

УДК 533.6011.5:536.42

Т. А. Бобарыкина, В. Ф. Чиркашенко

Институт теоретической и прикладной механики
им. С. А. Христиановича СО РАН
ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия

E-mail: tatyana.bobarykina@gmail.com

УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ПУТЕМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СО СЛОЕМ ГАЗА НИЗКОЙ ПЛОТНОСТИ

Экспериментально в сверхзвуковом потоке ($M = 2,1$) реализован режим взаимодействия слабой ударной волны (УВ) ($\Delta \bar{p} \sim 0,1$) со слоем нагретого продукта сгорания газа с формированием волны сжатия на фронте УВ при слабом уменьшении максимального давления. На основании численного моделирования установлены причины низкой эффективности воздействия в условиях эксперимента и определено влияние основных параметров теплового слоя на эффективность ослабления УВ. Определены параметры теплового слоя, реализация которых в физическом эксперименте позволит существенно уменьшить интенсивность УВ. Представлены данные, подтверждающие определяющий вклад в ослабление УВ дозвукового числа Маха и демонстрирующие косвенное влияние температуры газа в тепловом слое. Показано, что интенсивность УВ увеличивается при увеличении размера дозвуковой области теплового слоя.

Ключевые слова: сверхзвуковой поток, ударные волны, физическое и численное моделирование.

Введение

Задача управления параметрами ударной волны (интенсивность, импульс избыточного статического давления и импульс динамического напора) имеет широкие практические приложения, эффективность реализации которых определяется как уменьшением, так и увеличением параметров ударной волны (УВ). Для защиты от поражающего воздействия УВ, генерируемых взрывными явлениями искусственного и природного происхождения, используются газопылевые и газожидкостные завесы, взаимодействие с которыми приводит к ослаблению УВ [1; 2]. Выполнение обратной задачи – увеличение эффективности воздействия УВ, может быть обеспечено за счет кумуляции энергии взрыва и фокусировки [3–5].

Негативное воздействие на человека, животный мир и различные сооружения вызывает так называемое явление звукового удара (ЗУ), которое обусловлено распространением в атмосфере УВ, генерируемых летательным аппаратом, совершающим полет со сверхзвуковой скоростью [6]. Пре-

одоление экологического ограничения, установленного на допустимый перепад давления на скачках уплотнения волны звукового удара (N-волна), является первоочередной задачей для создания сверхзвукового пассажирского самолета второго поколения [7]. Ограниченные возможности традиционных методов снижения уровня ЗУ, основанных на перераспределении объема и подъемной силы по длине летательного аппарата, стимулируют разработку новых нетрадиционных методов, позволяющих радикально решить проблему. Исследования [8; 9] показали перспективность метода активного формирования возмущенного течения вблизи летательного аппарата (подвод массы, энергии и отвод энергии), обеспечивающего снижение уровня ЗУ на поверхности земли. Применительно к задаче ЗУ интерес представляет способ управления параметрами УВ путем взаимодействия ее со слоем газа низкой плотности (контактный разрыв).

Задаче взаимодействия УВ с температурными неоднородностями посвящено ограниченное количество экспериментальных

исследований, проведенных в основном в ударных трубах применительно к сильным УВ (см., например: [10–12]). Показана существенная перестройка течения с формированием на фронте лидирующей УВ, названной «предвестником». Аналогичные изменения структуры течения наблюдались при движении тел с большими скоростями через заведомо нагретые области газа. Разработана газодинамическая модель течения и установлен критерий, определяющий характер течения в области взаимодействия [13–15].

В рамках уравнений Навье – Стокса в [16] рассмотрено взаимодействие сильной сферической УВ с тепловым слоем, расположенным над плоской поверхностью. Показано снижение (до 40 %) интенсивности УВ, прошедшей тепловой слой, а также эффекты запираания теплового слоя в результате интерференции отраженных возмущений внутри слоя. Результаты исследований влияния градиента температуры внутри теплового слоя [17] показали усиление УВ, прошедшей тепловой слой с отрицательным градиентом температуры, что объясняется различными темпами затухания ударных волн в теплом и холодном газе. На основании численного моделирования процесса взаимодействия плоской УВ с тепловым слоем, а также аналитического анализа в рамках теории коротких волн в [18] показано, что в зависимости от параметров падающей УВ (интенсивность, длина волны) и теплового слоя (толщина, температура) интенсивность прошедшей тепловой слой УВ может как уменьшаться, так и увеличиваться. При прочих равных условиях изменение интенсивности прошедшей УВ определяется отношением температур в тепловом слое и основном потоке. В то же время в акустическом приближении обеспечивается монотонное уменьшение интенсивности прошедшей тепловой слой слабой УВ при уменьшении отношения акустических импедансов газов в тепловом слое и окружающем пространстве. В работе [19] в рамках совершенного газа численно исследовано двумерное взаимодействие УВ с нестационарным тепловым следом, генерируемым в сверхзвуковом потоке импульсно-периодическим энергоисточником. В реализованной постановке на тепловой след воздействовала головная УВ, генерируемая областью энерговыделения, после ее отражения от

плоскости, установленной по потоку вблизи энергоисточника. В связи с этим информация о влиянии величины подведенной энергии (от 1 до 15 Дж в импульсе) на процесс взаимодействия получена при изменяющейся (не указанной) интенсивности УВ, так как с увеличением энерговыклада изменяются интенсивность, характер отражения, а также положение воздействия УВ на тепловой след. Тем не менее при мощном энергоподводе (15 Дж в импульсе при частоте их следования 100 кГц) показано, что сильная УВ, сформированная при маховом отражении головной УВ от плоскости, взаимодействуя со «средним по сечению дозвуковым тепловым слоем», отражается от него волной разрежения, а прошедшей тепловой слой УВ не наблюдается. Надо заметить, что характеристика течения «средний по сечению дозвуковой след», как будет показано ниже, не является объективным критерием для реализации условия затухания УВ в следе. В [20] по результатам численных расчетов нестационарного взаимодействия УВ конкретной интенсивности ($\Delta \bar{p}_c = p_c / p_\infty - 1 = 1,8$) с тепловым слоем заданной толщины, распространяющимся в сверхзвуковом потоке, показано, что существенное уменьшение интенсивности УВ обеспечивается при взаимодействии ее с дозвуковым тепловым слоем. Экспериментально и численно (в трехмерной постановке) в [21] анализируются возможные режимы взаимодействия УВ со струей, формирующейся в сверхзвуковом потоке инжекцией газов с различными физическими свойствами (H_2 , воздух, аргон).

Рассмотренные результаты исследований указывают на принципиальную возможность снижения интенсивности УВ при взаимодействии ее со слоем газа пониженной плотности. В связи с этим, учитывая перспективность использования данного метода для снижения уровня ЗУ [8], данная работа направлена на экспериментальную проверку эффективности метода и определение условий его реализации.

Экспериментальные исследования

Условия эксперимента. Процесс взаимодействия УВ с тепловым слоем моделировался в сверхзвуковой малогабаритной им-

пульсной аэродинамической трубе МАУ, питающейся сжатым воздухом высокого давления, запасенным в штатном накопителе установки (объемом $0,32 \text{ м}^3$). При открытии быстродействующего запорного клапана сжатый воздух из накопительной емкости поступает в проточный тракт установки, где с помощью профилированного сопла создается сверхзвуковой квазистационарный поток с поперечным размером порядка $0,1 \text{ м}$ (рис. 1). В качестве генератора исследуемых УВ использовались модели 4 в виде кругового конуса (угол полураствора $\beta = 15$ и 20°), установленного на цилиндре диаметром $d_m = 7 \text{ мм}$. Слой нагретого газа 8 формировался вблизи среза сопла (в окрестности его оси) истечением из подводящего трубопровода 7 (проходной диаметр $d_y = 4 \text{ мм}$, длина 600 мм) продуктов сгорания смеси водорода с воздухом в направлении скорости сверхзвукового потока. С целью уменьшения влияния дифракции УВ при взаимодействии с тепловым слоем, в конце трубопровода было сформировано щелевое сопло с размерами $1 \times 6 \text{ мм}$. Смешение окислителя с горючим и горение происходило в газогенераторе, разработанном в ИТПМ СО РАН [22]. Продукты горения из газогенератора, размещенного вне проточной части установки, транспортировались в сверхзвуковой поток по трубопроводу, проходящему внутри форкамеры и сопла. Воспламенение смеси производилось с помощью свечи зажигания, установленной в камере смешения. Измерение давления непосредственно в баллонах до и после эксперимента при известном времени истечения позволяло определить средний массовый расход топлива и окислителя. Ход эксперимента был синхронизирован по времени и выполнялся в определенной последовательности. Для определения эффективности воздействия теплового слоя на УВ вблизи области взаимодействия на контрольной поверхности измерялось распределение давления. С помощью дренированной пластины 5 (см. рис. 1), установленной под нулевым углом атаки, измерялось распределение статического давления за отраженной головной УВ, генерируемой моделью. Мерная база, организованная дренажными отверстиями диаметром $0,3 \text{ мм}$, расположенными в продольном направлении с шагом $2,5 \text{ мм}$, позволяла регистрировать профиль давления на длине до 70 мм .

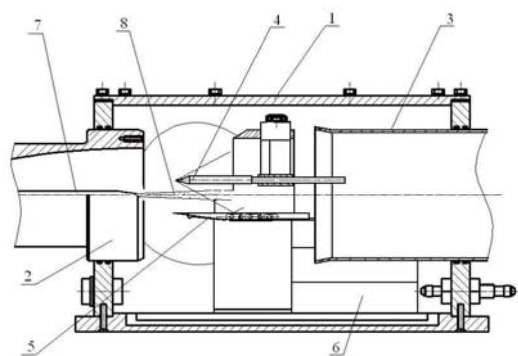


Рис. 1. Схема эксперимента

1 – рабочая часть; 2 – сопло; 3 – диффузор; 4 – модель; 5 – измерительная пластина; 6 – датчики давления; 7 – подводящий трубопровод; 8 – слой нагретого газа

Для уменьшения времени установления давления в пневмотрассах датчики давления 6, смонтированные в блоках по 5 штук, располагались в рабочей части аэродинамической установки. Использовались тензометрические датчики абсолютного давления отечественного производства типа ТДМ9-А-0.1, ТДМ9-А-0.06 с номиналами $0,1$ и $0,06 \text{ МПа}$ соответственно. Погрешности измерений датчиков по результатам тарировок, проведенных в диапазоне давлений от 0 до 1 ата , не превышали 60 Па . Сигналы с датчиков давления поступали на вход многоканальной быстродействующей регистрирующей аппаратуры SCP-3200 с разрешением по времени $0,1 \text{ мс}$.

Визуализация и регистрация процесса взаимодействия теплового слоя с УВ производились с помощью разработанной в ИТПМ оптической системы с адаптивным фильтром, коэффициент поглощения которого является функцией интенсивности падающего излучения. Система включает оптическую приставку к теневым приборам на базе адаптивных визуализирующих транспарантов в комплекте с коллиматором на базе телескопов ТАЛ-100R и скоростную видеокамеру со временем экспозиции $\sim 1 \text{ мс}$. В качестве источника света используется непрерывный лазер с диодной накачкой с длиной волны 532 нм .

Результаты экспериментов. Эксперименты проводились на режиме $M_\infty = 2,1$, $Re_1 \approx 35 \cdot 10^6 \text{ 1/м}$, $T_0 = 290\text{--}300 \text{ К}$. Перед основной серией экспериментов были выполнены

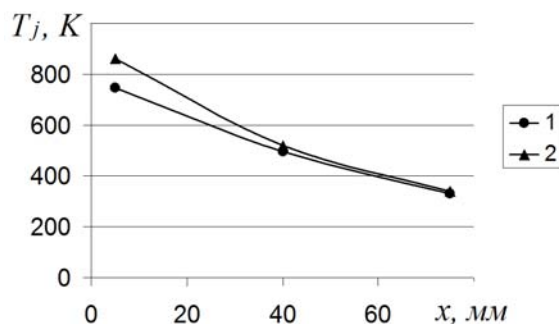


Рис. 2. Изменение температуры торможения инжектируемого в сверхзвуковой поток ($M_\infty = 2,1$, $P_0 = 0,3$ МПа, $T_0 = 300$ К) газа при удалении от среза сопла: 1 – $G_{\text{возд}} = 3,5$ г/с, $G_{\text{H}_2} = 0,12$ г/с, $h = 0,5$ мм; 2 – $G_{\text{возд}} = 5,6$ г/с, $G_{\text{H}_2} = 0,15$ г/с, $h = 1$ мм

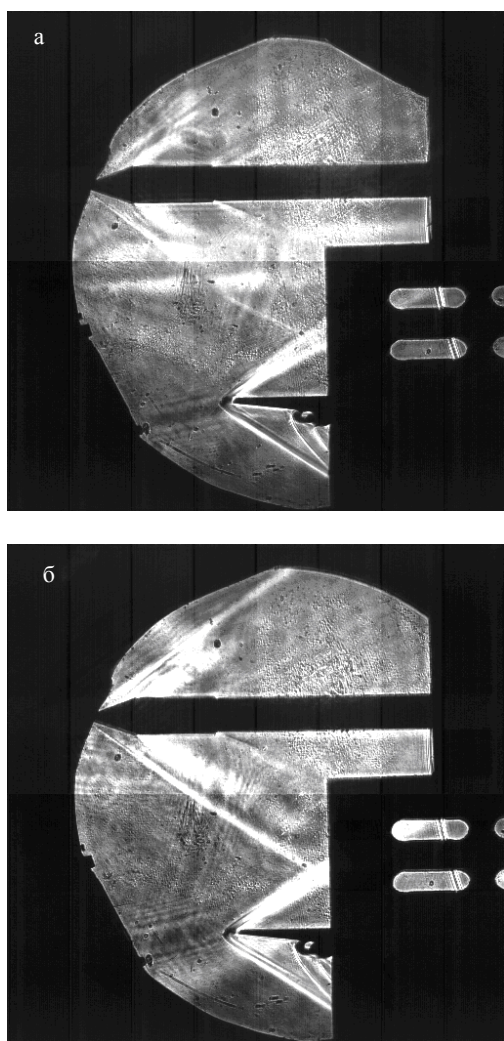


Рис. 3. Теневые снимки структуры течения вблизи модели «конус на цилиндре» ($\beta_k = 20^\circ$, $M_\infty = 2,1$, $P_0 = 0,3$ МПа, $T_0 = 300$ К): а – без энергоподвода; б – с энергоподводом ($G_{\text{возд}} = 3,5$ г/с, $G_{\text{H}_2} = 0,12$ г/с, $h = 0,5$ мм)

методические исследования по определению режима горения в газогенераторе, на котором обеспечивается максимальная температура продуктов сгорания на выходе из подающего трубопровода при массовом расходе смеси газов порядка 15–20 % от расхода воздуха набегающего потока через миделево сечение модели. Для этого при различных стехиометрических коэффициентах α смеси газов (водород-воздух) были проведены измерения температуры торможения вблизи выходного сечения подающего трубопровода в рабочей части аэродинамической установки.

Приемник температуры торможения с термопарой типа «хромель-капель» устанавливался по оси теплового следа на удалении 5 мм от выходного сечения подающего трубопровода. Максимальная температура газа по результатам испытаний ($T_{\text{oj}} = 853$ К) была реализована при расходах водорода $G_{\text{H}_2} = 0,15$ г/с и воздуха $G_{\text{возд}} = 5,6$ г/с (см. рис. 2).

Дальнейшее увеличение температуры было ограничено термостойкостью участка подающего трубопровода, расположенного в атмосферных условиях. Существенное уменьшение начальной температуры продуктов горения ($T \approx 2273$ К) и средней мощности энергоподвода ($N \approx 11,8$ кВт) при транспортировке газа обусловлено теплообменом с элементами конструкции установки и окружающей атмосферой, а также гидравлическими потерями по трубопроводу и теплоотдачей в спутный сверхзвуковой поток. В условиях экспериментов первой и второй серии температура теплового слоя в области взаимодействия головной УВ составляла $T_{\text{oj}} = 320$ и 410 К соответственно. Согласно результатам работы [18], уменьшение интенсивности прошедшей тепловой слой плоской УВ, имеющей треугольный профиль давления, при заданной интенсивности и отношении толщины теплового слоя к длине волны, определяется параметром $y = \sqrt{T_j / T_0}$, где T_j и T_0 – температура в тепловом слое и окружающем пространстве. Оценки показывают, что ожидаемое в эксперименте уменьшение перепада давления на УВ, в результате прохождения теплового слоя, не превышает 5%. По результатам оптических наблюдений картины течения в области взаимодействия (рис. 3), представленной в виде теневых снимков с экспози-

цией 1 мс, видно, что падающая УВ, генерируемая конусом ($\beta_k = 20^\circ$), проходит через тепловой слой практически без образования отраженной УВ (рис. 3, б). Выше по потоку от места взаимодействия формируется заметное расширение теплового слоя, поперечный размер которого в области падения УВ составляет 13–15 мм. При дальнейшем распространении в сверхзвуковом потоке высота теплового слоя изменяется незначительно.

Угол наклона прошедшей тепловой слой УВ заметно меньше относительно ситуации без энергоподвода (рис. 3, а), что указывает на уменьшение ее интенсивности. В то же время по результатам скоростной видеосъемки в процессе эксперимента положение УВ существенно менялось вследствие нестационарности течения в области взаимодействия, т. е. полагать значительное снижение интенсивности УВ по результатам визуальных наблюдений проблематично.

На рис. 4 представлены распределения относительного избыточного статического давления $\Delta\bar{p}(\bar{x}) = p(\bar{x})/p_\infty(\bar{x}) - 1$, полученные с помощью измерительной пластины вблизи модели в зависимости от относительной координаты $\bar{x} = \frac{x}{d_m}$ в первой серии

испытаний. Здесь p и p_∞ – статическое давление в возмущенном и невозмущенном потоках, а x и d_m – координата в направлении скорости потока и максимальный диаметр модели соответственно. Эти профили давления получены в предположении суперпозиции возмущений. Ввиду того что на измерительной пластине в отсутствие в потоке модели существует исходное (фоновое) распределение давления, полезный сигнал определялся как разница между суммарным распределением давления (с моделью) и фоновым распределением (без модели), т. е. $\Delta\bar{P}_c(\bar{x}) = \Delta\bar{P}_{c+\phi}(\bar{x}) - \Delta\bar{P}_\phi(\bar{x})$, где $\Delta\bar{P}_{c+\phi}(\bar{x})$ – суммарный сигнал, а $\Delta\bar{P}_\phi(\bar{x})$ – фоновое распределение. При обработке результатов экспериментов с энергоподводом в качестве фонового использовалось распределение давления по пластине, полученное при истечении сверхзвукового потока и нагретого газа, но в отсутствие в потоке модели.

Профили давления, полученные в двух различных пусках установки (рис. 4, б), указывают на удовлетворительную повторя-

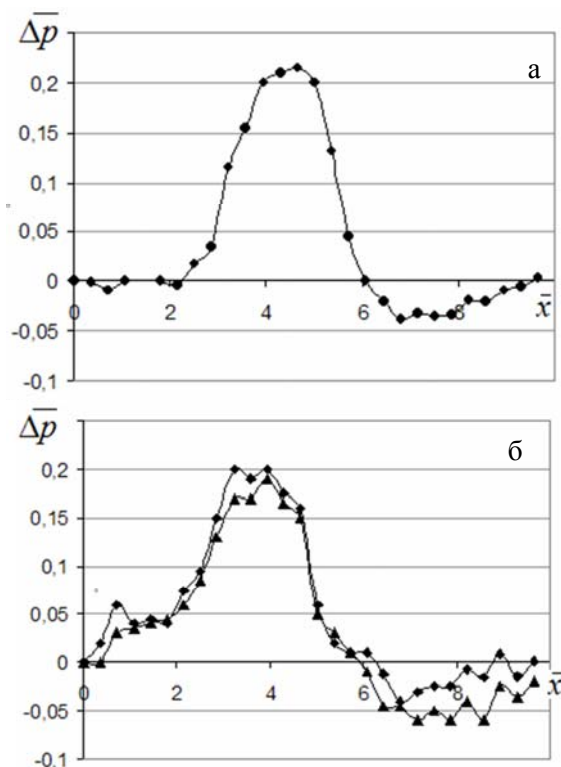


Рис. 4. Распределение относительного избыточного статического давления вблизи конуса ($\beta_k = 20^\circ$, $M_\infty = 2,1$, $K = H/d_m = 6,1$): а – без энергоподвода; б – с энергоподводом ($G_{\text{возд}} = 3,5 \text{ г/с}$, $G_{\text{H}_2} = 0,12 \text{ г/с}$, $h = 0,5 \text{ мм}$)

емость результатов измерений. Существующий разброс данных обусловлен нестационарностью процесса взаимодействия УВ с нагретым слоем газа и некоторыми отклонениями в организации режима горения в разных пусках. Взаимодействие УВ с тепловым слоем, как и предсказывали оценки по [18], привело к незначительному уменьшению максимального давления на УВ. В то же время перед УВ сформировалась протяженная область сжатия (до $\Delta\bar{p} \approx 0,05$). Форма полученного профиля с плато давления перед ударной волной характерна для течений с отрывом пограничного слоя, реализуемых при интенсивностях УВ, превышающих критические величины [23]. Однако, учитывая, что энергоподвод практически не влиял на температуру поверхности измерительной пластины, форма профиля, измеренного без энергоподвода (рис. 4, а), исключает формирование отрыва пограничного слоя на пластине (рис. 4, б).

По-видимому, в результате взаимодействия УВ с тепловым слоем, возмущенное

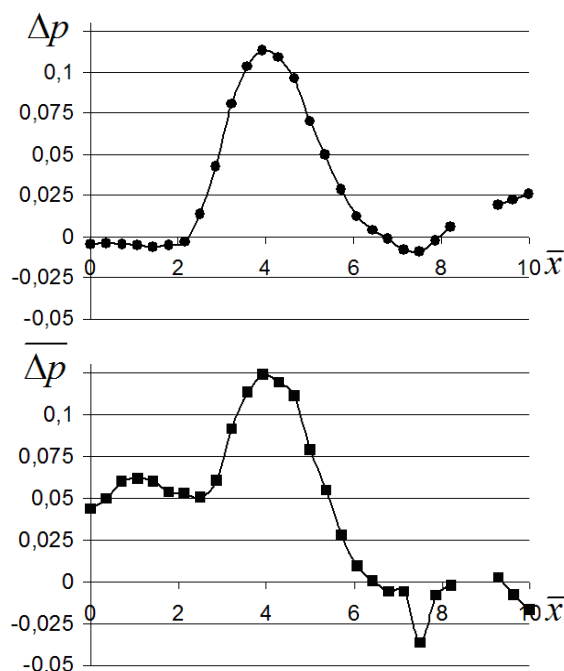


Рис. 5. Распределение относительного избыточного статического давления вблизи конуса ($\beta_k = 15^\circ$, $M_\infty = 2,1$); *a* – без энергоподвода; *б* – с энергоподводом ($G_{\text{возд}} = 5,6$ г/с, $G_{H_2} = 0,15$ г/с, $h = 1$ мм)

давление распространяются вверх по потоку в дозвуковой области теплового слоя, обеспечивая при этом его расширение. В результате на деформированной внешней границе теплового слоя под действием набегающего потока генерируются волны сжатия, которые и формируют область повышенного давления перед УВ. Рассмотренный вариант взаимодействия по форме деформации теплового слоя, согласно классификации, используемой в [21], близок к режиму «сильного взаимодействия», реализуемому при взаимодействии УВ с дозвуковым тепловым слоем.

Надо заметить, что применительно к звуковому удару полученный профиль давления за счет протяженного участка нарастания максимального давления и уменьшения перепада давления на головной УВ (на 20 %) относительно повышенного давления перед УВ обеспечивает меньшее воздействие на окружающую среду по сравнению с исходным профилем давления (рис. 4, *a*) [24]. Аналогичный результат был получен во второй серии экспериментов.

На рис. 5 представлены профили возмущенного давления за отраженной УВ от конуса ($\beta_k = 15^\circ$), удаленного по высоте от из-

мерительной пластины на 52 мм. В результате взаимодействия падающей УВ меньшей интенсивности ($\bar{\Delta p} \approx 0,06$) с более нагретым тепловым слоем ($T_{0f} = 410$ К) также наблюдается небольшое уменьшение максимального давления на прошедшей тепловой слой УВ и формирование области повышенного давления перед ней. Начало области повышенного давления, уровень которого практически не изменился относительно результата с конусом $\beta_k = 20^\circ$, в данном эксперименте не зарегистрировано. Уменьшение эффективной интенсивности прошедшей тепловой слой УВ (рис. 5, *б*) относительно ситуации без энергоподвода (рис. 5, *a*) составило примерно 40 %. Заметим, что такой профиль возмущенного давления при удалении от модели под действием нелинейных эффектов распространения возмущений уже при небольших удалениях (несколько сотен диаметров модели) трансформируется в треугольный профиль давления. Интенсивность головной УВ при этом будет практически соответствовать УВ, распространяющейся без энергоподвода. Для обеспечения эффективного уменьшения интенсивности ЗУ на удалениях, соответствующих высоте крейсерского полета летательного аппарата ((6–8) 10^3 диаметров фюзеляжа), необходимо существенно уменьшить максимальное давление на головной УВ [24]. Ввиду ограниченных возможностей в условиях эксперимента дополнительно повысить температуру теплового слоя, а также сложности организации дозвуковой струи в области взаимодействия исследования были продолжены в расчетном плане.

Расчетные исследования

Численное моделирование проводилось в рамках двумерных стационарных уравнений Навье – Стокса при постоянном показателе адиабаты $\gamma = 1,4$ с использованием пакета программ Fluent 6.3.23.

Моделирование вязких эффектов позволяет увеличить достоверность определения параметров газа в тепловом слое при распространении его в спутном сверхзвуковом потоке от среза сопла до области взаимодействия с исследуемой УВ. Эта информация необходима для практической реализации устройства управления интенсивностью ударной волны.

Использовалась k-w SST модель турбулентности. Расчетная сетка, размер которой составлял порядка 200 000 ячеек, была адаптирована к структуре течения. Граничные условия задавались приближенными к условиям эксперимента.

В сверхзвуковом воздушном потоке с заданными постоянными параметрами создается ограниченная по высоте струя нагретого газа, ось которой параллельна скорости спутного потока. Практически все расчеты проводились для сверхзвукового воздушного потока при постоянных значениях определяющих параметров: число Маха $M_\infty = 2,1$, статическое давление $P_\infty = 0,0277$ МПа и статическая температура $T_\infty = 154$ К, что соответствовало условиям реального эксперимента. В сверхзвуковом потоке $M_\infty = 2,1$ из щели, сформированной двумя параллельными стенками толщиной 1 мм, истекает слой нагретого газа с заданным размером h_j , соответствующим высоте щели. На левой границе теплового слоя задавались следующие параметры: статическое давление, число Маха и статическая температура, которые варьировались в расчетных экспериментах. Исследуемая УВ генерируется клиновидным телом конечной толщины, расположенным на заданном удалении от теплового слоя. Интенсивность УВ и градиент давления за УВ в области ее взаимодействия с тепловым слоем варьировались путем задания поперечного размера клиновидного тела (h_m), величины угла клина ($\beta_{кл}$) и удаления (по высоте) носка клина от верхней границы теплового слоя ($h_{тс}$).

Результаты численного моделирования

Численное моделирование условий первой серии экспериментов затрудняется не достаточной информацией о параметрах нагретого газа на входе в сверхзвуковой поток. Это обусловлено сложностью проведения измерений и получением достоверных расчетных оценок ввиду сложности процесса в системе «газогенератор – трубопровод». В связи с этим были приняты следующие величины. Число Маха нагретого газа на срезе подающего трубопровода $M_j = 1$. Для статического давления на входе в сверхзвуковой поток принималось два значения: одно соответствовало статическому давлению в спутном потоке $P_j = P_\infty$, а второе опреде-

лялось по начальному полному давлению холодной смеси газов 1,1 МПа и числу $M_j = 1$, что соответствует $P_j = 0,5885$ МПа. Статическая температура нагретого газа, определенная по результатам измерений температуры торможения (см. рис. 2), экстраполированной на срез трубопровода, и числу $M_j = 1,0$, составляла $T_j = 644$ К. Поперечный размер модели ($h_m = 2$ мм) и угол раствора клина ($\beta_{кл} = 10^\circ$) определены из условия обеспечения формы профиля давления за головной УВ и ее интенсивности в области взаимодействия с нагретым слоем, максимально приближенными к условиям физического эксперимента, реализованного при трехмерном обтекании.

Результаты расчетов в виде поля чисел Маха (рис. 6) показывают, что при истечении нагретого газа из щелевого сопла с большим статическим давлением формируется недорасширенная струя, имеющая сложную ячеистую структуру.

В результате взаимодействия спутного сверхзвукового потока с нагретой струей в окрестности первой бочки струи генерируются УВ, которые, согласно проведенным оценкам, практически не влияют на эффективность воздействия теплового слоя на интенсивность ударной волны. При истечении нагретого газа из щелевого сопла ($h_j = 0,5$ мм) поперечный размер струи на начальном участке в результате расширения быстро увеличивается до 4..5 мм. При дальнейшем распространении тепловой слой расширялся слабо, достигая в области взаимодействия с исследуемой УВ размера по-

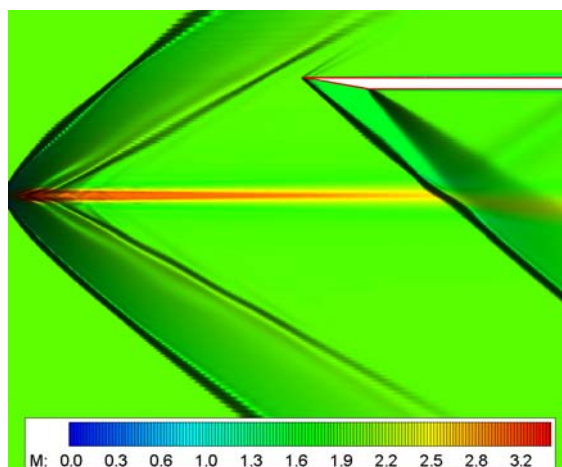


Рис. 6. Распределение чисел Маха в расчетной области течения ($M_\infty = 2,1$, $P_\infty = 0,0277$ МПа, $T_\infty = 154$ К, $h_m = 2$ мм, $h_j = 0,5$ мм, $P_j = 588\,496$ Па, $M_j = 1$, $T_j = 644$ К)

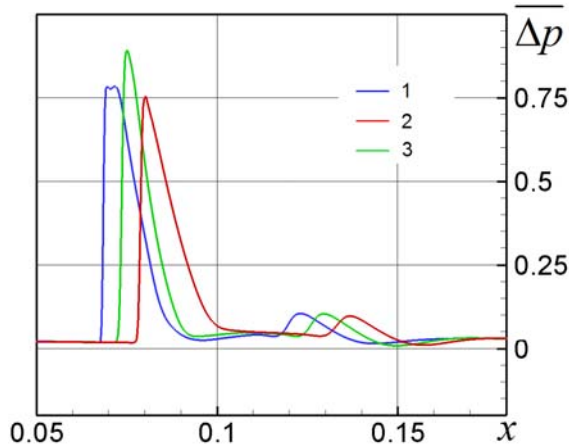
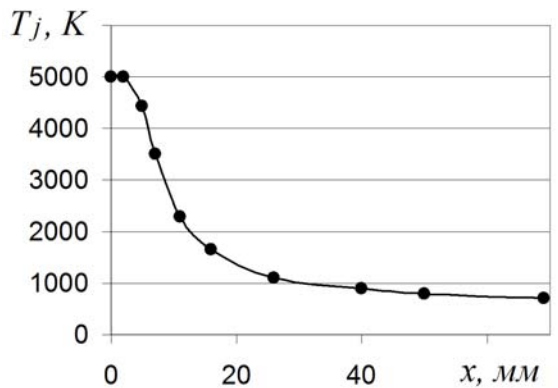
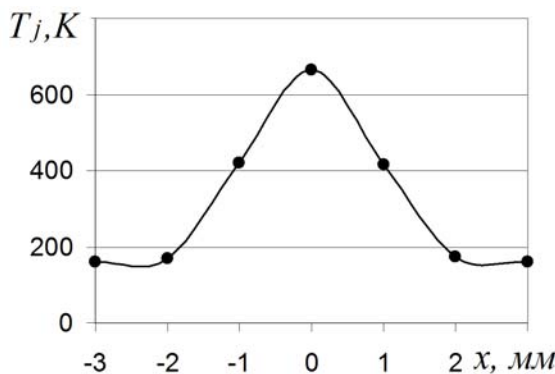


Рис. 7. Распределение статического давления на различных удалениях от теплового слоя: 1 – до взаимодействия с тепловым слоем ($dy = -4$ мм); 2 – после взаимодействия с тепловым слоем ($dy = 4$ мм), 3 – по оси теплового слоя ($dy = 0$ мм)



а



б

Рис. 8. Изменение статической температуры потока: а – вдоль оси струи; б – поперек оси струи

рядка 6,5 мм. Деформации теплового слоя, реализованные в физическом эксперименте при взаимодействии с УВ, в расчетах не наблюдались. Это указывает на сверхзвуко-

вой характер течения в тепловом слое в области взаимодействия с УВ, что и подтверждается расчетом ($M_{jвз} = 2,9$). Данный режим, согласно используемой в [21] классификации, соответствует «нейтральному взаимодействию» УВ с тепловым слоем. Надо отметить сильное уменьшение статической температуры в тепловом слое при распространении его в спутном сверхзвуковом потоке. Основное снижение температуры происходит при расширении газа в пределах первой бочки струи. После небольшого увеличения температуры на прямом скачке, замыкающем первую бочку, температура слабо меняется вплоть до фронта исследуемой ударной волны.

Результаты численного моделирования, представленные на рис. 6, 7, в отличие от экспериментальных данных (см. рис. 3, б), показывают, что при взаимодействии УВ с тепловым слоем, помимо прошедшей тепловой слой УВ, формируется слабая УВ, отраженная от теплового слоя. Для определения эффективности воздействия теплового слоя на интенсивность УВ строились распределения статического давления в направлении набегающего потока в продольных сечениях, соответствующих условиям: перед входом в тепловой слой, после выхода из теплового слоя и на оси слоя (см. рис. 7). Отраженная от теплового слоя УВ, взаимодействуя с моделью, отражается ударной волной, приходящей ниже по потоку на тепловой слой. Интенсивность УВ, прошедшей тепловой слой, по сравнению с падающей волной, как и в физическом эксперименте, практически не меняется. Результаты взаимодействия, полученные при меньшей величине статического давления нагретого газа, практически не отличаются от описанных, что обусловлено быстрым уменьшением статического давления в слое нагретого газа при распространении его в спутном сверхзвуковом потоке.

Основными причинами наблюдаемых несоответствий в процессах взаимодействия, полученных численно и экспериментально, по-видимому, являются: несоответствие принятого в расчетах статического давления нагретого газа на входе в спутный поток и отличие размерностей моделируемого процесса.

Существенное увеличение числа Маха струи, обусловленное сильным снижением температуры и увеличением скорости струй-

ного потока при распространении его в спутном сверхзвуковом потоке, затрудняют возможность обеспечить в области взаимодействия дозвуковое течение и повышенную температуру потока, т. е. условия, требующиеся для уменьшения интенсивности ударной волны согласно [20; 18].

Для достижения положительного результата проведен расчет взаимодействия при более благоприятных условиях. При параметрах струйного потока, соответствующих предыдущему варианту, была увеличена температура потока при истечении струи с начальным размером $h_j = 1$ мм до $T_j = 5000$ К и уменьшено начальное число Маха струи до $M_j = 0,5$. При этих условиях в области взаимодействия УВ с тепловым слоем минимальное число $M_{jвз} = 1,03$, максимальная температура $T_{jвз} = 654$ К и минимальное отношение плотностей $\rho_{jвз} / \rho_\infty = 0,23$. Увеличение начальной температуры нагретого газа практически на порядок привело к увеличению температуры в области взаимодействия всего на 30 %. Это объясняется сильным охлаждением струи в спутном потоке на начальном участке струи протяженностью порядка 15 мм при дальнейшем монотонном уменьшении до $T = 654$ К в области взаимодействия (см. рис. 8, а). В то же время уменьшение начального числа Маха струи на 50 % привело к уменьшению числа Маха в области взаимодействия в 2,7 раза, обеспечив в тепловом слое лишь трансзвуковое течение ($M_{jвз} = 1,03$).

В области ожидаемого взаимодействия ($x = 70$ мм) температура по высоте слоя нагретого газа (см. рис. 8, б) изменяется практически симметрично от $T_\infty = 154$ К на границе струи, соответствующей температуре спутного потока, до максимального значения $T_j = 654$ К в центре теплового слоя с последующим уменьшением до $T_\infty = 154$ К на нижней границе теплового слоя.

При характере течения в области взаимодействия, близком к «умеренному режиму», интенсивность УВ, прошедшей тепловой слой с заметно увеличенной температурой, уменьшается относительно падающей волны на 8 %, что согласуется с оценками по [18] и, по-видимому, определено влиянием акустических импедансов слоя нагретого газа и спутного потока. Полученный результат указывает на слабое влияние непосредственно температуры на уменьшение интенсивности УВ.

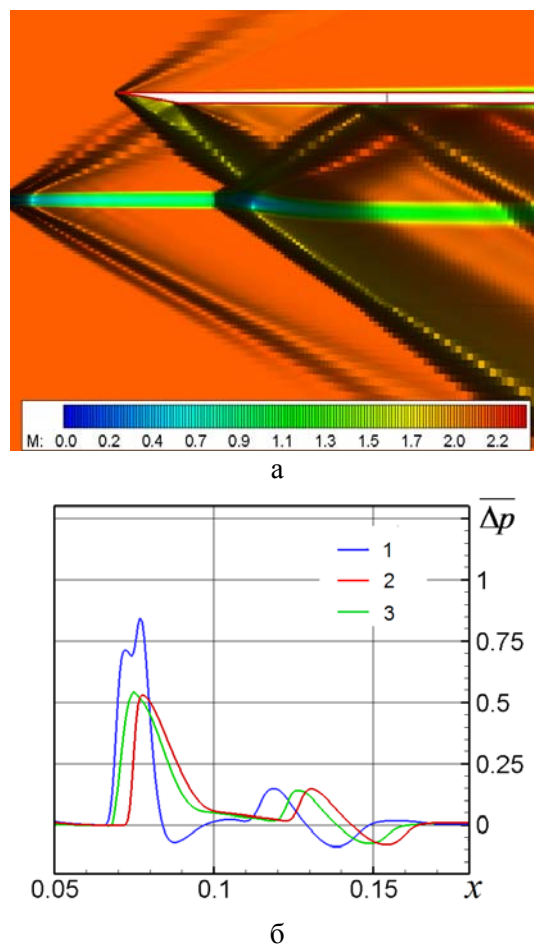


Рис. 9. Распределение чисел Маха (а) и статического давления (б) в расчетной области течения ($M_\infty = 2,1$, $P_\infty = 0,0277$ МПа, $T_\infty = 154$ К, $h_M = 2$ мм, $h_j = 1$ мм, $P_j = 0,0277$ МПа, $M_j = 0,5$, $T_j = 5000$ К): 1 – до взаимодействия с тепловым слоем ($dy = -5$ мм); 2 – после взаимодействия с тепловым слоем ($dy = 4$ мм), 3 – по оси теплового слоя ($dy = 0$ мм)

В связи с этим проведен численный эксперимент, позволяющий оценить влияние смены режима течения в тепловом слое в области взаимодействия со сверхзвукового на дозвуковой. Для этого при заданных параметрах потока, соответствующих предыдущему варианту расчета, проведено изменение в расчетной схеме, заключающееся в смещении по потоку генератора УВ на 30 мм в сторону левой границы расчетной области. Это мероприятие позволило организовать взаимодействие УВ с дозвуковым тепловым слоем при следующих параметрах: $M_{jвз} = 0,868$, $T_{jвз} = 962$ К, $\rho_{jвз} / \rho_\infty = 0,16$.

Так же, как и в предыдущем варианте, взаимодействие УВ с тепловым слоем реализуется в виде нерегулярного преломления (рис. 9). При этом фронт прошедшей УВ

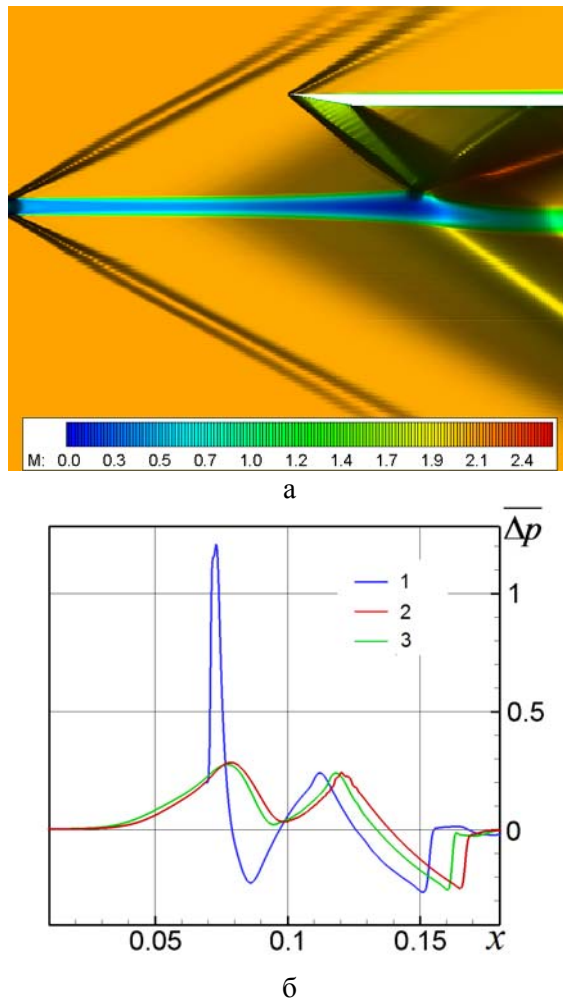


Рис. 10. Распределение чисел Маха (а) и статического давления (б) в области взаимодействия: 1 – до взаимодействия с тепловым слоем ($dy = -4$ мм); 2 – после взаимодействия с тепловым слоем ($dy = 4$ мм); 3 – по оси теплового слоя ($dy = 0$ мм)

формируется элементами скачков, соответствующих падающей УВ, скачкам давления перед верхней и нижней областями деформированного теплового слоя и прямому скачку, определяющему в тепловом слое переход течения через скорость звука. В отличие от предыдущего варианта ($M_{jвз} = 1,03$), возмущенное давление за падающей на тепловой слой УВ (см. рис. 9) распространяется заметно выше по дозвуковому потоку, что приводит к расширению теплового слоя. При взаимодействии падающей УВ с тепловым слоем образуется отраженная волна сжатия (см. рис. 9, б). Интенсивность прошедшей тепловой слой УВ при этом (см. рис. 9, б) уменьшается на 31 % относительно падающей УВ, что указывает

на существенное влияние дозвукового характера течения на уменьшение интенсивности УВ.

На профиле давления заметно увеличено время нарастания максимального давления за счет зоны повышенного давления перед фронтом УВ, что указывает на снижение эффективности воздействия УВ.

Дальнейшее уменьшение числа Маха потока теплового слоя в области взаимодействия получено увеличением вдвое поперечного размера щелевого сопла ($h_j = 2$ мм), что позволило при исходном абсолютном удалении от сопла нагретого газа, получить в зоне взаимодействия следующие параметры: $M_{jвз} = 0,1757$, $T_{jвз} = 1\,548$ К, $\rho_{jвз}/\rho_\infty = 0,128$. Иначе говоря, увеличение вдвое толщины теплового слоя обеспечило в области предполагаемого взаимодействия пятикратное уменьшение числа Маха при слабом изменении температуры и плотности нагретого газа. Падающая УВ, взаимодействуя с тепловым слоем, отражается слабой УВ, которая, распространяясь к верхней расчетной границе, отражается от поверхности клина.

При существенном уменьшении дозвукового числа Маха на фоне заметного увеличения протяженности зоны деформации теплового слоя (рис. 10), характерного для режима «сильного взаимодействия», происходит существенное уменьшение (на 77 %) максимального относительного избыточного давления за нижней границей теплового слоя (см. рис. 10, б).

Уменьшение градиента давления на фронте профиля возмущенного давления указывает на произошедшую трансформацию скачков уплотнения перед деформированным тепловым слоем в волны сжатия, что также является свойством режима «сильного взаимодействия». Другими словами, УВ, прошедшей тепловой слой, практически не наблюдается. Рассмотренный режим хорошо согласуется с ранее полученным в [20] результатом взаимодействия УВ интенсивностью $\Delta \bar{p} = 1,8$ с дозвуковым ($M_j = 0,7$) тепловым слоем заданной толщины на режиме $M = 2$. Результат получен численным моделированием в рамках двумерных нестационарных уравнений Эйлера при определении влияния числа Маха потока в тепловом слое ($M_j = 2,0; 1,05; 0,7$) на процесс взаимодействия.

При дальнейшем уменьшении числа Маха деформация теплового слоя в результате распространения возмущений будет увеличиваться, и профиль возмущенного давления на нижней границе теплового слоя будет формироваться в результате взаимодействия набегающего потока с деформированной внешней поверхностью теплового слоя. Надо заметить, что импульс положительной фазы избыточного давления падающей УВ практически сохраняется в прошедшей ударной волне. Механизмом рассредоточения возмущений, помимо температурных неоднородностей, определяющих скорость распространения возмущений, вполне возможно, является рециркуляционная зона, которая формируется в тепловом слое вблизи падающей УВ и является генератором двух продольных вихрей [21].

Таким образом, получено существенное уменьшения интенсивности УВ и показано влияние основных параметров теплового слоя, определяющих процесс его взаимодействия с ударной волной.

Вклад температуры и числа Маха в уменьшение интенсивности УВ

Для понимания вклада температуры и числа Маха потока теплового слоя в процесс уменьшения интенсивности взаимодействующей с ним УВ, проведены специальные вычислительные эксперименты.

Определены газодинамические параметры двух тепловых слоев, имеющих в области предполагаемого взаимодействия практически одинаковые акустические импедансы и статические давления $P_{вз} = 0,0277$ МПа, но различные числа Маха, соответствующие сверх- и дозвуковому режимам течения (рис. 11). Статическая температура в области взаимодействия составляла 1 830 и 1 450 К для сверхзвуковой и дозвуковой струй соответственно. Параметры этих струй на выходе из сопла составляли: $P_j = 0,0277$ МПа, $T_j = 1 800$ К, $M_j = 2,1$ для струи 1 и $P_j = 0,0277$ МПа, $T_j = 1 800$ К, $M_j = 0,5$ для струи 2 при параметрах набегающего потока $P_\infty = 0,0277$ МПа, $T_\infty = 154$ К, $M_\infty = 2,1$.

Результаты расчетов, представленные на рис. 12, показывают, что заметное уменьшение ($\sim 24\%$) исходной интенсивности УВ (порядка $\bar{\Delta p} \approx 1$), относительно ситуации без энергоподвода, обеспечивается при взаимо-

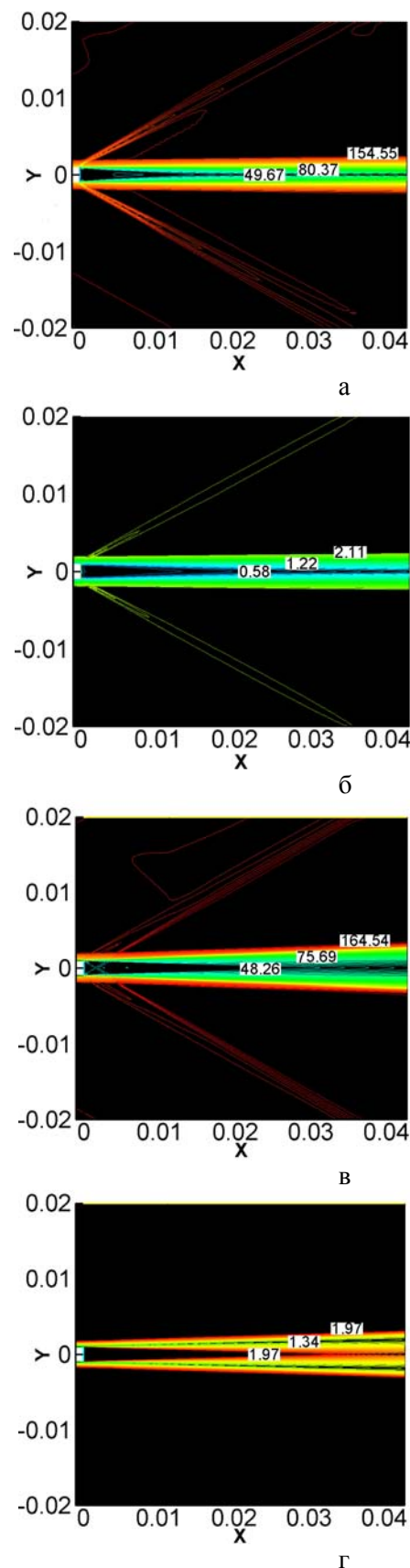


Рис. 11. Параметры потока тепловых струй в области предполагаемого взаимодействия с ударной волной: а, б – струя 1; в, г – струя 2; а, в – акустический импеданс; б, г – число Маха



Рис. 12. Распределение чисел Маха (а) и статического давления (б) (при $y = -0,003$ м) в области взаимодействия: 1 – без воздействия; 2, 3 – при воздействии теплового слоя (соответственно $M_j > 1$ и $M_j < 1$) на УВ

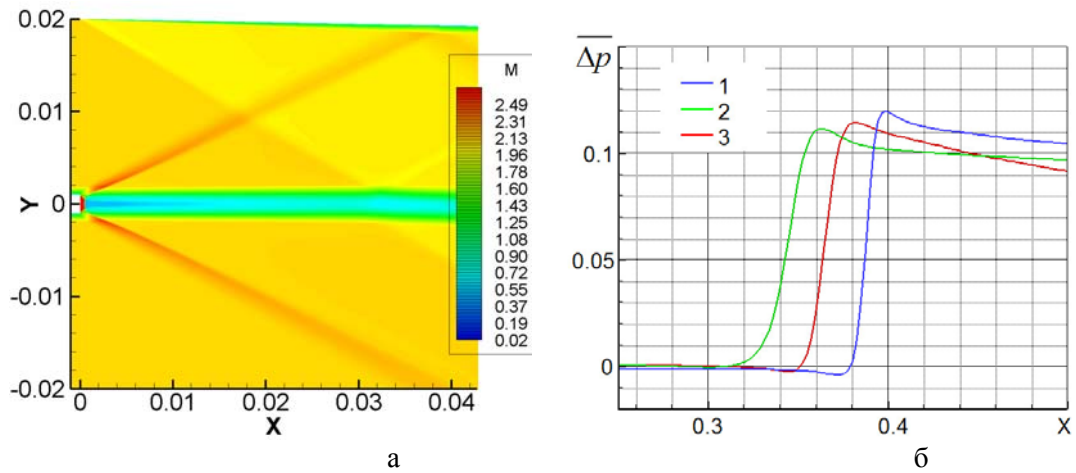


Рис. 13. Распределение чисел Маха (а) и статического давления (б) (при $y = -0,003$ м) в области взаимодействия: 1 – без воздействия; 2, 3 – при воздействии теплового слоя (соответственно $M_j < 1$ и $M_j > 1$) на УВ

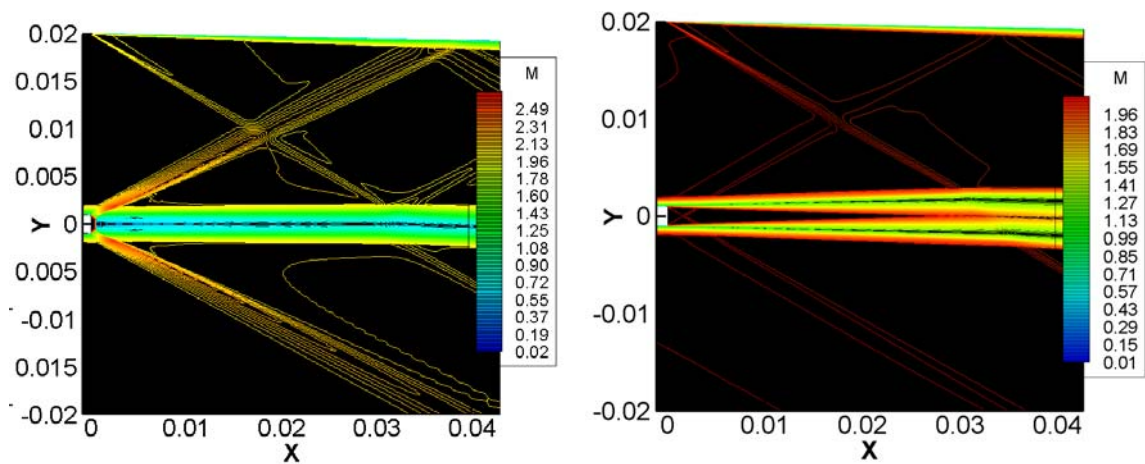


Рис. 14. Поле чисел Маха при взаимодействии УВ со сверхзвуковым тепловым слоем ($M_j > 1$): а – УВ $\Delta \bar{p} = 0,12$; б – УВ $\Delta \bar{p} = 0,79$

действию с дозвуковым тепловым слоем (см. рис. 12, б), имеющим в зоне взаимодействия параметры, указанные на рис. 11, в, г. В то же время эта же УВ, взаимодействуя с тепловым слоем в области сверхзвукового течения (см. рис. 11, а, б), практически не изменяет свою интенсивность (см. рис. 12, б). Высокий уровень температуры в сверхзвуковом тепловом слое ($T_{jвз} = 1800$ К) не обеспечивает снижение интенсивности УВ, которое, согласно [18], для данной УВ должно составить порядка 16 %. Это указывает на то, что температура влияет на уменьшение интенсивности УВ косвенно, через скорость звука $a = \sqrt{\gamma RT}$, определяющую число Маха потока в струе $M_j = V/a$, которое и является параметром, определяющим процесс уменьшения интенсивности УВ при взаимодействии с контактными разрывом.

При взаимодействии слабой ударной волны $\Delta \bar{p} \approx 0,1$ с тепловым слоем в области сверх- и дозвукового потока (рис. 13) эффект ослабления УВ существенно меньше и составляет 5 и 8 % для сверх- и дозвукового потока соответственно. В то же время согласно акустической теории [18] ослабление плоской волны при нормальном падении определяется соотношением акустических импедансов в потоке и тепловом слое

$$\begin{aligned} \Delta p / \Delta p_\infty &= \\ &= 4\rho_\infty c_\infty \rho_j c_j / (\rho_\infty c_\infty + \rho_j c_j)^2 = 0,67 \end{aligned}$$

и составляет 33 %. Эффективность ослабления УВ можно, очевидно, усилить дальнейшим снижением числа Маха и увеличением поперечного размера дозвуковой прослойки теплового слоя.

Надо заметить, что струя 2 (см. рис. 11, в, г), имеющая в зоне предполагаемого взаимодействия внутреннюю область дозвукового течения, является, согласно [19], в среднем по сечению сверхзвуковой струей, но эффект уменьшения интенсивности прошедшей тепловой слой УВ реализуется (см. рис. 12, б). Это указывает на то, что для ослабления УВ в тепловом слое необходимо наличие прослойки дозвукового течения, а не среднее по сечению дозвуковое число Маха. В условиях нестационарного теплового слоя должно выполняться условие стабильности по времени дозвукового характера течения.

Таким образом, условие существенного уменьшения интенсивности УВ обоснован-

но в диапазоне интенсивностей $\Delta \bar{p} \approx 0,1..1,0$ при отрицательном и нулевом градиентах давления за ударной волной. При взаимодействии УВ с дозвуковым тепловым слоем в рассмотренном диапазоне интенсивностей (см. рис. 12, 13) возмущенное давление распространяется вверх по тепловому слою, что приводит к его расширению, генерирующему перед тепловым слоем волны сжатия. В данном случае (см. рис. 12, б) падающая УВ, взаимодействуя с тепловым слоем, отражается от поверхности, разделяющей сверхзвуковое и дозвуковое течение. Интенсивность отраженной УВ существенно превышает интенсивность падающей волны, что, очевидно, связано с рефракцией УВ при распространении в потоке с уменьшающимся числом Маха. Аналогичное явление наблюдается при распространении волны ЗУ в атмосфере, температура воздуха в которой увеличивается с уменьшением расстояния до поверхности земли [24].

Взаимодействие УВ в исследованном диапазоне интенсивностей со сверхзвуковым тепловым слоем приводит к образованию слабых деформаций на фронте волны (см. рис. 14).

Выводы

Экспериментально в сверхзвуковом ($M = 2,1$) стационарном потоке показано, что в результате взаимодействия слабой УВ со слоем нагретого продукта сгорания газа перед фронтом УВ формируется протяженная область избыточного нестационарного давления при слабом уменьшении максимального давления на УВ. Обусловлено это распространением возмущенного давления, генерируемого УВ, вверх по потоку внутри теплового слоя, что приводит к его расширению, формированию волн сжатия и тем самым к уменьшению эффективности воздействия УВ.

По результатам численных исследований установлено сильное уменьшение температуры и увеличение скорости потока вниз по течению теплового слоя, что затрудняет в условиях физического эксперимента реализацию условия для существенного уменьшения интенсивности УВ. Получены данные по влиянию основных параметров теплового слоя (число Маха, толщина, температура, нерасчетность истечения) на процесс взаимодействия с УВ. Определены па-

раметры теплового слоя, реализация которых в физическом эксперименте позволит существенно уменьшить интенсивность УВ.

На основании численных модельных экспериментов в диапазоне интенсивностей $\Delta \bar{p} \approx 0,1-1$ УВ при различных градиентах давления за УВ подтверждено определяющее влияние дозвукового числа Маха потока в тепловом слое на эффективность уменьшения интенсивности взаимодействующей с ним УВ.

Показано, что достаточным условием существенного уменьшения интенсивности УВ является наличие в тепловом слое в зоне предполагаемого взаимодействия стабильной по времени области дозвукового течения. Эффективность уменьшения интенсивности УВ, прошедшей тепловой слой, увеличивается с увеличением размера дозвуковой области в тепловом слое.

Температура слоя не оказывает прямого воздействия на уменьшение интенсивности УВ, а проявляется косвенно через формирование скорости звука, определяющей число Маха потока.

Список литературы

1. Бузуков А. А. Снижение параметров воздушной ударной волны с помощью воздушно-водяной завесы // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 3. С. 120–130.
2. Гурин А. Г., Минакова Е. О. Взаимодействие ударной волны с пылевой завесой // Обеспечение эффективного использования флота. 2008. С. 146–156.
3. Гладченко А. Л., Калинин А. П., Котко В. И., Литвинов Б. В., Огарков В. А. Применение явления кумуляции для решения проблемы мировой энергетики // V Забахинские научные чтения: Тез. докл. Снежинск, 1998. С. 23.
4. Звезгинцев В. И., Чиркашенко В. Ф., Шпак С. И., Голоскин Е. С., Петров А. М. Пневмоимпульсная система устранения отложений на внутренних поверхностях пневмотранспортных трубопроводов // Изв. высших учебных заведений. Цветная металлургия. 2009. № 5. С. 10–13.
5. Трапезникова М. Ф., Дутов В. В., Кулачков С. М., Бейзеров И. М. Дистанционная ударно-волновая литотрипсия камней в аномалийных почках // Первый Российский симпозиум по дистанционной литотрипсии в урологии: Тез. докл. М., 1992. С. 46–47.
6. Чиркашенко В. Ф. Свет против звука // Наука из первых рук. 2009. № 3 (27). С. 12–14.
7. Фомин В. М., Чиркашенко В. Ф., Волков В. Ф. Исследование проблемы звукового удара в ИТПМ СО РАН // Проблемы современной механики. М.: Омега-Л, 2008. С. 554–581.
8. Фомин В. М., Чиркашенко В. Ф., Волков В. Ф. Управление уровнем звукового удара, создаваемого летательным аппаратом, и его сопротивлением путем активного воздействия на процесс обтекания // Успехи механики сплошных сред. Владивосток: Дальнаука, 2009. С. 719–759.
9. Фомин В. М., Чиркашенко В. Ф., Волков В. Ф., Харитонов А. М. Управление параметрами звукового удара с помощью криогенного воздействия на обтекание летательного аппарата // Проблемы и достижения прикладной математики и механики: к 70-летию акад. В. М. Фомина: Сб. науч. тр. Новосибирск: Параллель, 2010. С. 375–413.
10. Цикулн М. А., Попов Е. Г. Излучательные свойства сильных ударных волн в газах. М.: Наука, 1977. С. 173.
11. Киселев Ю. Н., Клумов В. А., Рождественский В. Б., Юрьев В. Л. Исследование образования пристеночных возмущений при распространении ударных волн в трубах из различных материалов // ПМТФ. 1986. № 1. С. 116–120.
12. Александров А. Ф., Видякин Н. Г., Лакутин В. А. О возможном механизме взаимодействия ударной волны с распадающейся плазмой лазерной искры в воздухе // ЖТФ. 1986. Т. 56, вып. 4. С. 771–774.
13. Артемьев В. И., Бергельсон В. И., Рыбаков В. А. Развитие предвестника при взаимодействии со слоем пониженной плотности // МЖГ. 1988. № 2. С. 158–163.
14. Бергельсон В. И., Немчинов И. В., Орлова Т. И., Смирнов В. А., Хазинс В. М. Автомодельное развитие предвестника перед ударной волной, взаимодействующей с теплым слоем // ДАН СССР. 1987. Т. 296, № 3. С. 554–557.
15. Артемьев В. И., Бергельсон В. И., Немчинов В. И., Орлов Т. И., Рыбаков В. А., Смирнов В. А., Хазинс В. М. Формирование новых структур газодинамических течений при возмущении плотности в тонких протяженных каналах перед фронтами ударных волн // Математическое моделирование. 1989. Т. 1, № 8. С. 1–8.

16. Андриющенко В. А., Мещеряков М. В., Чудов Л. А. Применение методов конечных разностей к расчету взаимодействия ударных волн с тепловым слоем // Математическое моделирование. 1990. Т. 2, № 1. С. 49–55.
17. Меньшаков С. С., Охитин В. Н. Прохождение воздушной ударной волны через область с повышенной температурой // Оборонная техника. 2001. № 1–2. С. 30–33.
18. Охитин В. Н., Меньшаков С. С. О защитных свойствах слоя горячего воздуха // ПМТФ. 2002. Т. 43, № 4, С. 87–97.
19. Зудов В. Н., Третьяков П. К., Тупикин А. В. Некоторые особенности импульсно-периодического энергоподвода в сверхзвуковой поток // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2010. Т. 5, вып. 2. С. 43–54.
20. Зудов В. Н. Взаимодействие ударной волны с дозвуковым нагретым слоем // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36, вып. 18. С. 82–88.
21. Зудов В. Н., Третьяков П. К. Взаимодействие ударных волн со струйным следом при инъекции газов в сверхзвуковой поток // Теплофизика и аэромеханика. 2010. Т. 17, № 4. С. 577–583.
22. Внучков Д. А., Звезгинцев В. И., Наливайченко Д. Г., Шпак С. И. Исследование работы газогенератора, управляемого подачей газообразного окислителя // ФГВ. 2008. Т. 44, № 6. С. 18–25.
23. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1969. 824 с.
24. Чернышев С. Л. Звуковой удар. М.: Наука, 2011. 351 с.

Материал поступил в редколлегию 24.06.2013

T. A. Bobarykina, V. F. Chirkashenko

A SHOCK WAVE PARAMETERS CONTROL BY ITS INTERACTION WITH THE LOW DENSITY GAS LAYER

Wind tunnel research with a supersonic ($M = 2$) flow (~ 0.1 m in diameter) and the numerical simulations using the two-dimensional Navier – Stokes equations were conducted to substantiate conditions sufficient to substantially reduce a shock wave intensity at its interaction with a layer of low-density gas. The results of experimental studies of the interaction of a shock wave with a gas layer heated by the combustion of hydrogen and air are shown. Numerical simulations resulted in data about the efficiency of the impact thermal layer/shock wave in a wide range of determining parameters. Also the parameters of the flow in the thermal layer providing substantial reduction in the intensity of the shock wave were determined.

Keywords: supersonic flow, shock waves, physical and numerical simulations.