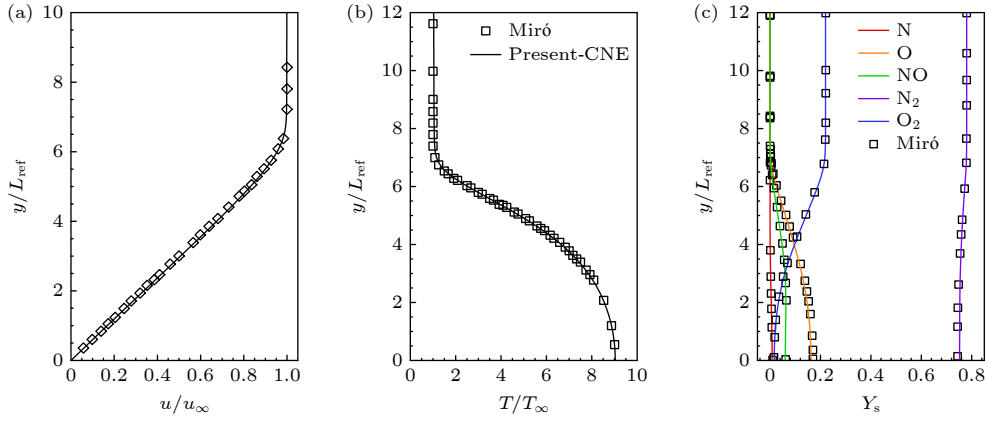


图 3 CNE 工况流向  $x/L_{\text{ref}} = 600$  处基本流对比 (a) 流向速度; (b) 温度; (c) 组分浓度

Fig. 3. Basic flow profiles at  $x/L_{\text{ref}} = 600$  under CNE circumstance: (a) Streamwise velocity; (b) temperature; (c) species concentration.

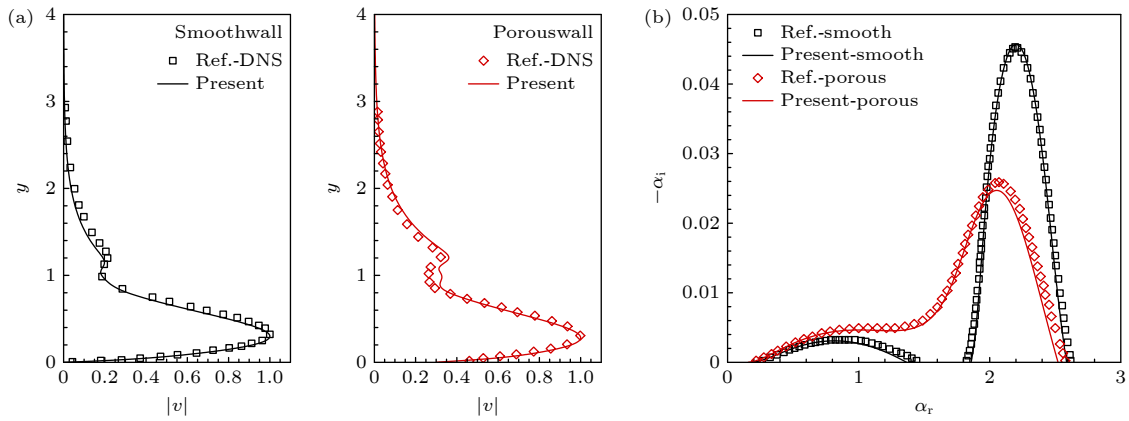


图 4 稳定性分析结果与文献对比 (a) 特征函数; (b) 模态增长率

Fig. 4. Comparison of literature and present results: (a) Eigenfunction; (b) growth rate.

性分析算例: 雷诺数  $Re = 1.0 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ , 来流温度  $T_\infty = 216.65 \text{ K}$ , 壁面为绝热壁; 多孔壁上圆孔参数分别为:  $n = 0.25$ ,  $h = 2 \text{ mm}$ ,  $b = 0.09375 \text{ mm}$ . 图 4 给出光滑/多孔壁下 Mack 模态的形状函数和增长率与 Wartemann 等 [30] 和 Luedeke 等 [48] 结果的对比, 对应流向位置的绝热壁温为  $T_w = 1522.44 \text{ K}$ , 二者结果的一致性验证了本文 LST 程序分析多孔效应的可靠性.

#### 2.4.2 网格无关性验证

本文选取高度  $H = 25 \text{ km}$  的大气参数, 分别用量热完全气体 (CPG) 和化学非平衡 (CNE) 气体模型进行计算, 基本流计算壁面条件为绝热壁, 具体参数如表 1 所列,  $\rho_\infty$  和  $U_\infty$  为来流密度和来流速度.

首先对计算网格做无关性验证, 对比三套不同网格, 分别是 Grid1:  $301 \times 401$ , Grid2:  $501 \times 701$ , Grid3:  $651 \times 1051$ , 第一层高度均不超过  $0.001 \text{ mm}$ .

计算工况为表 1 中  $Ma = 10$  参数. 图 5 给出了有效计算域中部位置  $x/L_{\text{ref}} = 450$  的流向速度和模态增长率分布. 可以看出 Grid1 的流向速度和增长率分布与 Grid2 和 Grid3 存在一定差异, 综合考虑计算精度和时间成本, 后续采用 Grid2 网络进行计算.

表 1 不同马赫数对应来流参数

Table 1. Flow characteristics for various Mach numbers.

$Ma$	$T_\infty/\text{K}$	$\rho_\infty/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	$U_\infty/(\text{m}\cdot\text{s}^{-1})$	$Re/\text{m}^{-1}$
10	221.55	0.040085	2983.6	$8.26 \times 10^6$
15	221.55	0.040085	4475.4	$1.24 \times 10^7$
20	221.55	0.040085	5967.2	$1.65 \times 10^7$

### 3 结果与讨论

#### 3.1 孔隙模型选择及对流动稳定性影响

利用多孔壁面的吸声特性, 研究孔隙效应对 Mack 模态的影响. 首先, 基于 2.3 节中给出的两种

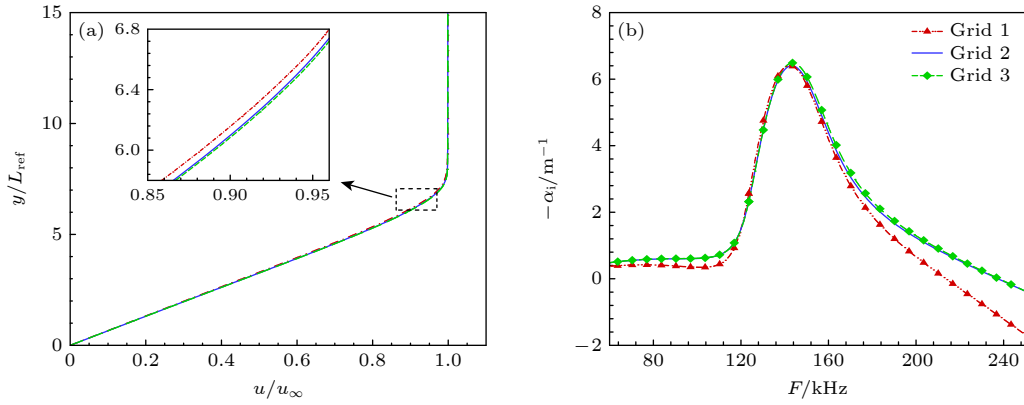


图5 网格无关性验证 (a) 流向速度; (b) 模态增长率

Fig. 5. Verification of grid independence: (a) Streamwise velocity; (b) growth rate.

多孔模型, 探究不同壁面孔隙模型的影响差异, 选定的关键参数分别为半宽 (或半径)  $b = 0.945 \text{ mm}$ 、孔深  $H = 6.752 \text{ mm}$ 、孔隙率  $n = 0.66$ . 以量热完全气体假设下 Ma10 工况为例, 图 6 给出两种多孔模型计算的  $x/L_{\text{ref}} = 400$  位置增长率对比. 可以看出, 虽然这两种多孔模型的增长率分布差异较大, 但两者均能明显地抑制不稳定模态.

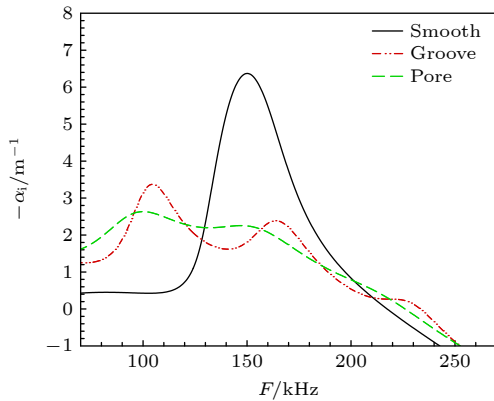


图6 CPG下 Ma10 工况在位置  $x/L_{\text{ref}} = 400$  模态增长率对比

Fig. 6. Comparison of growth rate at position  $x/L_{\text{ref}} = 400$  for Ma10 condition under CPG.

为进一步分析其差异, 图 7 给出基于微槽和圆孔模型计算的  $N$  值曲线和模态增长率相对变化率  $((-\alpha_{i,\text{smooth}} + \alpha_{i,\text{porous}})/\alpha_{i,\text{max}})_{\text{groove/pore}}$  曲线. 与光滑壁相比, 可以看出规则圆孔和微槽对边界层失稳的抑制效果明显, 平板出口的最大  $N$  值均明显减小. 虽然图 6 中显示规则圆孔和微槽的增长率有所差别, 但其相对变化率的趋势表明不同形状孔隙具有相似的声学特性. 另外, 圆孔对应的最大  $N$  值略小于微槽, 这是由于多孔壁下最大  $N$  值对应的主导

频率增加 (位于图 7(b) 中虚线频率范围), 在该主导频率下平板靠前部分有  $\Delta\alpha_{\text{nom, pore}} > \Delta\alpha_{\text{nom, groove}}$ ; 而从  $x/L_{\text{ref}} = 400$  位置的变化率曲线峰值来看, 微槽对最不稳定模态的抑制效果更好一点. 总体而言, 两者抑制能力的差异相对不大, 后续分析中选用微槽孔隙模型.

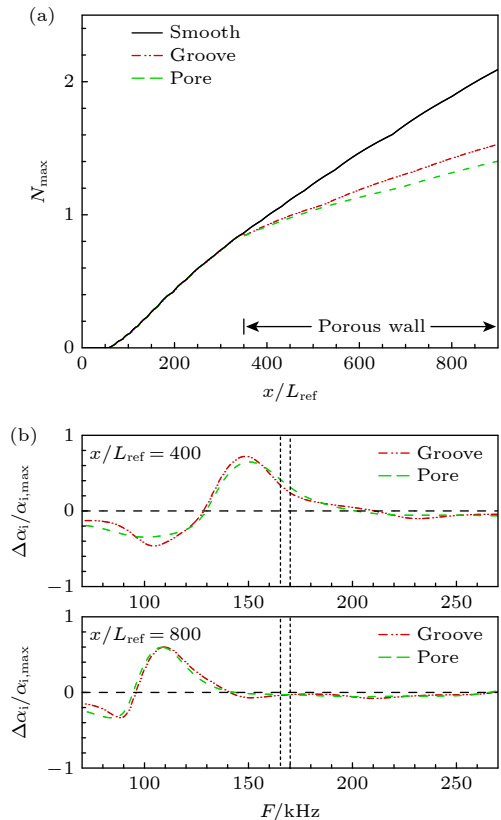


图7 微槽和圆孔的对比 (a)  $N$  值曲线; (b) 模态增长率变化率

Fig. 7. Comparison of results between microgrooves and micropores: (a)  $N$ -value curves; (b) relative change of growth rate.

为探究不同微槽截面参数下微孔隙效应对 Mack 第一、第二模态的影响, 选取不同文献的微槽截面参数, 如表 2 所列. 利用考虑微孔隙效应的 LST 计算量热完全气体假设下 Ma10 工况不同壁面参数的模态增长率随频率的变化, 如图 8 所示. 可以看出 Porous-1—3 均对第二模态有明显的抑制作用, 但同时也会使第一模态有所增强; Porous-4 对第一模态起抑制作用, 第二模态最大增长率基本不变, 但其对应的频率向低频移动. 对比前三种型面参数的影响, 可以看出 Porous-1 对频率范围在  $F = 113.7\text{--}145.6$  kHz 的第二模态抑制作用更强, 但会使得第二模态由单峰变为明显的多峰. 由于在高马赫条件下, 第二模态一般为主导模态, 因此, 选用 Porous-1 的参数进一步分析.

表 2 不同截面参数

Table 2. Parameters of different cross-sections.

Parameters of porous wall	$H/\text{mm}$	$b/\text{mm}$	$n$
Porous-1 <sup>[29]</sup>	6.752	0.945	0.66
Porous-2 <sup>[47]</sup>	18.855	0.942	0.66
Porous-3 <sup>[48]</sup>	2.000	0.09375	0.25
Porous-4 <sup>[52]</sup>	0.352	0.264	0.53

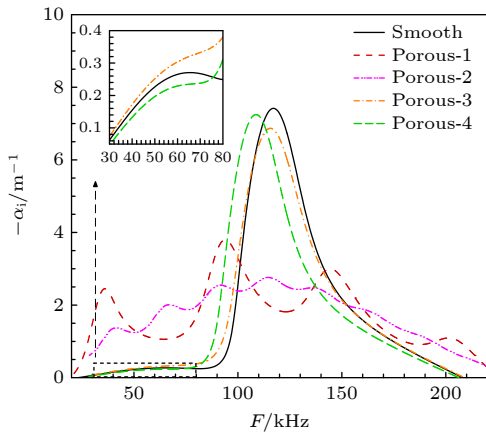


图 8 不同截面参数下在位置  $x/L_{\text{ref}} = 600$  的模态增长率变化

Fig. 8. Changes in growth rate under different cross-sectional parameters at  $x/L_{\text{ref}} = 600$ .

### 3.2 化学非平衡与微孔隙效应对稳定性影响

化学非平衡效应会影响基本流剖面特征, 进而影响边界层失稳特性. 首先, 以 Ma10 工况中流向位置  $x/L_{\text{ref}} = 600$  为例, 图 9 对比了不同气体模型的速度、温度剖面, 图中采用量热完全气体下该位置边界层厚度 8.64 mm(对应 99.5% 边界层外缘速

度) 作为无量纲化长度. 由速度剖面可以看出, 考虑化学非平衡效应时, 边界层厚度减小. 从温度的法向分布可知, 化学非平衡流动由于存在化学反应吸收热量, 其壁面温度明显低于量热完全气体, 在 Ma10 工况下两者壁温相差 481 K. 由此可知, 为准确模拟流动, 在高马赫条件下考虑高温气体效应是十分必要的.

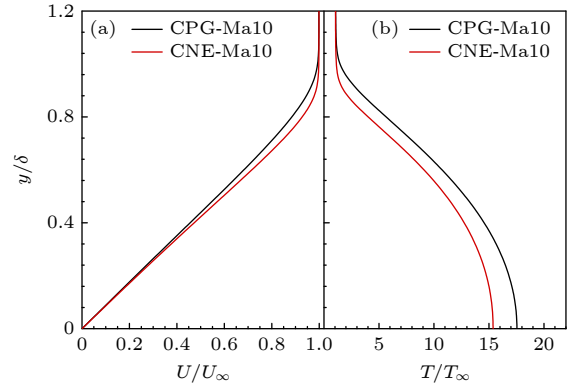


图 9 Ma10 工况不同气体模型边界层基本流剖面 (a) 速度; (b) 温度

Fig. 9. Basic flow profiles of boundary layer for different gas models under Ma10 condition: (a) Streamwise velocity; (b) temperature.

通过上述分析可知, 化学反应的存在显著地改变基本流剖面, 边界层内的扰动发展也必然改变, 分别利用量热完全气体和考虑化学非平衡的线性稳定性 (LST) 程序计算边界层内的扰动特性. 首先, 基于 Ma10 工况研究化学非平衡效应的影响, 图 10(a) 给出不同气体模型在流向位置  $x/L_{\text{ref}} = 600$  处模态增长率随频率的变化和对应相速度变化, 其中频率  $F = \omega_r \frac{u_e}{2\pi} L_{\text{ref}}^{-1}$ , 相速度  $C_r = \omega_r / \alpha_r$ ,  $\alpha_r$  和  $\omega_r$  分别为流向波数实部和圆频率实部.

图 10(a) 分别展示了量热完全气体 (CPG)、化学非平衡 (CNE) 和仅基本流考虑化学非平衡 (Basic-CNE) 的结果. 从图 10(a) 可以看出, 考虑化学非平衡效应时第一模态被抑制、第二模态被促进、第三模态被激发, 第二、第三模态最大增长率对应的频率降低, 且其模态相速度峰值向低频移动. 此外, 仅在基本流考虑化学非平衡效应而稳定性方程里不考虑时, 第二模态计算结果比较接近于 CNE, 但介于 CPG 和 CNE 之间. 对比上述三种情况, 第一模态被抑制的主要原因是化学非平衡效应对基本流的影响. 图 10(b) 给出不同气体模型下频率  $F = 124$  kHz 的扰动增长率沿流向的变化及其对应的相

速度. 对于流动中的同频率扰动, 化学非平衡效应使得第二模态增长率及模态相速度更快达到峰值.

为更直观地讨论化学非平衡效应对模态稳定性的影响, 图 11(a) 给出不同气体模型下第一模态和第二模态中性曲线分布. 在平板靠前区域, 化学非平衡效应使不稳定的第二模态向高频区域延伸, 高频扰动更早被激发. 第二模态中性曲线下支也表明其不稳定频率稍向低频移动, 整体上第二模态的不稳定频率范围增大. 针对第一模态, 化学非平衡效应起到抑制作用, 其不稳定频率范围减小. 但仅在基本流中考虑化学非平衡效应的计算结果并不像第二模态那样介于 CPG 与 CNE 之间, 而是比 CNE 的中性曲线还要更靠下游, 说明基本流中的

化学非平衡效应对第一模态是抑制的, 但扰动稳定性方程中的化学非平衡效应是促进的, 前者的抑制作用大于后者的促进作用. 图 11(b) 对比了这三者的  $N$  值包络线, 可以看出基本流和稳定性方程中的化学非平衡效应均会使最大  $N$  值增加, 促进边界层失稳.

总体来说, 高温化学非平衡效应对模态稳定性的影响主要是通过对基本流的影响, 但该效应对稳定性方程的影响从科学研究角度也不容忽视, 在工程应用兼顾效率时可以有所取舍.

对于考虑化学非平衡和微孔隙效应共存的研究, 选取马赫 10 工况对比相同壁面参数下不同气体模型的模态增长率, 图 12 给出位置  $x/L_{ref} = 400$ ,

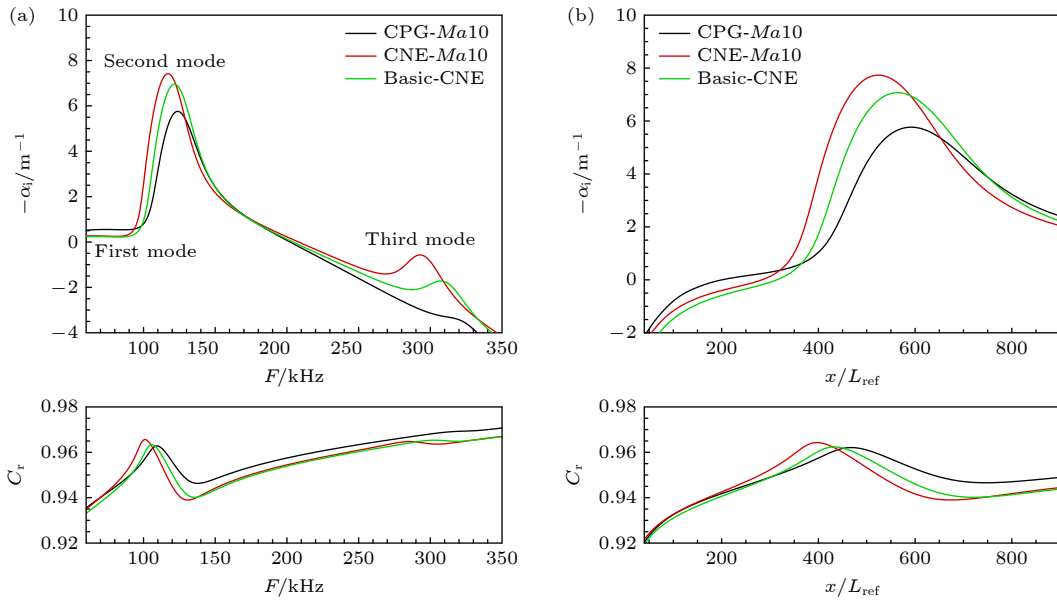


图 10 Ma10 工况不同气体模型模态增长率和相速度对比 (a)  $x/L_{ref} = 600$ ; (b) 沿流向  $F = 124$  kHz

Fig. 10. Comparison of growth rate and phase velocity of different gas models under Ma10: (a)  $x/L_{ref} = 600$ ; (b) modal frequency  $F = 124$  kHz along the streamwise direction.

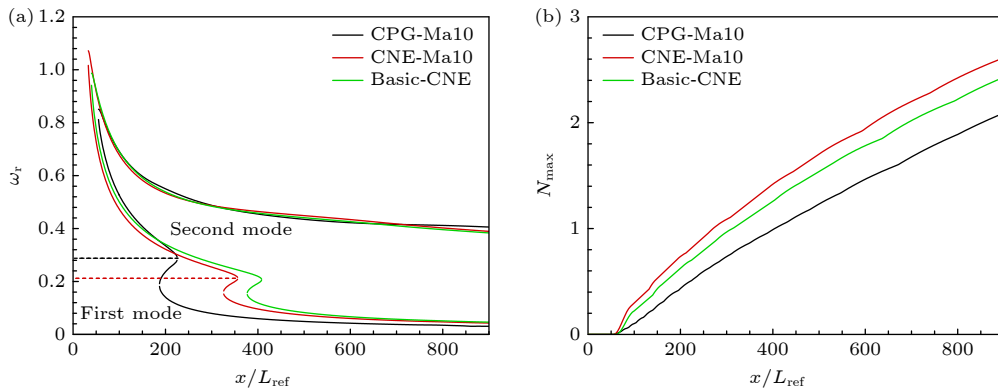


图 11 Ma10 工况不同气体模型对比 (a) 中性曲线; (b)  $N$  值包络

Fig. 11. Comparison of different gas models under Ma10: (a) Neutral curves; (b)  $N$ -value envelope.

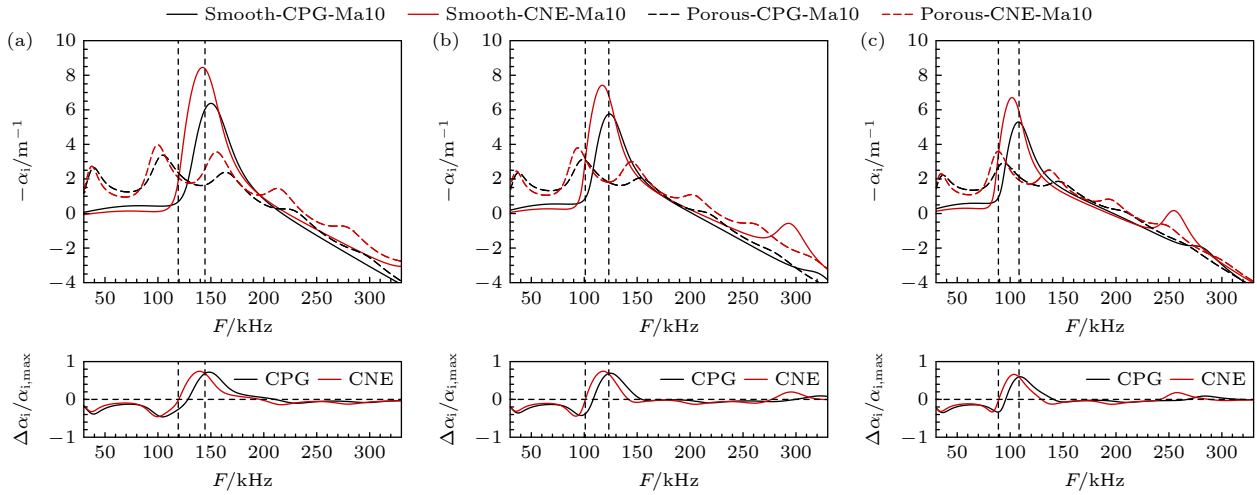


图 12 不同气体模型光滑和多孔壁增长率及其相对变化率对比 (a)  $x/L_{ref} = 400$ ; (b)  $x/L_{ref} = 600$ ; (c)  $x/L_{ref} = 800$

Fig. 12. Comparing the growth rates of smooth and porous walls and their relative change for different gas models: (a)  $x/L_{ref} = 400$ ; (b)  $x/L_{ref} = 600$ ; (c)  $x/L_{ref} = 800$ .

600 和 800 的增长率及相对变化率 ( $-\alpha_{i,smooth} + \alpha_{i,porous} / \alpha_{i,max}$ ) 对比. 从图 12(a) 可以看出不同气体模型下多孔壁均使第一模态更不稳定, 但第二模态被明显抑制; 对比相对变化率曲线, 在第二模态频率范围内, CNE 工况多孔壁的抑制效果随频率增加先大于 CPG 工况、后小于 CPG 工况, 说明化学非平衡效应降低了孔隙效应起抑制作用的模态频率范围. 这种现象造成在局部低频范围内 (两条虚线之间) 化学非平衡效应会增强微孔隙效应的抑制作用, 在其他大部分频率范围 (第二条虚线右侧区域) 则表现为减弱. 此外, 从相对变化率的峰值来看, 化学非平衡效应的影响不明显. 通过对比不同位置结果, 不稳定模态的主导频率随流向位置增加而减小, 图 12(b) 和图 12(c) 中增长率相对变化趋势与图 12(a) 相同,  $\Delta\alpha_{nom, CNE} > \Delta\alpha_{nom, CPG}$  对应频率范围也随流向位置增加而减小.

为分析微孔隙效应对扰动形状的影响, 取频率  $F = 124$  kHz 对应的特征解, 其对应的压力特征函数幅值分布如图 13 所示, 图中黑色和红色横虚线分别表示 CPG 工况和 CNE 工况在流向位置  $x/L_{ref} = 600$  的边界层外缘. 从图 13 可以看出, CNE 工况和 CPG 工况的形状函数基本一致, 但在微孔隙效应影响下, 近壁区的扰动幅值显著减小, 且压力的扰动峰值对应的法向位置由近壁区变成靠近边界层外缘的区域.

根据现有研究 [32], 在平板前缘设置多孔壁会激发不稳定模态, 使  $N$  值增大. 因此, 为考察微孔

隙的抑制作用, 在流向位置  $x/L_{ref} = 350$  处开始设置多孔壁, 进一步给出两种气体模型下光滑和多孔壁的  $N$  值曲线对比, 如图 14 所示. 不同气体模型下微孔隙效应均能使最大  $N$  值减小, 其中 CPG 工况减小 26.83%, CNE 工况减小 18.22%, 两者的差异主要是多孔壁下最大  $N$  值对应的频率增大, 分别为 155 kHz 和 165 kHz, 根据图 12 可知对应频率下有  $\Delta\alpha_{nom, CNE} < \Delta\alpha_{nom, CPG}$ . 由此说明两种气体模型下孔隙效应均有明显的延迟失稳效果, 但化学非平衡效应对孔隙的延迟效果有所削弱, 这与 Wang [40] 的结论相反. 原因在于 Wang 的工作仅考察了 300, 400 kHz 的单频结果, 无法代替评估宽频范围的整体效果. 此外, 对比红色点划线和黑色实线, 可以发现同时考虑化学非平衡和孔隙效应的  $N$  值比都不考虑的结果大, 说明化学非平衡效

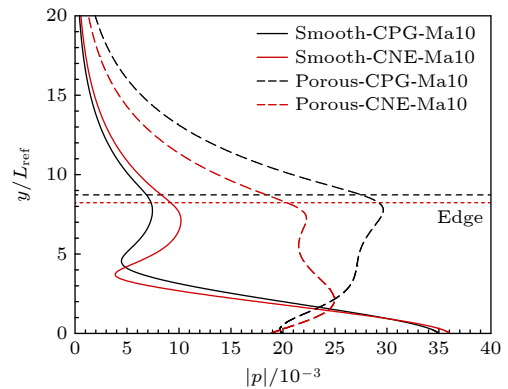


图 13 光滑和多孔壁在  $x/L_{ref} = 600$  处压力特征函数对比  
Fig. 13. Comparison of the pressure eigenfunctions for smooth and porous walls at  $x/L_{ref} = 600$ .

应对模态的促进作用比孔隙效应的抑制作用强, 导致整体上两种效应共存时是促进失稳.

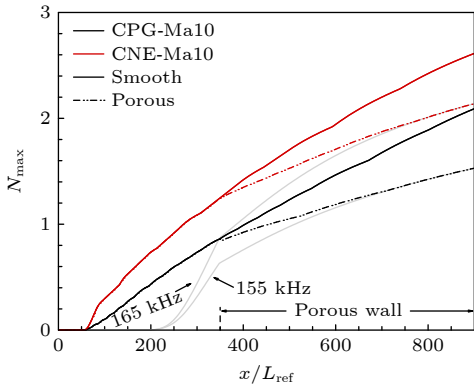


图 14 不同气体模型光滑与多孔壁的  $N$  值包络线对比  
Fig. 14. Comparison of  $N$ -value envelope for smooth and porous walls of different gas models.

### 3.3 马赫数对化学非平衡流动稳定性影响

在量热完全气体流动中, 马赫数增大将导致边界层更稳定、转捩位置推迟<sup>[1]</sup>. 下面考察马赫数 10,

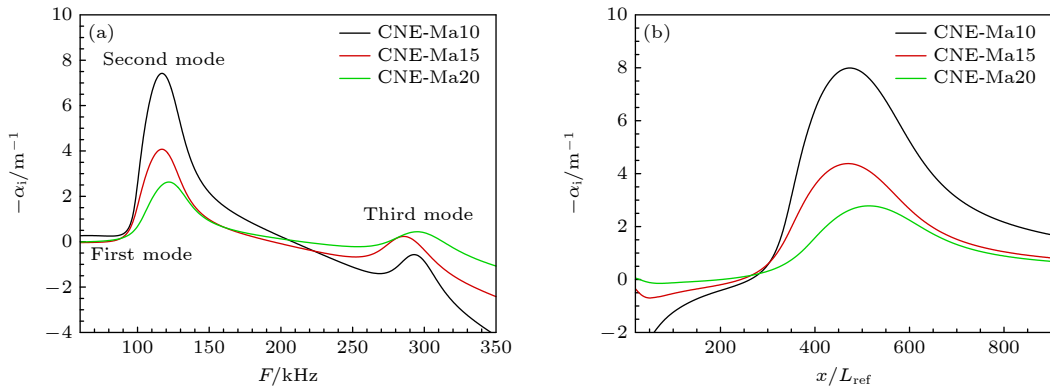


图 15 CNE 工况不同马赫数的模态增长率对比 (a)  $x/L_{ref} = 600$ ; (b) 沿流向  $F = 130$  kHz  
Fig. 15. Comparison of growth rates at different Mach numbers under CNE condition: (a)  $x/L_{ref} = 600$ ; (b) modal frequency  $F = 130$  kHz along the streamwise direction.

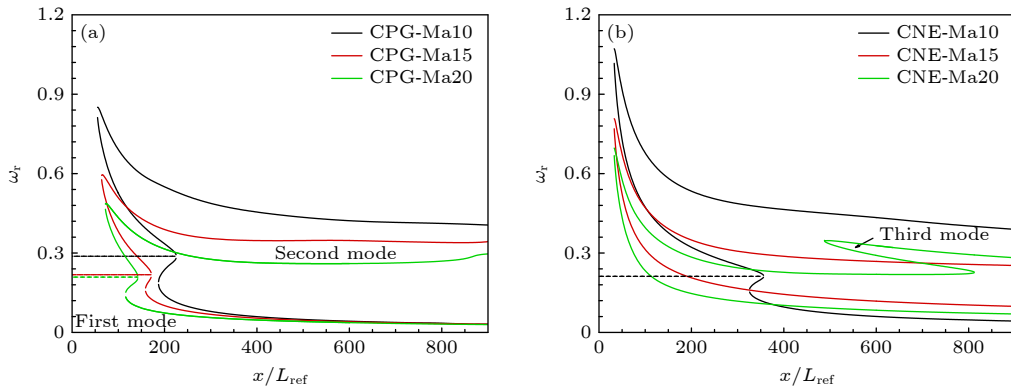


图 16 不同马赫数中性曲线对比 (a) CPG; (b) CNE  
Fig. 16. Comparison of neutral curves at different Mach numbers: (a) CPG; (b) CNE.

15 和 20 工况, 分析化学非平衡流动中马赫数对不稳定模态的影响. 首先比较光滑壁条件下不同马赫数的化学非平衡流动稳定性, 图 15(a) 中展示了不同马赫数在流向位置  $x/L_{ref} = 600$  的增长率对比. 从图 15(a) 可以看出, 随马赫数增加, 第一、第二模态的扰动均被抑制, 增长率峰值减小, 其对应的频率影响不大. 另外, 马赫数增加使第三模态扰动被激发, 并逐渐趋于不稳定, 但第二模态依旧占主导地位. 进一步地, 给出第二模态  $F = 130$  kHz 的扰动增长率沿流向的变化, 如图 15(b) 所示. 随马赫数增加, 模态增长率峰值减小, 但到达最不稳定性增长的位置相近, 这意味着马赫数影响模态增长率的变化快慢.

同样地, 图 16 给出不同马赫数下的边界层中性曲线, 图 16(b) 为化学非平衡气体模型的计算结果, 并在图 16(a) 给出量热完全气体模型的计算结果作为对比. 由图 16(a) 可以看出, 随着马赫数增加, 边界层第一模态和第二模态的不稳定频率向低

频移动, 而低频扰动开始失稳的流向位置向上游移动, 同时第一模态和第二模态在下游相连, 相连的频率范围不存在中性点. 对于化学非平衡气体模型, 马赫数的影响规律相对复杂. 图 16(b) 中 Ma10 边界层存在不稳定的第一模态和第二模态, 且二者不稳定区域在下游相连; Ma15 边界层仅存在不稳定的第二模态, 第一模态变得稳定; Ma20 边界层除了存在不稳定的第二模态, 还出现不稳定的第三模态, 并在下游与第二模态相连.

图 17 给出不同马赫数下的  $N$  值包络, 同时给出模态频率 130 kHz 对应的单频  $N$  值曲线. 可以

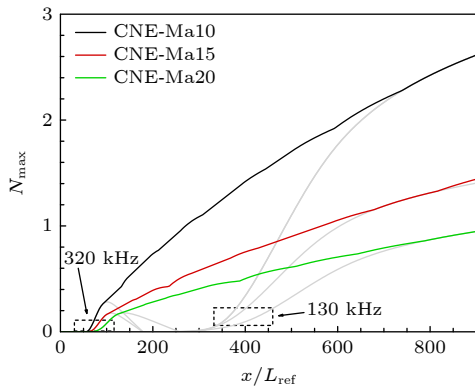


图 17 CNE 工况不同马赫数  $N$  值包络对比

Fig. 17. Comparison of  $N$ -value envelopes at different Mach numbers under CNE condition.

看出, 随着马赫数增大,  $N$  值减小, 但最大  $N$  值对应的模态频率相近, 说明马赫数对化学非平衡边界层的失稳具有抑制作用.

下面分析多孔壁条件下马赫数对化学非平衡边界层稳定性的影响, 图 18 给出了不同马赫数工况在流向位置  $x/L_{ref} = 400$  和  $600$  处的模态增长率及其相对变化率, 并与光滑壁进行对比. 根据图 18(a) 可以看出, 马赫数增大同样可以抑制多孔壁边界层第一模态和第二模态. 对比光滑壁, 孔隙效应对边界层模态的影响能力随马赫数增大而有所减弱, 从  $x/L_{ref} = 400$  位置来看: 马赫数越大, 孔隙效应对第一模态的激发效果越弱, 但对第二模态的抑制效果基本不变, 多孔壁抑制效果最显著对应的频率基本与最大不稳定增长率对应的频率相近. 下游  $x/L_{ref} = 600$  位置也呈现相同的趋势.

图 19 给出化学非平衡流动在光滑和多孔壁的  $N$  值包络线. 从图 19 可以看出, 不同马赫数下多孔壁均能有效减小  $N$  值, 但最大  $N$  值对应的主导频率随马赫数增加而增加. 表 3 列出了不同马赫数下两种气体模型在出口  $x/L_{ref} = 900$  位置的  $N$  值相对变化率 ( $\Delta N/N_{max, smooth}$ ), 分析孔隙效应对不同工况下边界层失稳的整体抑制作用. 在所研究的马赫数范围内, CPG 工况的相对减小量大于 CNE 工况, 说明不同马赫数下化学非平衡效应均对多孔壁的抑制效果有所削弱.

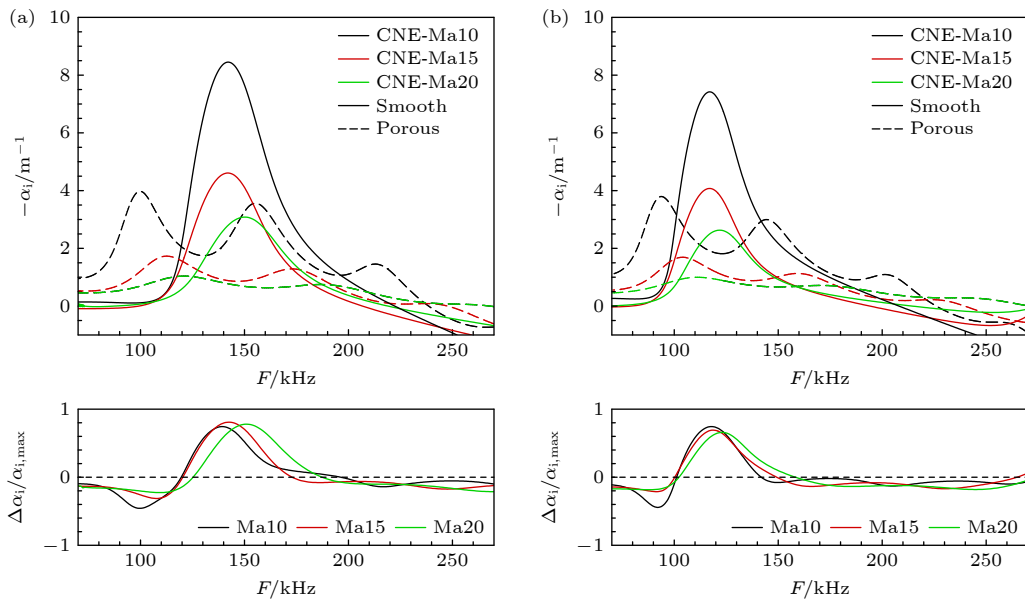


图 18 不同马赫数光滑和多孔壁增长率及相对变化率对比 (a)  $x/L_{ref} = 400$ ; (b)  $x/L_{ref} = 600$

Fig. 18. Comparison of growth rates and relative change of smooth and porous walls at different Mach numbers: (a)  $x/L_{ref} = 400$ ; (b)  $x/L_{ref} = 600$ .

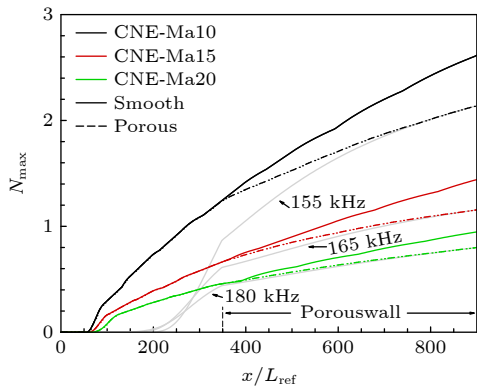


图 19 不同马赫数下光滑与多孔壁的  $N$  值包络

Fig. 19.  $N$ -value envelopes of smooth and porous walls at different Mach numbers.

表 3 不同马赫数下  $x/L_{ref} = 900$  位置的  $N$  值相对变化率  
Table 3. Relative change of  $N$ -values at  $x/L_{ref} = 900$  under different Mach numbers.

$Ma$	$(\Delta N/N_{max, smooth})_{CPG}$	$(\Delta N/N_{max, smooth})_{CNE}$
10	26.8%	18.2%
15	22.1%	19.8%
20	27.2%	15.5%

## 4 结 论

在高马赫数条件下高温化学非平衡与表面微孔隙效应二者共存, 本文建立了同时考虑化学非平衡效应和微孔隙效应的线性稳定性分析方法 LST, 研究了飞行工况 ( $H = 25$  km) 下化学非平衡效应、孔隙效应、马赫数等对高焓边界层流动失稳的影响. 主要结论如下:

1) 化学非平衡效应能够促进第二模态、抑制第一模态、激发第三模态, 但第二模态总体上始终占据主导地位, 因此促进边界层失稳. 虽然化学非平衡效应对第一模态的整体效果为抑制, 但是稳定性方程中的化学非平衡效应则表现为促进, 其对第一模态的抑制作用主要来源于对基本流的改变. 因此从科学研究角度来看, 对稳定性方程考虑化学非平衡效应的影响也是不容忽视的.

2) 当化学非平衡流动进一步考虑微孔隙效应时, 微孔隙效应能促进第一模态、抑制第二模态, 整体上是抑制失稳的, 微孔隙效应的作用效果与化学非平衡效应大致相反, 前者对第二模态的抑制作用弱于后者的促进作用, 导致整体上两种效应共存时相比量热完全气体模型下光滑壁条件是促进失稳的. 相比量热完全气体模型的孔隙效应,

由于化学非平衡效应降低了孔隙效应抑制第二模态对应的频率范围, 造成孔隙效应的抑制失稳能力在局部低频范围内增强, 但在其他第二模态失稳区域内则是减弱的, 导致孔隙效应对  $N$  值的降低量有所减小.

3) 在化学非平衡流动中, 随马赫数增加, 第一、第二模态均被抑制, 第三模态被激发并逐渐不稳定, 增长率峰值对应频率相近, 这导致最大  $N$  值减小, 但主导频率相近. 若考虑微孔隙效应, 马赫数增加则会减弱多孔壁对第一模态的激发作用, 对第二模态抑制效果影响不大. 在考察的马赫数范围 (10—20) 内, 微孔隙效应仍能有效地抑制失稳, 但与不考虑微孔隙效应的量热完全气体工况相比, 两种效应共存时呈现的效果是促进.

本文得到中国空气动力研究与发展中心计算空气动力研究所 NNW-HyFLOW 团队的大力支持, 以及空天飞行空气动力学科学与技术国家重点实验室张彬、李晓虎、巩耕等的帮助, 在此表示感谢.

## 参考文献

- [1] Chen J Q, Tu G H, Zhang Y F, Xu G L, Yuan X X, Chen C 2017 *Acta Aerodyn. Sin.* **35** 311 (in Chinese) [陈坚强, 涂国华, 张毅锋, 徐国亮, 袁先旭, 陈诚 2017 *空气动力学报* **35** 311]
- [2] Currie J G, Dickason A M 1988 *Report of the Defense Science Board Task Force on the National Aerospace Plane (NASP) Report No. AD-A201 124*
- [3] Candler G V 2019 *Annu. Rev. Fluid Mech* **51** 379
- [4] Bitter N P 2015 *Ph. D. Dissertation* (Pasadena: California Institute of Technology)
- [5] Malik M R 1991 *Phys. Fluids* **3** 803
- [6] Stuckert G, Reed H L 1994 *AIAA J.* **32** 1384
- [7] Hudson M L, Chokani N, Candler G V 1997 *AIAA J.* **35** 958
- [8] Franko K, McCormack R, Lele S 2010 *40th Fluid Dynamics Conference and Exhibit Chicago, June 28–July 1, 2010 p4601*
- [9] Chen X L, Wang L, Fu S 2021 *Phys. Fluids* **33** 034132
- [10] Zhao Z Y, Chen X L, Wang L, Fu S 2023 *Phys. Gases* **8** 35 (in Chinese) [赵洲源, 陈贤亮, 王亮, 符松 2023 *气体物理* **8** 35]
- [11] Li C H, Wan B B, Tu G H, Hu W B, Chen J Q, Jiang C W 2024 *Acta Aerodyn. Sin.* **42** 12 (in Chinese) [李晨辉, 万兵兵, 涂国华, 胡伟波, 陈坚强, 蒋崇文 2024 *空气动力学报* **42** 12]
- [12] Fernando M M, Beyak E S, Pinna F, Reed H L, Brussels B 2019 *Phys. Fluids* **31** 044101
- [13] McBride B J, Zehe M J, Sanford G 2002 *NASA Glenn Coefficients for Calculating Thermodynamic Properties of Individual Species* (National Aeronautics and Space Administration Glenn Research Center) Report No. NASA/TP-2002-211556
- [14] Magin T, Degrez G 2005 *J. Comput. Phys.* **198** 424
- [15] Yos J M 1963 *Transport Properties of Nitrogen, Hydrogen, Oxygen and Air to 30000 K* (Research & Advanced Development Division Avco Corporation Technical

- Memorandum) Report No. AD-435 053
- [16] Ramshaw J D 1993 *J. Non-Equilibrium Thermodyn.* **18** 12
- [17] Chapman S, Cowling T G 1952 *Math. Gaz.* **38** 323
- [18] Blottner F G, Johnson M, Ellis M 1971 *Chemically Reacting Viscous Flow Program for Multi-component Gas Mixtures* Report No. SC-RR-70-754
- [19] Brokaw R S 1965 *J. Chem. Phys.* **42** 1140
- [20] Gupta R N, Yos J M, Thompson R A 1990 *A Review of Reaction Rates and Thermodynamic and Transport Properties for the 11-species Air Model for Chemical and Thermal Nonequilibrium Calculations to 30000 K* (National Aeronautics and Space Administration Langley Research Center) Report No. NASA-TM-101528
- [21] Wan B B, Han Y F, Fan Y, Luo J S 2017 *J. Aerosp. Power* **32** 188 (in Chinese) [万兵兵, 韩宇峰, 樊宇, 罗纪生 2017 航空动力学报 **32** 188]
- [22] Park C, Jaffe R L, Partridge H 2001 *J. Thermophys. Heat Transfer* **15** 76
- [23] Park C 1985 *AIAA 23rd Aerospace Sciences Meeting, Reno, Nevada, January 14–17, 1985* p85–0247
- [24] PARK C 1993 *J. Thermophys. Heat Transfer* **7** 385
- [25] Li C H, Wan B B, Chen J Q, Tu G H, Hu W B, Jiang C W 2024 *Int. J. Heat Mass Transfer* **233** 126018
- [26] Al-Jothery H K M, Albarody T M B, Yusoff P S M, Abdullah M A, Hussein A R 2020 *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering* **863** 012003
- [27] Malmuth N, Fedorov A, Shalaev V, Cole J, Khokhlov A, Hites M, Williams D 1998 *2nd AIAA Theoretical Fluid Mechanics Meeting, Albuquerque, New Mexico, June 15–18, 1998* p2695
- [28] Fedorov A, Malmuth N, Rasheed A, Hornung H G 2001 *AIAA J.* **39** 605
- [29] Zhao R, Liu T, Wen C Y, Zhu J, Cheng L 2018 *AIAA J.* **56** 2942
- [30] Wartemann V, Heinrich L, Sandham N D 2009 *16th AIAA/DLR/DGLR International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference, Bremen, Germany, October 19–22, 2009* AIAA 2009-7202
- [31] Xu J K, Liu J X, Mughal S, Yu P X, Bai J Q 2020 *Phys. Fluids* **32** 044105
- [32] Wang X Q, Zhong X L 2012 *Phys. Fluids* **24** 034105
- [33] Rasheed A, Hornung H G, Fedorov A, Malmuth N D 2002 *AIAA J.* **40** 481
- [34] Lukashevich S V, Morozov S O, Shiplyuk A N 2016 *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* **57** 873
- [35] Guo Q L, Tu G H, Chen J Q, Yuan X X, Wan B B 2020 *J. Aerosp. Power* **35** 135 (in Chinese) [郭启龙, 涂国华, 陈坚强, 袁先旭, 万兵兵 2020 航空动力学报 **35** 135]
- [36] Liu Y, Tu G H, Xiang X H, Li X H, Guo Q L, Wan B B 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 194701 (in Chinese) [刘勇, 涂国华, 向星皓, 李晓虎, 郭启龙, 万兵兵 2022 物理学报 **71** 194701]
- [37] Gui Y T, Wang W Z, Zhao R, Zhao J Q, Wu J 2022 *AIAA J.* **60** 4453
- [38] Liu X, Zhao R, Wen C Y, Yuan W 2024 *Acta Mech.* **235** 1109
- [39] Wang X W, Zhong X L 2013 *51st AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition* Grapevine, Texas, January 7–10, 2013 p827
- [40] Wang X W 2018 *AIAA Aerospace Sciences Meeting* Kissimmee, Florida, January 8–12, 2018 p2088
- [41] Ken C K U, Hao J, Zhao R, Wen C Y 2023 *Aerosp. Sci. Technol.* **141** 108520
- [42] Walter G V, Charles H K, Teichmann T 1966 *Phys. Today* **19** 95
- [43] Bird R B, Stewart W E, Lightfoot E N 2002 *Appl. Mech. Rev.* **55** R1
- [44] Wilke C R 1950 *J. Chem. Phys.* **18** 517
- [45] Wan B B, Su C H, Chen J Q 2020 *AIAA J.* **58** 4047
- [46] Zhao R, Wen C Y, Tian X D, Long T H, Yuan W 2018 *Int. J. Heat Mass Transfer* **121** 986
- [47] Brès G A, Inkman M, Colonius T, Fedorov A 2013 *J. Fluid Mech* **726** 312
- [48] Luedeke H, Sandham N D, Wartemann V 2012 *AIAA J.* **50** 1281
- [49] Zhao R, Zhang X X, Wei H G, Wen C Y 2021 China Patent CN110135062B [2021-10-29] (in Chinese) [赵瑞, 张新昕, 魏昊功, 温志涌 2021 中国专利 CN110135062B [2021-10-29]]
- [50] Kline H L, Chang C L, Li F 2018 *Fluid Dynamics Conference* Atlanta, Georgia, June 25–29, 2018 p3699
- [51] Miró M Fernando, Pinna F, Beyak E S, Barbante P, Reed H L 2018 *AIAA Aerospace Sciences Meeting* Kissimmee, Florida, January 8–12, 2018 p1824
- [52] Zhao R, Yan H, Xi K, Wen C Y 2020 *Aeronaut. Sci. Technol.* **31** 104 (in Chinese) [赵瑞, 严昊, 席柯, 温志涌 2020 航空科学技术 **31** 104]

# Influence of high-temperature chemical non-equilibrium and surface micropore effect on boundary layer stability\*

WEN Jinghao<sup>1)</sup> LI Chenhui<sup>1)2)</sup> TU Guohua<sup>1)†</sup> WAN Bingbing<sup>1)‡</sup>  
DUAN Maochang<sup>1)</sup> ZHANG Rui<sup>1)</sup>

1) (*State Key Laboratory of Aerodynamics, Mianyang 621000, China*)

2) (*School of Aeronautic Science and Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China*)

( Received 3 March 2025; revised manuscript received 6 April 2025 )

## Abstract

The transition from laminar to turbulent flow is one of the main aerodynamic challenges in aircraft design and development. When the flight Mach number is sufficiently high, the aircraft surface experiences micropore effects and high-temperature gas thermochemical reactions. At present, boundary layer instability has become a more complex problem, and its mechanism is still unclear. In this study, a linear stability analysis method is developed which takes into consideration high-temperature chemical non-equilibrium process and surface micropore effect. For flight conditions at high altitude ( $H = 25$  km) with Mach numbers 10, 15, and 20, the effects of micropore effects, chemical non-equilibrium effects, and their joint effect on flow stability are contrasted and investigated. The results show that the chemical non-equilibrium effect can contribute to the boundary layer's mode instability, while the micropore effect can restrain the second mode instability. The coexistence of the two often contributes to the instability of the second mode, because the former is heavier than the latter. The chemical non-equilibrium effect can reduce the frequency range corresponding to the second mode of pore effect inhibition, which results in the chemical non-equilibrium effect enhancing the inhibition effect of the micropore effect in the local low-frequency range and weakening its inhibition effect in the high-frequency range. This, in turn, causes a decrease in the corresponding  $N$  value variation by pore effect. Furthermore, when both effects are present, the micropore effect's capacity to inhibit the second mode is not significantly affected by change in Mach number.

**Keywords:** boundary layer, stability, chemical non-equilibrium, micropore effect

**PACS:** 47.15.Fe, 47.70.Fw, 47.85.L-

**DOI:** [10.7498/aps.74.20250269](https://doi.org/10.7498/aps.74.20250269)

**CSTR:** [32037.14.aps.74.20250269](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20250269)

\* Project supported by the Joint Funds of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. U24B2006).

† Corresponding author. E-mail: [ghtu@skla.cardc.cn](mailto:ghtu@skla.cardc.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [wanbing@tju.edu.cn](mailto:wanbing@tju.edu.cn)

## 高温化学非平衡与表面微孔隙效应对边界层稳定性影响

温景浩 李晨辉 涂国华 万兵兵 段茂昌 张锐

### Influence of high-temperature chemical non-equilibrium and surface micropore effect on boundary layer stability

WEN Jinghao LI Chenhui TU Guohua WAN Bingbing DUAN Maochang ZHANG Rui

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 124701 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250269

CSTR: 32037.14.aps.74.20250269

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250269>

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

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

#### 内流可视超声速喷管边界层实验研究

Experimental study on boundary layer of internal flow visible supersonic nozzle

物理学报. 2024, 73(16): 164702 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240713>

#### 旋转肥皂泡热对流能量耗散与边界层特性的数值模拟

Boundary layers and energy dissipation rates on a half soap bubble heated at the equator

物理学报. 2022, 71(20): 204701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220693>

#### 磁场对二元合金凝固过程中糊状层稳定性的影响

Effect of magnetic field on stability in mushy layer during binary alloy solidification

物理学报. 2021, 70(6): 066401 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201748>

#### 壁面渗透气膜工质对圆锥高超声速边界层稳定性的影响

Effect of wall-seeping gas film under different working media on stability of conical hypersonic boundary layer

物理学报. 2024, 73(12): 124701 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240369>

#### 三阶非线性效应对边界限制的自聚焦振荡型响应函数系统中二次孤子的影响

Influence of cubic nonlinearity effect on quadratic solitons in boundary-constrained self-focusing oscillatory response function system

物理学报. 2022, 71(21): 214205 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220865>

#### 吸收层离子掺杂提高有机无机杂化钙钛矿太阳能电池效率及稳定性

Improving efficiency and stability of organic-inorganic hybrid perovskite solar cells by absorption layer ion doping

物理学报. 2021, 70(20): 206801 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210836>