

斜激波串非对称特性研究*

黄庭隆^{1,2}, 贺理浩^{1,2}, 岳连捷^{1,2}

(1. 中国科学院力学研究所 高温气体动力学国家重点实验室, 北京 100190;
2. 中国科学院大学 工程科学学院, 北京 100049)

摘要: 针对马赫数2.0~4.0均匀来流条件下斜激波串流场的非对称特征开展了数值仿真研究和建模分析。通过改变出口背压和入口马赫数条件分析了不同状态的激波串结构形态, 利用前缘激波起始点位置差定义了激波串非对称度系数, 分析得到了激波串的非对称度系数变化规律。结果表明, 斜激波串出现非对称现象时, 前缘激波起始点位置和前缘激波角度均不相等。任何马赫数条件下激波串的非对称度系数都存在极限值, 可以通过自由相互作用理论和激波关系式计算得到。斜激波串的非对称度系数总体上与马赫数平方和壁面摩擦系数乘积成正比。

关键词: 隔离段; 斜激波串; 非对称性; 建模分析; 数值仿真

中图分类号: V211.3 文献标识码: A 文章编号: 1001-4055 (2022) 04-200674-08

DOI: 10.13675/j.cnki.tjjs.200674

Asymmetry of Oblique Shock Train

HUANG Ting-long^{1,2}, HE Li-hao^{1,2}, YUE Lian-jie^{1,2}

(1. State Key Laboratory of High-Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics,
Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;

2. School of Engineering Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract: Numerical studies and modelling analysis are performed to investigate the asymmetry phenomenon of oblique shock train with incoming Mach number ranging from 2.0 to 4.0. The structural morphology of shock train in different states are analyzed by changing outlet back pressure and inlet Mach number. The difference of the starting point of leading edge shocks is used for defining the asymmetry coefficient of shock train. And the change law of the asymmetry coefficient of shock train is obtained. The numerical results show that the starting point and angle of leading edge shocks are both different when asymmetric phenomenon of oblique shock train appears. There is a limit value for the asymmetry coefficient of shock train at any Mach number, which can be calculated by free interaction theory and shock wave relation. The asymmetry coefficient of oblique shock train is generally proportional to the product of the square of Mach number and the wall friction coefficient.

Key words: Isolator; Oblique shock train; Asymmetry; Modeling analysis; Numerical simulation

1 引言

激波串是一系列激波/边界层干扰耦合作用的复杂现象, 广泛存在于超燃冲压发动机隔离段、超声速

扩压器等部件内^[1]。当矩形截面隔离段的入口马赫数较高时, 激波串容易出现不对称的结构形态^[2-6]。不对称现象会造成超声速核心流偏向于一侧, 同时导致另一侧壁面出现大尺度分离区, 这会影响下游

* 收稿日期: 2020-09-02; 修订日期: 2020-11-13。

基金项目: 国家自然科学基金 (11672309; 11472279)。

作者简介: 黄庭隆, 博士生, 研究领域为超声速内流气体动力学。

通讯作者: 岳连捷, 博士, 研究员, 研究领域为超燃冲压发动机。

引用格式: 黄庭隆, 贺理浩, 岳连捷. 斜激波串非对称特性研究[J]. 推进技术, 2022, 43(4):200674. (HUANG Ting-long, HE Li-hao, YUE Lian-jie. Asymmetry of Oblique Shock Train[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2022, 43(4):200674.)

燃烧室燃料的空间分布和燃烧效率,进而影响发动机性能。激波串结构非对称是较早就观测到的基础流动现象,但尚未有系统的研究^[7],目前尚不清楚激波串非对称现象的特征及机理,需要进一步开展研究。

Matsuo等^[1]对20世纪关于激波串流场的研究进行了全面的综述,对于等直通道构型,入口马赫数 >1.5 后,其内部才会出现激波串,按激波串前缘激波(最上游的两道激波)反射类型划分,前缘激波发生马赫反射时称为正激波串,发生规则反射时则称为斜激波串,斜激波串通常出现在马赫数 >2.2 时。大量的研究发现,在均匀、对称的进出口边界条件下,斜激波串通常为不对称的结构,且马赫数越高时,激波串非对称越明显^[8-9],而正激波串则通常为对称形态^[8,10-11]。但受来流边界层厚度影响,薄边界层也可能导致正激波串也出现非对称^[8]。当两侧的边界层厚度不一致时,超声速核心流偏向于边界层较薄的一侧^[12]。

目前关于矩形截面隔离段内激波串非对称特性的研究很少,其机理尚不清晰。Papamoschou等^[13]认为非对称激波串结构是受康达效应影响产生(Conda Effect),康达效应是一种现象的统称,其内在的物理机制尚未被深刻揭示。Wang等^[14]对过膨胀喷管的非对称激波串流动建立了一个混合层卷吸模型,并结合康达效应分析认为剪切层卷吸效应是造成激波串非对称的原因之一。Hunter^[15],Verma等^[16]认为不对称的流动结构比对称结构的热力平衡更高效,但未明确更高效热力平衡的具体含义。另一方面,Reijasse等^[17]发现下游模拟高压条件的二喉道几何对称与否与过膨胀喷管激波串是否对称无关。这说明非对称现象是激波串本身的一种属性,而非由下游条件引发。

在数值仿真研究方面,Rodriguez^[2]研究了二维数值仿真格式对激波串非对称性的影响,发现激波串非对称性与数值格式无关。裘新^[3]发现对于隔离段下游接后台阶的构型,当马赫数较高时,如果后台阶高度较小,则激波串停留在隔离段的任何位置都是不对称结构,而后台阶高度较大时,激波串在隔离段出口附近结构对称,但远离出口位置时则结构不对称。对比喷管外的羽流流动结构对称现象分析,可以说明出现在通道内部的激波串受到壁面限制以及受到壁面限制而出现的闭合分离区结构可能是导致激波串结构变得不对称的原因。

激波串系统是具有非定常特性的流场,受到压

力波动、分离区涡脱落等现象的影响,激波串结构也表现出非定常特性^[1,18]。激波串前缘激波位置和角度围绕一个时均值周期性或随机性地发生变化。但尽管如此,激波串的非对称特征仍然是非常明显的,尤其是高马赫数条件下,激波串的非对称特征并非只有瞬时出现,因而也不依赖于非定常特性。

从以上研究可知,目前对矩形截面隔离段内激波串非对称现象有了一定的认识,明确了上游马赫数较高以及上游边界层厚度不对称时会导致激波串结构非对称。然而,目前对激波串非对称性尚没有系统的研究,对激波串非对称程度的分布规律尚不知晓。鉴于此,本文以矩形截面隔离段内的激波串流场为研究对象,针对隔离段入口马赫数 $2.0\sim 4.0$ 条件的斜激波串流场进行了统计和建模分析,着重关注斜激波串非对称形态特征和分布特性,并尝试给出评估斜激波串非对称程度的方法。

2 仿真方法及物理模型

2.1 数值方法

数值计算使用定常求解器求解雷诺时均的N-S方程,用 $\kappa-\omega$ SST模型封闭控制方程,使用守恒型二阶TVD格式离散控制方程,网格分界面的物理量采用近似黎曼方法HLLC(Harten-Lax-Van Leer Contact)求解,配以Minmod限制器以抑制激波等物理间断面附近的非物理振荡,同时不损失远离间断面的数值精度。TVD与HLLC联合使用能够很好地捕捉激波及滑移线等物理间断面,同时还能保证数值格式的正守恒性。

2.2 物理模型及边界条件

本文采用的物理模型是一段等直隔离段,隔离段下游连接一段无壁面限制的出口区域。图1给出了本节数值仿真的计算域、边界条件及部分网格划分细节,隔离段长470mm,高40mm,出口区域长400mm,宽280mm,隔离段出口的壁厚为2.5mm。隔离段入口为超声速入口条件,出口为压力出口条件,后文将此压力条件视为反压 p_b 。另外,根据实际流动特点将出口区域的其余三面设置为压力入口条件,压力大小为 p_b 。壁面为绝热无滑移壁面,网格在壁面处进行了加密,第一层网格保证 $y^+<1.0$,在拐角处进行了过渡以加速收敛。隔离段入口边界条件参见表1,其中入口马赫数 $Ma_\infty=2.83$ 工况保持与实验条件相同,其它马赫数工况则为了便于计算而选用了相同的总温和总压条件。

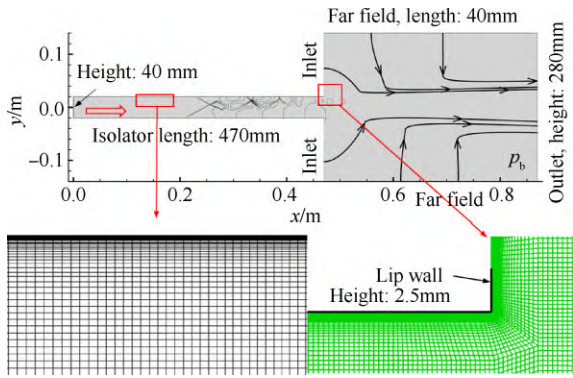


Fig. 1 Schematic diagram of computational domain and details of local grid

Table 1 Inlet conditions of isolator

Ma_x	p_0/MPa	T_0/K
2.83	0.916	298.7
Others	0.930	300.0

3 计算结果及分析

图2给出了 $Ma_x=2.83$ 工况下的仿真和实验结果的对比,流动方向从左至右。由图2可知,仿真得到的激波串波系结构与实验结果基本相同,激波串前缘激波的非对称程度基本与实验相符,说明了数值仿真方法捕捉激波串非对称特征的可行性。为了避免仿真结果存在网格依赖性,本文共使用了三套网格进行无关性验证,等直通道内网格单元数分别为 150×300 (Coarse), 170×600 (Fine) 以及 190×1500 (Dense)。图3给出了三种网格分辨率下的下壁面压力分布与试验结果的对比,根据结果最终选用了Fine分辨率的网格开展研究。由于RANS方程进行了时均处理,仿真得到的流动解过滤了许多脉动成分,由此得到的激波串流动振荡较弱,只有少部分反压工况下激波串才会出现大幅的流向振荡现象,而实验中的激波串流动往往会出现明显的自激振荡,因此非对称结构分析主要考虑激波串的时均特性,当前的计算方法满足需求。

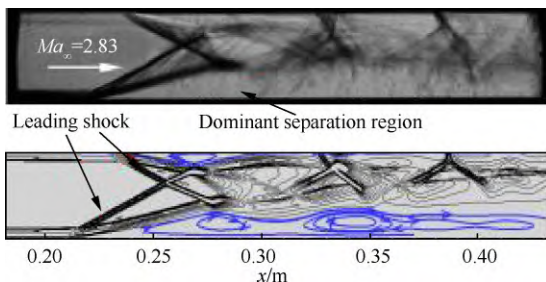


Fig. 2 Comparison between simulation results and experimental results of shock train flow field

对于隔离段 $Ma_x=2.83$ 工况,从图2中可以看出, $Ma_x=2.83$ 工况的斜激波串非对称程度更为严重,激波串上下两侧的分离区尺度区别明显,本文将较大的分离区称为主分离区,另一侧称为小分离区,其中与主分离区相邻的前缘激波位于下游,与小分离区相邻的前缘激波相对位于上游。在激波串非对称程度较弱时,主分离区尺度并不明显占据优势。

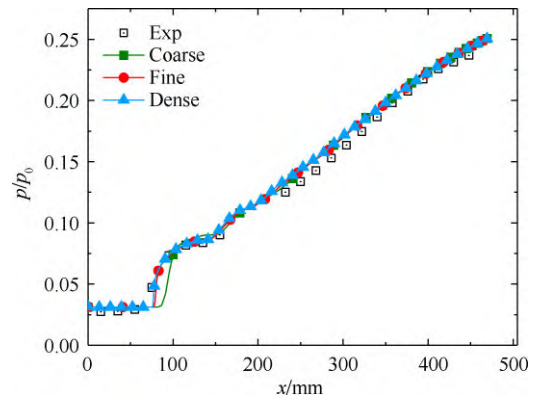


Fig. 3 Comparison between simulation results with different grid resolutions and experimental result of wall pressure profile

3.1 斜激波串非对称性定义

随着分离边界层的发展,前缘激波下游的激波和分离区结构非常复杂,流动结构之间难以界定。为了量化激波串结构非对称特征,本文主要结合前缘激波结构进行分析,图4给出了斜激波串两种前缘激波波系简化结构示意图,示意图以实际的前缘激波波系结构为基础,忽略了边界层厚度的影响,激波从壁面起始。通过分析,发现激波串非对称特征包含两类非对称现象,第一类是图4(a)所示的前缘激波起始点位置相等但激波角度不相等的角度非对称,第二类是图4(b)所示的激波角度相等但起始点位置不相等的位置非对称。分析表明,激波串前缘激波出现任意一种非对称现象都可以造成下游的激波和分离区出现不对称形态。针对起始点位置不一致的情况,可以定义一个非对称度系数 η ,其含义为两道前缘激波起始点流向坐标之差与隔离段高度的比值,由式(1)计算得到,式中 x 表示流向坐标位置,下标“TLS”和“BLS”分别表示上壁面前缘激波和下壁面前缘激波, h 为隔离段高度。

$$\eta = \frac{|x_{\text{TLS}} - x_{\text{BLS}}|}{h} \quad (1)$$

3.2 非对称分布特征

引言中介绍隔离段内的激波串非对称现象还受

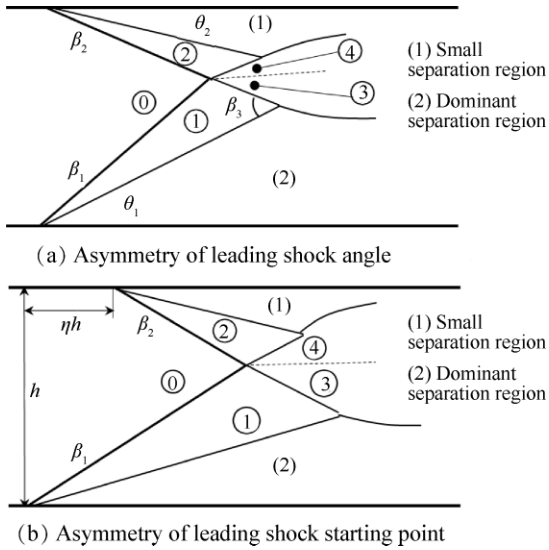


Fig. 4 Simplified diagram of leading shock wave system

到隔离段下游突扩后的壁面限制影响,为了简单起见,本文将隔离段下游设置为开放边界而不考虑下游突扩壁面限制对激波串结构的影响(见图1)。图5给出了 $Ma_x=2.83$ 条件下,激波串形态随出口反压变化的数值纹影图,图中 p_x 为隔离段入口处静压。在反压 $p_v/p_x < 3.04$ 时,激波串形态对称,当反压增大时激波串前缘激波远离出口之后开始出现非对称性。图6给出了 $Ma_x=2.83$ 工况斜激波串的非对称度系数和两个前缘激波角度大小随反压变化的情况,图中 β_1 是下壁面前缘激波角, β_2 是上壁面前缘激波角。由图可知,非对称度系数由低反压对称形态时的0突然急剧升高,随后又下降到一个波动的平台区。斜激波串从隔离段外逐渐进入隔离段内部的过程中经历了不受等直隔离段壁面限制到受壁面限制的过程,为了便于区分,本文将反压较小时 ($p_v/p_x \leq 3.04$)、对称形态的激波串称为不受限激波串(I类),随反压升高至 $p_v/p_x = 3.13$ 后,非对称系数非常大的激波串称为半受限激波串(II类),反压继续升高,激波串进入隔离段后非对称度位于平台区的激波串称为受限激波串(III类)。通过流场图像判断,不受限与半受限激波串的分界线大致为:两道前缘激波相交透射之后在分离区最高点截止,这两个截止点位置与隔离段出口平齐后很快就会出现非对称现象。而半受限与受限激波串的分界大致为:出现非对称后,小分离区内部分流闭流之时,此后非对称度系数就会大幅下降。

图6(b)显示了不同的反压条件下激波串下壁面前缘激波角 β_1 与上壁面前缘激波角 β_2 的变化关系,由图可知,准定常条件下主分离区一侧的前缘激波角通常大于小分离区一侧的激波角。虽然两个角度相

差不多 ($Ma_x=2.83$ 工况在 3° 以内),但这说明了非对称的斜激波串同时包含有位置非对称和角度非对称两种情况。本文在 $Ma 2.0 \sim 4.0$ 条件下得到的斜激波串非对称度系数和前缘激波角度随反压变化的情况与当前 $Ma_x=2.83$ 的工况类似,均同时出现角度非对称和位置非对称的情况,非对称度系数随反压变化同样出现了图6(a)类似的变化过程。

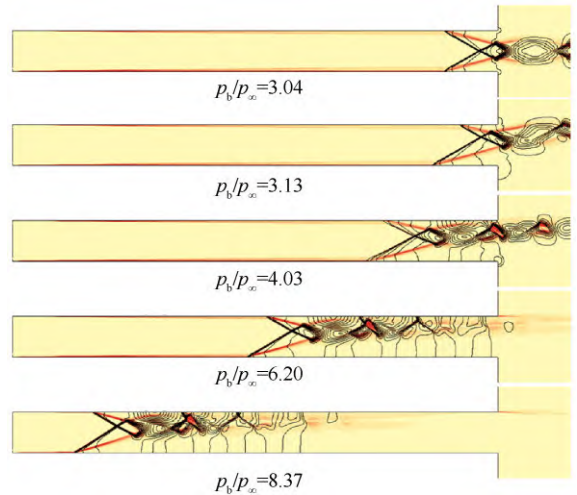


Fig. 5 Shock train structure varies with back pressure ($Ma_x=2.83$)

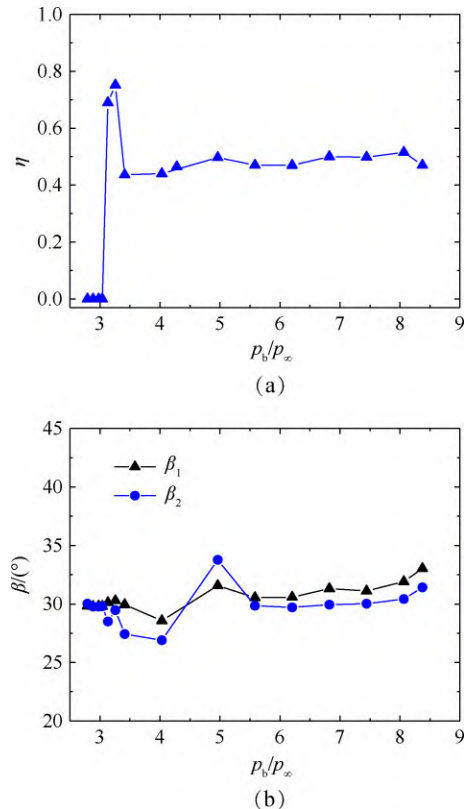


Fig. 6 Variation of asymmetry coefficient and leading shock angle with back pressure ($Ma_x=2.83$)

3.3 前缘激波结构特征

图7给出了 $Ma_x=2.0\sim 4.0$ 三个工况的前缘激波波系结构数值仿真结果。图中 $L1$ 为滑移线, $L2$ 为膨胀扇前缘, $L3$ 为从主分离区最高点发出的辅助线。通过提取分离区内部的极限流线, 得到了主分离区的最高点位置, 并将之视为气动喉道位置, 由此可以得到一条射线 ($L3$), 由于两道前缘激波相交后的气流方向接近水平, $L3$ 基本与壁面垂直。在小分离区一侧可以得到从顶点发出的膨胀扇前缘位置线 ($L2$)。由此可以确定 $L3, L2$ 以及前缘激波相交点发出的滑移线 ($L1$) 三条射线的空间关系, 从图7仿真结果看出, 所有入口马赫数工况的前缘激波结构均处于 $L2$ 先交于 $L1$, 后与 $L3$ 相交的状态。通过简化前缘激波结构可以更清楚地说明三条射线的空间位置关系, 如图8所示。图8(a)激波串对称时 $L2$ 与 $L3$ 重合; 图8(b)中 $L2$ 和 $L3$ 同时交于 $L1$, 此时非对称程度较低; 图8(d)中 $L2$ 交于气动喉道最高位置。图8(b)和(d)为两种极限位置状态。图8(c)是图7仿真结果 $L2$ 先后与 $L1, L3$ 相交的状态。这种状态介于两个极限状态之间, 由此可以估计激波串非对称度系数 η 的限制区间。

马生虎等^[19]和Huang等^[20]利用自由相互作用理论估计前缘激波的角度大小, 本文采用类似的办法, 结合式(2)和斜激波关系式(3)~(4)以及简化波系的几何关系, 可以得到计算图8(b), (d)两个极限位置对应的非对称度大小(式(5)), 式中马赫数和角度下标对应图4中的①至③位置, p_p 表示主分离区内部的平台区压力大小。为了求解式(5), 忽略了前缘激波角度差异, 将两道前缘激波强度视为相等, 同时取 $p_p=p_1$, 因此式(5)得到的结果是一种近似估计。

图9给出了本文大量仿真结果得到的激波串非对称度系数与式(5)的对比情况, 不难看出, 本文仿

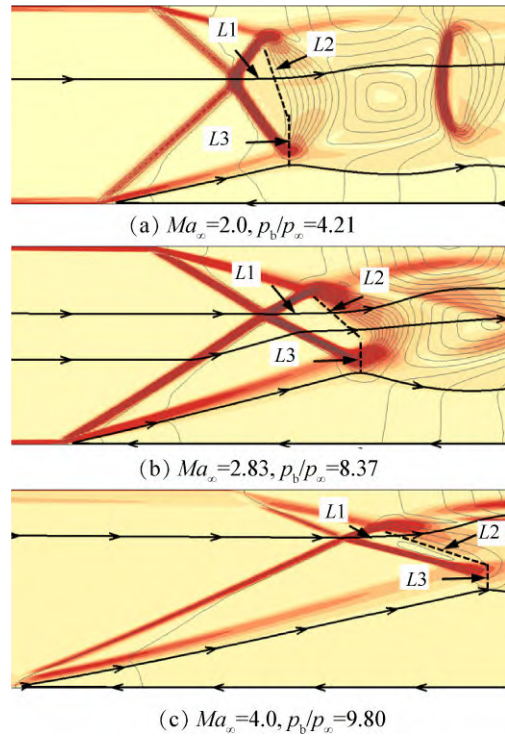


Fig. 7 Asymmetric leading shock wave system at different Mach numbers

真得到的激波串非对称度系数大小基本都落在 η_l 和 η_u 之间, 只有个别点位于区间外。整体而言, 受限激波串的 η 随着激波串上游马赫数增加而增加, 且在马赫数较低时偏向于 η_l , 马赫数较高时偏向 η_u 。相同马赫数条件下, 非对称度系数出现分散性, 这主要是不同工况下激波串上游边界层状态不一致引起的。

$$\frac{p_p}{p_0} = 1 + 0.5Ma_0 \quad (2 < Ma_0 < 4) \quad (2)$$

$$\frac{p_1}{p_0} = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1} (Ma_0^2 \sin^2 \beta_1 - 1) \quad (3)$$

$$\tan \theta_1 = 2 \cot \beta_1 \frac{Ma_0^2 \sin^2 \beta_1 - 1}{Ma_0^2 (\gamma + \cos 2\beta_1) + 2} \quad (4)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \eta_l &= A \frac{\cos \beta_1 \cdot \sin \beta_3}{\sin(\beta_1 - \theta_1)} \left[\frac{1}{\cos(\beta_3 - \theta_1)} - \frac{1}{Ma_3 \sin(\mu + \beta_3 - \theta_1)} \right] \\ \eta_u &= \frac{Ma_3}{2 \tan \beta_1 \cdot \cos(\beta_3 - \theta_1)} \left[\sin(\mu + \beta_3 - \theta_1) - \sin(\mu - \beta_3 - \theta_1) \right] \\ A &= \frac{\sin \beta_1 \cdot \sin \beta_3}{\sin(\beta_1 - \theta_1)} \left[\frac{1}{\cos(\beta_3 - \theta_1)} + \frac{1}{Ma_3 \cdot \sin(\mu + \beta_3 - \theta_1)} \right] \\ \mu &= \arcsin \frac{1}{Ma_3} \end{aligned} \right. \quad (5)$$

3.4 斜激波串的非对称度建模分析

上一节给出了斜激波串非对称度系数分布限制

区间, 但忽略了前缘激波角度差异无法精确的预测出给定条件下的激波串非对称度系数, 本节进一步

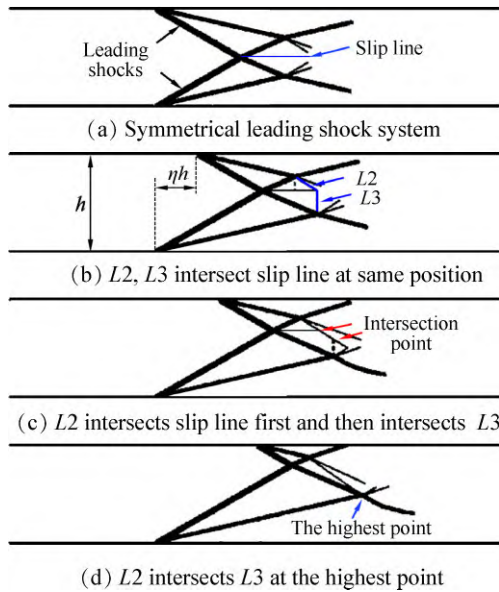


Fig. 8 Sketch to illustrate the space position relation of the leading edge (L2) of expansion wave, slip line (L1) and L3 (marked in fig.7)

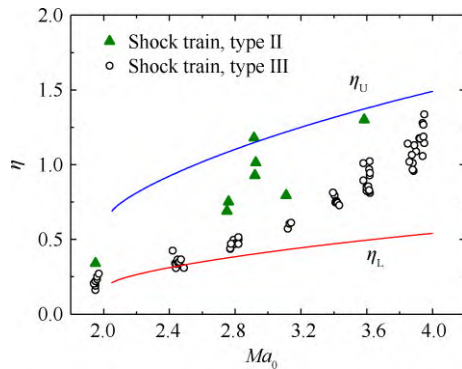


Fig. 9 Distribution of asymmetry coefficient of oblique shock train with approaching Mach number

针对受限激波串,分析其非对称度系数 η 的变化规律。

图 10 是入射激波与平板湍流边界层干扰流场示意图及其沿程压力分布情况。分离区内存在两个特征尺度:(1)分离区长度;(2)上游干扰长度 D_{ui} 。可以从激波/边界层干扰的角度分析激波串前缘激波波系。如图 11 所示,可以将上壁面的小分离区视为下壁面的前缘激波与上壁面边界层相互作用产生的分离泡,同时也可以将主分离区视为上壁面前缘激波及后续的多重激波与下壁面边界层发生干扰形成的分离区,那么上下壁面也存在如图 10 中所示的上游干扰长度 $D_{ui,1}$ 和 $D_{ui,2}$ 。

对于激波/边界层干扰问题, Hayakawa 等^[21]对边界层方程式(6)进行量级分析后得到了上游干扰长度 D_{ui} 满足的关系式(7),下标“p”表示分离区的平台

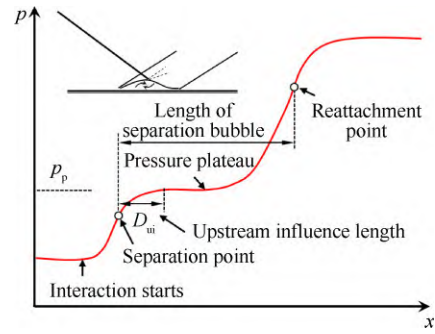


Fig. 10 Sketch to illustrate the flow field and wall pressure distribution of shock/plate turbulent boundary layer interaction

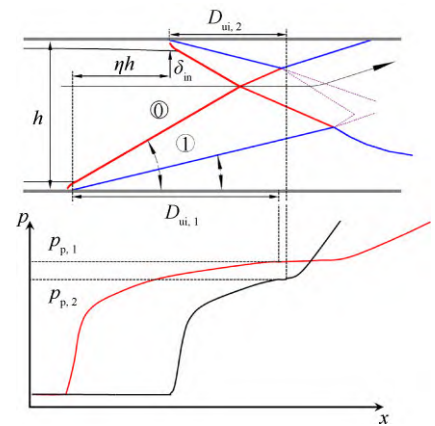


Fig. 11 Sketch of simplified leading shock wave system and wall pressure distributions

压力,下标“0”表示激波串上游位置。从式中可知,当来流条件固定时 D_{ui} 与平台压力呈正比关系。仔细分析激波串两侧分离区内的压力分布可以发现,尽管主分离区的压升来源于前缘激波及后续激波的干扰,但主分离区的上游干扰长度应当同样与平台压力呈正比关系。

$$\frac{dp}{dx} = \frac{\partial \tau}{\partial y} \quad (6)$$

$$D_{ui} \propto \frac{p_p - p_0}{p_0} \frac{\delta}{Ma_0^2 C_{f0}} \quad (7)$$

进一步观察图 11 所示的简化前缘激波结构,不难发现两侧分离区到达平台区的流向位置非常接近,不妨近似认为位置相同,则非对称度系数可以通过下式估算,即

$$\eta \propto \frac{D_{ui,1} - D_{ui,2}}{h} \quad (8)$$

同样,两道前缘激波起始点位置差异导致各自上游的马赫数、边界层厚度和壁面摩擦系数有极微小的差别,忽略这个极小差异并结合式(7)和式(8)可以得到非对称度系数估算式为

$$\eta \propto \frac{p_{p,1} - p_{p,2}}{p_0} \frac{1}{Ma_0^2 C_{f0}} \frac{\delta}{h} \quad (9)$$

由式(9)可以得到函数关系式

$$\eta = f\left(Ma_0^2 C_{f0}, \frac{p_{p,1} - p_{p,2}}{p_0}, \frac{\delta}{h}, \dots\right) \quad (10)$$

从式(10)可知,非对称度系数主要受三个组合参数的影响。根据图5的结果可知,上游边界层厚度随反压变化而变化,但其对非对称系数的直接影响有限,尤其是马赫数较高时影响更小,因此可先忽略 δ/h 对 η 的影响。由自由相互作用理论^[22]可知, $(p_{p,1} - p_{p,2})/p_0$ 与马赫数和摩擦系数有关,其具体表达式较为复杂。结合数值仿真结果可知,非对称度系数主要受激波串上游马赫数以及边界层厚度影响,而边界层厚度影响可间接通过摩擦系数的方式体现,将 η 按式(10)第一项 $Ma_0^2 \cdot C_{f0}$ 的形式与数值仿真结果显示在图12中,发现 η 与 $Ma_0^2 \cdot C_{f0}$ 显著成正比关系,这说明式(10)右端第二项可能也与 $Ma_0^2 \cdot C_{f0}$ 近似成正比关系,需要进一步研究。总体而言,图12拟合的标度率可以正确反映出激波串非对称度系数的变化趋势,边界层厚度以壁面摩擦系数的方式影响非对称度系数,隔离段内边界层越薄对应的摩擦系数越大,激波串不对称越明显。这样本文就从分析壁面压力分布的角度得到了估算激波串非对称度大小的方法,相对精度约为 $\pm 20\%$ 。

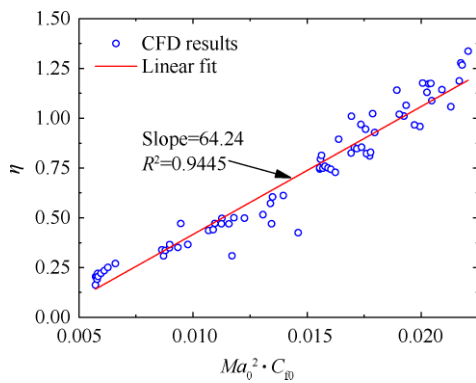


Fig. 12 Relation between asymmetry coefficient of shock train and Mach number and wall friction coefficient

4 结论

本文研究了入口马赫数2.0~4.0条件下矩形截面隔离段内的非对称斜激波串形态特征,通过建模分析,得到了激波串非对称度系数分布范围以及评估非对称度系数的关系式。得到的主要结论如下:

(1)斜激波串出现非对称结构时,其两道前缘激

波的角度不相等,前缘激波起始点位置不相同,可以将其分别定义为角度非对称和位置非对称,发生位置非对称时可以将起始点位置差与隔离段高度之比定义为非对称度系数 η 以便于量化分析非对称现象。

(2)出口为开放环境条件下,随着反压增大,斜激波串向上游移动,受壁面对激波串内分离区的限制作用,激波串结构从对称向极度不对称变化,随反压继续增加,激波串非对称程度在较小的反压变化区间内大幅减小,之后随反压增加非对称程度小幅变化。

(3)在每一个马赫数条件下,斜激波串非对称度系数存在上限值和下限值,极限值可通过自由相互作用理论和激波关系式估算,马赫数较低时非对称度系数接近下限值,马赫数较高时接近上限值。

(4)斜激波串非对称度系数大小与激波串上游马赫数平方和前缘激波起始点位置壁面摩擦系数的乘积成正比,即 $\eta = k Ma_0^2 C_{f0}$ 。

致谢:感谢国家自然科学基金的资助。

参考文献

[1] Matsuo K, Miyazato Y, Kim H D. Shock Train and Pseudo-Shock Phenomena in Internal Gas Flows[J]. *Progress in Aerospace Science*, 1999, 35(1): 33-100.

[2] Rodriguez C G. Asymmetry Effects in Numerical Simulation of Supersonic Flows with Upstream Separated Regions[R]. *AIAA* 2001-84.

[3] 裴新. 隔离段内激波串形态与反压特性的研究[D]. 北京: 中国科学院力学研究所, 2010.

[4] Sugiyama H, Minato R, Mizobata K, et al. Study on Shock Wave and Turbulent Boundary Layer Interactions in a Square Duct at Mach 2 and 4[J]. *Journal of Thermal Science*, 2006, 15(1): 37-42.

[5] Klomparens R, Driscoll J, Gamba M. Unsteadiness Characteristics and Pressure Distribution of an Oblique Shock Train[R]. *AIAA* 2015-1519.

[6] 田旭昂, 王成鹏, 程克明. Ma5斜激波串动态特性实验研究[J]. *推进技术*, 2014, 35(8). (TIAN Xu-ang, WANG Cheng-peng, CHENG Ke-ming. Experimental Investigation of Dynamic Characteristics of Oblique Shock Train in Mach 5 Flow[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2014, 35(8).)

[7] Gnani F, Zare B H, Kontis K. Pseudo-Shock Waves and Their Interactions in High-Speed Intakes[J]. *Progress in Aerospace Sciences*, 2016, 82: 36-56.

[8] Carroll B F, Dutton J C. Characteristics of Multiple Shock Wave/Turbulent Boundary-Layer Interactions in Rectangular Ducts[J]. *Journal of Propulsion and Power*,

- 1990, 6(2).
- [9] Sun L, Sugiyama H, Mizobata K, et al. Numerical and Experimental Investigations on Mach 2 and 4 Pseudo-Shock Waves in a Square Duct[J]. *Transactions of the Japan Society for Aeronautical & Space Sciences*, 2004, 47(156): 124-130.
- [10] Morgan B, Duraisamy K, Lele S K. Large-Eddy Simulations of a Normal Shock Train in a Constant-Area Isolator [J]. *AIAA Journal*, 2014, 52(3).
- [11] Fiévet R, Koo H, Raman V, et al. Numerical Investigation of Shock-Train Response to Inflow Boundary-Layer Variations[J]. *AIAA Journal*, 2017, 55(9).
- [12] 王成鹏. 非对称来流条件下超燃冲压发动机隔离段气动特性研究[D]. 南京: 南京航空航天大学, 2005.
- [13] Papamoschou D, Zill A, Johnson A. Supersonic Flow Separation in Planar Nozzles[J]. *Shock Waves*, 2008, 19(3): 171-183.
- [14] Wang C P, Zhuo C F. Model for Asymmetry of Shock/Boundary Layer Interactions in Nozzle Flows[J]. *Transactions of Nanjing University of Aeronautics and Astronautics*, 2018, 35(1): 146-153.
- [15] Hunter C. Experimental, Theoretical, and Computational Investigation of Separated Nozzle Flows[R]. *AIAA 98-3017*.
- [16] Verma S, Manisankar C. Origin of Flow Asymmetry in Planar Nozzles with Separation[J]. *Shock Waves*, 2014, 24(2): 191-209.
- [17] Reijasse P, Corbel B, Soulevant D. Unsteadiness and Asymmetry of Shock-Induced Separation in a Planar Two-Dimensional Nozzle-A Flow Description[R]. *AIAA 99-3694*.
- [18] Hunt R L, Gamba M. On the Origin and Propagation of Perturbations That Cause Shock Train Inherent Unsteadiness [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2019, 861: 815-859.
- [19] 马生虎, 岳连捷, 贾轶楠, 等. 隔离段抽吸引起的激波迟滞现象研究[J]. 推进技术, 2017, 38(4). (MA Sheng-hu, YUE Lian-jie, JIA Yi-nan, et al. Investigation on Shock Wave Hysteresis in Isolator Caused by Wall Suction [J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2017, 38(4).)
- [20] Huang T L, Yue L J, Ma S H, et al. Numerical Investigation on Flow Nonuniformity-Induced Hysteresis in Scramjet Isolator [J]. *Chinese Journal of Aeronautics*, 2020, DOI:10.1016/j.cja.2020.04.019.
- [21] Hayakawa K, Squire L C. The Effect of the Upstream Boundary-Layer State on the Shock Interaction at a Compression Corner[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1982, 122: 369-394.
- [22] Chapman D R, Kuehn D M, Larson H K. Investigation of Separated Flows in Supersonic and Subsonic Streams with Emphasis on the Effect of Transition [R]. *NACA TN-3869*.

(编辑:朱立影)