УДК 532.526

# Экспериментальное исследование влияния горения в сверхзвуковом пограничном слое на ламинарно-турбулентный переход\*

В.И. Лысенко, А.В. Старов

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск

E-mail: vl@itam.nsc.ru

Впервые проведены экспериментальные исследования по влиянию горения водорода в сверхзвуковом (число Maxa M<sub>e</sub> = 2) пограничном слое плоской пластины на ламинарно-турбулентный переход. Получено, что при инжекции (из обтекаемой модели) и горении водорода в определенном подслое пограничного слоя происходит его частичная стабилизация. Этот результат соответствует расчетным данным С.А. Гапонова, которые показали, что теплоподвод в сверхзвуковой пограничный слой способен замедлять рост возмущений, то есть может оказывать стабилизирующее воздействие на пограничный слой. Однако в целом, по сравнению со случаем без горения, при совместных процессах инжекции водорода и горения происходит дестабилизация сверхзвукового пограничного слоя (то есть дестабилизирующее влияние вдува водорода преобладает над стабилизирующим влиянием теплоподвод в пограничный слой).

Ключевые слова: сжимаемый пограничный слой, проницаемая поверхность, вдув, горение, гидродинамическая устойчивость, переход к турбулентности.

# Введение

Вопросам управления сопротивлением движущихся тел посвящено большое количество исследований. Некоторые из них связаны с воздействием локального подогрева натекающего на тело газа. Часть результатов по этой проблеме описывалась в работе [1]. Другие данные по влиянию локального подогрева на сопротивление движущихся тел приводились в публикациях [2–7]. Упомянутые выше исследования выполнялись либо в рамках идеального газа, либо в условиях турбулентного обтекания тел.

В работах [8, 9] изучалось воздействие теплоподвода на турбулентный сверхзвуковой пограничный слой, при этом методы подвода тепла не обсуждались. Одним из примеров такого метода является подвод тепла путем сгорания топлива в пограничном слое. В частности, в обзоре [10] рассматривалось сгорание топлива, подаваемого через пористую стенку, в пограничном слое, содержащем окислитель. Помимо вопроса снижения

<sup>\*</sup> Работа выполнена в рамках государственного задания (№ гос. регистрации 121030500161-0 и 121030500162-7) в ИТПМ СО РАН на оборудовании ЦКП «Механика».

сопротивления в условиях турбулентного обтекания не менее важной представляется задача определения положения ламинарно-турбулентного перехода, напрямую связанного с устойчивостью ламинарного пограничного слоя. Так, для условий подвода тепла в узкую полосу, имитирующую зону горения [11], в работе [12] были проведены теоретические исследования устойчивости дозвукового пограничного слоя. Однако только в работе [13], которая являлась продолжением исследований [12], изучалась устойчивость сверхзвукового пограничного слоя при числе Маха M = 2 в условиях подвода тепла в его внутреннюю часть. Также в [13] было показано, что при нагретой пластине ( $T_w/T_e = 3,9$ ) теплоподвод в пограничный слой замедляет рост возмущений, то есть оказывает стабилизирующее действие на пограничный слой: инкременты возмущений уменьшаются почти в четыре раза. При этом в работе [13] не обсуждались методы подвода тепла. Для практических целей важно знать, возможна ли стабилизация сверхзвукового пограничного слоя и его горения. Выяснению этого вопроса посвящена настоящая работа.

## 1. Постановка эксперимента

Эксперименты по влиянию горения в пограничном слое модели на ламинарнотурбулентный переход сверхзвукового пограничного слоя проводились в аэродинамической трубе кратковременного действия при числе Маха набегающего потока  $M_{\infty} = 4$ и различных значениях температуры торможения потока в диапазоне  $700 \le T_0 \le 1500$  K. В качестве модели использовалась плоская пластина, изготовленная из нержавеющей стали. Во всех экспериментах она жестко фиксировалась в рабочей части трубы под углом атаки  $\alpha = -28^{\circ}$ . При обтекании пластины потоком воздуха единичное число Рейнольдса варьировалось в диапазоне  $1 \le \text{Re}_{1\infty} \cdot 10^{-6} \le 7 \text{ м}^{-1}$ .

Модель представляла собой полированную стальную плоскую пластину длиной 440 мм, толщиной 10 мм и имела треугольную форму (ширина передней кромки — 180 мм). Угол скоса передней кромки составлял 16°, ее притупление — < 0,1 мм. Начало отсчета продольной координаты x (в направлении внешнего течения вдоль пластины) совпадало с передней кромкой модели. Так как угол атаки  $\alpha = -28^{\circ}$  не менялся, то ниже по потоку от присоединенного головного скачка число Маха на внешней границе пограничного слоя выдерживалось  $M_e = 2,0$ . При этом диапазон значений единичного числа Рейнольдса в пограничном слое составлял 1,5 < Re<sub>1e</sub>  $\cdot 10^{-6} < 10 \text{ м}^{-1}$ .

На участке  $20 \le x \le 52$  мм (шириной 100 мм) располагалась перфорированная пористая вставка из нержавеющей стали (рис. 1) с диаметром пор 200 < d < 260 мкм, шагом расположения пор s = 1 мм, пористостью  $\varphi = 5$  % и толщиной h = 1 мм. Отверстия выполнялись с помощью Nd:YAG-лазера. Под вставкой в модели находилась камера глубиной 5 мм, в нее подавался водород под разным давлением (0–10 атм), от которого зависел массовый расход Q поступающего в пограничный слой водорода. Так как водород из камеры начинал подаваться в пограничный слой за 10 мс до начала пуска, а начальная (после прохождения через модель ударной волны в начале пуска) статическая температура  $T_e$  в пограничном слое модели при  $M_e = 2$  превышала температуру самовоспламенения, то проходящая при запуске через модель ударная волна зажигала уже вытекший за это время водород, а последующая инжекция водорода поддерживала



Рис. 1. Схематичное представление проницаемой вставки из перфорированной пористой нержавеющей стали.

возникшее пламя в виде огненной полосы шириной 100 мм, которая располагалась внутри пограничного слоя. Другим источником воспламенения водорода являлся выступ, использовавшийся для определения ламинарно-турбулентного перехода на модели (впрочем, как будет показано далее на рис. 4*d*, водород в пограничном слое успешно воспламенялся и без этого выступа). В конце пуска этот же выступ поддерживал горение водорода при более низкой, чем температура самовоспламенения, температуре вплоть до  $T_e = 600$  К. В экспериментах отношение расхода водорода и воздуха в пограничном слое изменялось в диапазоне  $0, 2 < \beta < 3$ . Горение проходило с теплотой выделения 4429 Дж и температурой около 2500 К.

Для определения положения ламинарно-турбулентного перехода в трубе использовался оптический метод. Он основан на свойстве турбулентного пограничного слоя выдерживать без отрыва более сильные скачки давления, чем ламинарный пограничный слой. О состоянии пограничного слоя при использовании этого метода свидетельствует картина отрыва пограничного слоя перед выступом. В рассматриваемых экспериментах в течение рабочего режима трубы происходило постепенное уменьшение Re<sub>1</sub> при постоянном M<sub>e</sub>. Однако известно, что переход имеет место, когда наблюдается заметное изменение картины обтекания выступа: угол отрыва уменьшается от величины  $\theta_{\rm T}$  при турбулентном состоянии пограничного слоя до  $\theta_{\rm n}$  — при ламинарном.

В проводимых экспериментах с помощью теневого прибора Теплера ИАБ-451 (регистрирующего неоднородность плотности газа) и высокоскоростной видеокамеры Fastcam Mini WX100 (с частотой съемки 5000 кадров/с и экспозицией 50 мкс) снималась кинограмма обтекания модели. На кадрах кинограммы был хорошо виден отрыв потока перед выступом и заметное уменьшение угла отрыва от  $\theta_{\rm T}$  до  $\theta_{\rm n}$ . Переходное значение (Re<sub>1</sub>)<sub>t</sub> определялось в момент времени  $t_1$  рабочего режима трубы, когда угол  $\theta$  впервые достигал значения  $\theta = \theta_{\rm n}$ . По измеренным в момент времени  $t_1$  параметрам потока ( $T_0, P_0$ ) в аэродинамической трубе вычислялись величины (Re<sub>1</sub>)<sub>t</sub> и число Рейнольдса перехода Re<sub>t</sub> = (Re<sub>1</sub>)<sub>t</sub>: $x_{\rm obst}$ .

# 2. Результаты

# 2.1. Экспериментальное исследование влияния горения на ламинарно-турбулентный переход сверхзвукового пограничного слоя

На рис. 2 приведен пример картины обтекания выступа для турбулентного (рис. 2*a*) и ламинарного (рис. 2*b*) пограничных слоев, полученной с помощью теневого прибора



Рис. 2. Картины обтекания выступа при турбулентном (a) и ламинарном (b)
пограничных слоях на плоской пластине, полученные с помощью теневого прибора Теплера,
схема обтекания выступа (c) и изменение угла отрыва пограничного слоя во время пуска (d).
с: 1 — пластина, 2 — выступ, 3 — головная ударная волна, 4, 5 — линии отрыва при турбулентном
и ламинарном пограничных слоях соответственно, 6, 7 — предшествующие отрыву ударные волны
для турбулентного и ламинарного пограничных слоев соответственно.

Теплера. В условиях проводимых экспериментов углы отрыва имели значения:  $\theta_{\rm T} \approx 23^{\circ}$ ,  $\theta_{\rm n} \approx 15^{\circ}$ . Высота выступа, располагавшегося в основном на расстоянии  $x_{\rm obst} = 210$  мм от передней кромки пластины (в отдельных пусках — на расстояниях 171 и 257 мм), составляла 10 мм. На рис. 2*c* приведена схема обтекания выступа, а на рис. 2*d* — изменение угла отрыва пограничного слоя во время пуска.

Вследствие того, что подслой с горящим водородом (в виде огненной полосы) располагался внутри пограничного слоя, на шлирен-фотографиях из-за малой толщины пограничного слоя, составлявшей около 1 мм, он не был виден, но хорошо заметен на фотографиях рис. 3, снятых с помощью высокоскоростной камеры CASIO Exilim Pro EX-F1 (с частотой съемки 600 кадров/с и экспозицией 1 мс), наклоненной к горизонтальной поверхности под углом 7,5°. Так как для первой фотографии (рис. 3*a*) продольная координата выступа  $x_{obst} = 257$  мм (на рис. 3*b* и 3*c*  $x_{obst} = 210$  мм, а пуск, соответствующий рис. 3*d*, проводился на модели без выступа), то положение фотоаппарата при первой съемке сдвинуто вниз по потоку относительно его положений при съемке остальных фотографий.

Результаты экспериментов представлены на рис. 4, который показывает зависимость числа Рейнольдса перехода Re<sub>t</sub> от массового расхода инжектируемого водорода *Q*. По мере роста значения *Q* после начального участка падения Re<sub>t</sub>, вызванного негативным воздействием инжекции легкого (легче, чем воздух) газа (водорода) [14], следует участок относительной стабилизации (он выделен на рисунке прямоугольником), являющийся следствием теплоподвода в пограничный слой (как это наблюдалось в работе [13]), затем снова присутствует участок падения Re<sub>t</sub>, вызванный негативным воздействием инжекции легкого каза. То есть имеет место двойной реверс перехода.



*Рис. 3.* Фотографии пламени водорода в пограничном слое пластины (поток воздуха движется слева направо, набегает на выступ, расположенный справа) при  $M_e = 2$ , Q = 0.01 (*a*), 0.035 (*b*), 0.12 (*c*), 0.15 (*d*) г/(см<sup>2</sup>·c).

Рис. 4. Число Рейнольдса перехода Ret в зависимости от массового расхода инжектируемого водорода Q.

Таким образом, экспериментально показано стабилизирующее влияние теплоподвода в подслое горения сверхзвукового пограничного слоя на его ламинарно-турбулентный переход. Однако в целом, по сравнению со случаем



без горения (Q = 0), происходит дестабилизация сверхзвукового пограничного слоя при совместных процессах инжекции водорода и горения, то есть дестабилизирующее влияние вдува водорода преобладает над стабилизирующим влиянием теплоподвода в пограничный слой.

# 2.2. Качественное соответствие между экспериментальными и расчетными результатами

Возмущения первой и более высоких (вторая, третья и т.д.) мод относятся к дозвуковым возмущениям, т.е. с фазовыми скоростями, лежащими в диапазоне 1 - 1/M < c < 1. Причем для первой моды (а именно она обычно определяет переход при  $M_e = 2$ ) область фазовых скоростей, соответствующих возрастающим возмущениям, находится в диапазоне  $1 - 1/M < c < c_s$  (где  $c_s$  — фазовая скорость распространения возмущений в слое с обобщенной точкой перегиба, в которой  $\frac{d}{dy}\left(\frac{1}{T}\frac{du}{dy}\right) = 0$ , что свидетельствует о невяз-

кой неустойчивости), а для более высоких мод эта область находится в диапазоне  $c_s < c < 1$ . Например, при уменьшении температурного фактора профили средней скорости и температуры деформируются таким образом (в частности, профили скорости становятся более наполненными), что  $c_s \rightarrow 1 - 1/M$ . Это приводит к уменьшению области неустойчивости первой моды (данная область в конце концов может исчезнуть), а возмущения первой моды стабилизируются. Таким образом, по изменению местоположения в пограничном слое точки  $(y/\delta)_{K_{\text{max}}}$  (где  $K = \frac{1}{T} \frac{du}{dy}$ ) можно качественно судить о характере той

или иной зависимости.

Если же в зависимости  $K = \frac{1}{T} \frac{du}{dy}$ , кроме максимума  $K_{\text{max}}$  есть еще и минимум  $K_{\text{min}}$ ,

то область возрастающих возмущений первой моды располагается в пограничном слое между  $(y/\partial)_{K_{\text{max}}}$  и  $(y/\partial)_{K_{\text{min}}}$  (например, в расчетах [13] было определено два экстремума и фазовые скорости возрастающих возмущений находились в диапазоне от 0,62 до 0,97), и в этом случае желательно также следить за изменением в пограничном слое разницы  $(y/\partial)_{K_{\text{max}}} - (y/\partial)_{K_{\text{min}}}$ .

Для качественного сравнения с полученными (в разделе 2.1) экспериментальными данными на рис. 5 приводятся расчетные зависимости  $\{1 - [(y/\partial_{K_{\text{max}}} - (y/\partial_{K_{\text{min}}})]\}$  (кривая 2) от относительного массового расхода  $\overline{Q}$  (значения массового расхода Q, деленные на значение Q в конце расчетного участка стабилизации) инжектируемого водорода для M = 2,  $T_w = 700$  K, Re = 900,  $T_0 = 1300$  K (зависимости получены А.Н. Семеновым на основе уравнений Навье – Стокса и прямого численного моделирования, эти неопубликованные результаты переданы авторам в частном порядке). В проведенных расчетах также было получено, что с ростом Q подслой горения, в котором температура максимальна, отодвигается от стенки, а температура в нем растет.

На рис. 5 также приведены полученные экспериментальные данные (кривая l) в виде зависимости относительного числа Рейнольдса  $\overline{\text{Re}}_{t}$  (значения числа Рейнольдса перехода  $\text{Re}_{t}$ , отмеченные на рис. 5, деленные на величину  $\text{Re}_{t0}$  при Q = 0) от относительного массового расхода  $\overline{Q}$  (значения массового расхода Q, деленные на значение Qв конце участка стабилизации). С ростом Q подслой горения в пограничном слое отодвигается от стенки. На рисунке видно, что сначала (с ростом Q) эти зависимости падают, демонстрируя дестабилизацию пограничного слоя при малых Q, затем растут (пограничный слой заметно стабилизируется), а потом опять падают (пограничный слой снова дестабилизируется). Стабилизация пограничного слоя (средний участок) вызвана воздействием горения при оптимальном расположении подслоя горения в пограничном слое. Видно, что экспериментальные и расчетные данные находятся в качественном



соответствии.

Рис. 5. Относительное число Рейнольдса перехода  $\overline{\text{Re}_{t}}$ , полученное в эксперименте (1), и расчетная кривая  $(y/\delta)_{K_{\text{max}}} - (y/\delta)_{K_{\text{min}}}$  (2) в зависимости от относительного массового расхода инжектируемого водорода  $\overline{Q}$ .

### Выводы

Впервые экспериментально изучено влияние горения водорода в сверхзвуковом пограничном слое плоской пластины на его ламинарно-турбулентный переход. Получено, что при вдуве водорода из исследованной перфорированной пластины и его горении в пограничном слое имеет место частичная стабилизация этого слоя. Это соответствует результатам расчетов [13], которые показали, что теплоподвод в сверхзвуковой пограничный слой может замедлять рост возмущений. Однако следует отметить, что в целом (по сравнению со случаем без горения) имеет место дестабилизация сверхзвукового пограничного слоя при совместных вдуве водорода и его горении, то есть в проведенных экспериментах дестабилизирующее воздействие вдува водорода преобладает над стабилизирующим воздействием теплоподвода в пограничный слой.

### Список литературы

- 1. Fomin V., Tretyakov P., Taran J.-P. Flow control using various plasma and aerodynamic approaches // Aerospace Sci. and Technology. 2004. Vol. 8, No. 5. P. 411–421.
- Bletzinger P., Ganguly B., Van Wie D., Garscadden A. Plasmas in high speed aerodynamics // J. Physics D: Applied Physics. 2005. Vol. 38, No. 4, P. R33–R57.
- Zheltovodov A., Pimonov E., Knight D. Energy deposition influence on supersonic flow over axisymmetric bodies // 45th AIAA Aerospace Sci. Meeting and Exhibit. 2007. AIAA Paper. No. 2007-1230. 31 p.
- Knight D.D. Survey of aerodynamic drag reduction at high speed by energy deposition // J. Propulsion and Power. 2008. Vol. 24, No. 6. P. 1153–1167.
- 5. Левин В.А., Громов В.Г., Афонина Н.Е. Численное исследование влияния локального энергоподвода на аэродинамическое сопротивление и теплообмен сферического затупления в сверхзвуковом потоке воздуха // Прикл. механика и техн. физика. 2000. № 5. С. 171–179.
- **6. Георгиевский П.Ю., Левин В.А.** Сверхзвуковое обтекание тела при подводе тепла перед ним // Тр. МИАН СССР. 1989. Т. 186. С. 197–202.
- 7. Георгиевский П.Ю., Левин В.А. Управление обтеканием различных тел с помощью локализованного подвода энергии в сверхзвуковой набегающий поток // Изв. РАН. МЖГ. 2003. № 5. С. 154–167.
- 8. Казаков А.В., Коган М.Н., Курячий А.П. Влияние на трение локального подвода тепла в турбулентный пограничный слой // Изв. РАН. МЖГ. 1997. № 1. С. 48–56.
- 9. Ларин О.Б., Левин В.А. Энергоподвод к газу в турбулентном сверхзвуковом пограничном слое // Прикл. механика и техн. физика. 2001. Т. 4, № 1. С. 98–101.
- 10. Лукашов В.В., Терехов В.В., Терехов В.И. Пристенные течения химически реагирующих веществ. Обзор современного состояния проблемы // Физика горения и взрыва. 2015. Т. 51, № 2. С. 23–36.
- 11. Volchkov E.P., Lukashov V.V., Terekhov V.V., Hanjalic K. Characterization of the flame blow-off conditions in a laminar boundary layer with hydrogen injection // Combustion and Flame. 2013. Vol. 160. P. 1999–2008.
- 12. Гапонов С.А. Влияние подвода тепла в узкую полосу пограничного слоя на его устойчивость // Прикл. механика и техн. физика. 2020. № 5. С. 5–13.
- Гапонов С.А. Устойчивость сверхзвукового пограничного слоя при подводе тепла в его узкую полосу // Теплофизика и аэромеханика. 2021. Т. 28, № 3. С. 351–360.
- 14. Lysenko V.I., Gaponov S.A., Smorodsky B.V., Yermolaev Y.G., Kosinov A.D. Influence of distributed heavygas injection on stability and transition of supersonic boundary-layer flow // Physics of Fluids. 2019. Vol. 31, No. 10. P. 104103-1–104103-16.

Статья поступила в редакцию 24 августа 2022 г., после доработки — 8 сентября 2022 г., принята к публикации 8 декабря 2022 г.