

УДК 533.6.011.5

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЛОКАЛИЗОВАННОГО ЭНЕРГОПОДВОДА НА ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПРОДОЛЬНОГО ВИХРЯ С КОСЫМ СКАЧКОМ УПЛОТНЕНИЯ

А.А. ЖЕЛТОВОДОВ, Е.А. ПИМОНОВ

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

Приводятся результаты численных исследований взаимодействия продольного вихря с косым скачком уплотнения с углом отклонения потока $\beta = 23,3^\circ$ при числах Маха $M_\infty = 3$ и 5, выполненных на основе трехмерных нестационарных уравнений Эйлера. Анализируется влияние локализованного стационарного и импульсно-периодического энергоподвода на оси вихря на процесс его разрушения (взрыва) в окрестности скачка. Рассматриваются особенности формирования свободной рециркуляционной зоны в условиях сверх- и дозвуковых значений скорости на оси вихря при энергоподводе и без него. Проводится сравнение и обобщение расчетных и экспериментальных данных для угла отклонения скачка, охватывающего область разрушения вихря, и отрывных скачков в условиях пристенных турбулентных течений. Демонстрируется возможность использования приближенной теоретической модели для определения угла отклонения отрывного скачка применительно к формирующемуся в условиях взрыва вихря.

ВВЕДЕНИЕ

Развитие эффективных методов управления внешним обтеканием летательных аппаратов, а также течениями в трактах их двигателей является актуальным направлением современной аэрогазодинамики. К числу сложных течений, встречающихся на практике, относится взаимодействие продольного вихря со скачком уплотнения, в условиях которого может проявляться эффект разрушения (взрыва) вихря [1 – 3]. В различных ситуациях указанный эффект может сопровождаться как позитивными, так и негативными последствиями. Так, например, разрушение вихря при попадании в сверхзвуковой воздухозаборник может существенно ухудшить его характеристики и вызвать заклинивание [1]. В случае возникновения в окрестности несущих поверхностей летательных аппаратов такое явление, как правило, сопровождается существенным ухудшением аэродинамических характеристик и ростом действующих нестационарных нагрузок [2, 3]. Примером является несимметричный взрыв вихрей в окрестности скачков уплотнения над крыльями (рис. 1), стимулирующий возникновение опасных крутящих моментов. Такие моменты не всегда удается ликвидировать из-за ограниченной эффективности органов управления, и поэтому активно продолжается поиск дополнительных способов улучшения аэродинамических характеристик аппаратов в подобных условиях. Отмеченные крутящие моменты могли бы быть демпфированы, например, путем полного или частичного подавления взрыва, возникшего над одним из крыльев, либо наоборот быстрым стимулированием разрушения вихря над противоположным крылом. Инициирование рециркуляционных зон в вихрях и в свободных сдвиговых



Рис 1. Несимметричный взрыв вихрей в окрестности скачков уплотнения над крыльями летательного аппарата.

слоях может также быть использовано для стабилизации горения и интенсификации процессов смешения в сверхзвуковых потоках [2 – 4].

Отмеченное разнообразие прикладных задач требует поиска эффективных методов управления рассматриваемыми течениями с целью подавления или стимулирования разрушения вихрей. Известные исследования в этом направлении ограничены использованием механических и пневматических устройств [5]. Однако такие устройства существенно усложняют конструкцию летательного аппарата, а их фиксированное расположение и ограниченное быстродействие не всегда обеспечивают эффективное управление параметрами течения в различных точках пространства в условиях смены режимов обтекания при маневрах. Вместе с тем, в последнее время все более активно изучаются возможности управления различными течениями энергоподводом с помощью электрического разряда, сфокусированного лазерного или СВЧ излучения [6 – 10]. Особенно перспективным представляется применение фокусированного лазерного или СВЧ излучения для оперативного дистанционного воздействия на структуру течения в различных областях пространства. Выполненные в [11] численные расчеты на основе трехмерных нестационарных уравнений Эйлера продемонстрировали принципиальную возможность использования подобных локализованных источников энергии, расположенных на оси вихря, для управления процессом его взрыва в окрестности скачка уплотнения, а также качественно аналогичные закономерности разрушений на скачке формирующегося теплового следа за источником, расположенным вне вихря во внешнем потоке. Проведенный в [12] более полный анализ этих, а также полученных дополнительно результатов подтвердил эффективность предложенного метода управления вихревыми течениями и формирования рециркуляционных зон в свободном сверхзвуковом потоке. Можно предположить, что принудительное разрушение вихря таким способом или организация рециркуляционной зоны вне его в течениях над вторым крылом, в показанных на рис. 1 условиях могут быть использованы для демпфирования опасного крутящего момента, действующего на летательный аппарат. Изучение возможностей реализации и свойств подобных течений, как отмечено выше, представляет также интерес с целью стабилизации сверхзвукового горения и интенсификации процессов смешения в сверхзвуковых потоках.

Представленный в [2, 3] достаточно полный обзор работ, посвященных анализу взаимодействий вихрей со скачками уплотнения, характеризует основные достижения и направления проводимых экспериментальных и теоретических исследований. Расчетные исследования рассматриваемых течений активно ведутся на основе моделей как идеального, так и вязкого газа. В рамках первой модели удается достаточно хорошо прогнозировать условия начала разрушения вихря. Численные расчеты на основе уравнений Эйлера позволяют предсказывать основные газодинамические особенности течений, реализующихся при отсутствии разрушения вихря и в условиях его возникновения, а также прогнозировать ожидаемые тенденции их развития при изменении интенсивности скачков уплотнения и определяющих параметров вихрей. Решения аналогичных задач на основе уравнений Навье — Стокса при ограниченных числах Рейнольдса свидетельствуют о том, что вязкость может оказывать некоторое влияние на протяженность области

взрыва вихря и способствовать появлению дополнительных когерентных вихревых структур внутри нее, однако многие определяющие газодинамические особенности течений в расчетах при этом сохраняются аналогичными невязким решениям. Подтверждающими такой вывод примерами современных исследований взаимодействия вихрей с прямыми и косыми скачками, в которых используются и сопоставляются результаты численных расчетов в рамках отмеченных двух подходов, являются работы [13, 14]. Для прогнозирования свойств рассматриваемых вихревых течений с учетом влияния турбулентности, представляющих наибольший практический интерес, развиваются численные расчеты в рамках осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье — Стокса [3]. Получаемые на их основе решения заметно зависят от выбора рациональных моделей турбулентности, который пока затруднен из-за отсутствия необходимых для тестирования достаточно полных и надежных измерений полей различных параметров. Такие измерения особенно сложны в условиях разрушения вихрей, из-за чего существующие экспериментальные данные в большинстве случаев пока не являются достаточными и ограничены оптической визуализацией, которая позволяет судить лишь о масштабах областей взрыва и реализующейся в их окрестности волновой структуре.

Очевидно, что более глубокое изучение закономерностей рассматриваемых течений, а также обоснование эффективных методов управления ими требуют совершенствования и сочетания существующих различных подходов. Вместе с тем, учитывая ограниченные возможности всех развиваемых расчетных методов адекватно моделировать свойства течений при высоких числах Рейнольдса, а также положительные примеры применения модели идеального газа (см., например, работы [3, 11 – 16]), представляется привлекательным и оправданным проведение параметрических исследований влияния энергоподвода на взаимодействие вихря со скачком уплотнения в рамках численного решения трехмерных, нестационарных уравнений Эйлера. Такие исследования могут послужить основой для обоснования постановки дальнейших экспериментов, а также привлечения и развития более совершенных расчетных моделей по мере накопления результатов, необходимых для их тестирования.

Данная работа является очередным этапом исследований [11, 12] влияния локализованного стационарного и импульсно-периодического подвода энергии на взаимодействие продольного вихря со скачками уплотнения, а также физических закономерностей течений, реализующихся в таких условиях.

УСЛОВИЯ И МЕТОДИКА РАСЧЕТОВ

Численные исследования взаимодействия продольного вихря с косым скачком уплотнения в условиях энергоподвода и без него (см. упрощенную схему на рис. 2) при числах Маха $M_\infty = 3$ и 5, статическом давлении $p_\infty = 1171,84$ Па и плотности $\rho_\infty = 0,01476$ кг/м³ проведены в рамках модели идеального газа на основе представленных в консервативной форме трехмерных нестационарных уравнений Эйлера. Угол отклонения потока в скачке, на котором выполнялись соотношения Рэнкина — Гюгонио, составлял $\beta = 23,3^\circ$. Как и во многих предшествующих работах (см., например, [2, 3, 11 – 16]), для описания распределения окружной компоненты вектора скорости по толщине вихря использовалась модель Бюргерса. В соответствии с этой моделью указанная компонента скорости $U_\theta(r) = \Gamma_0 (1 - \exp[-(r/r_c)^2])/r$ определяется циркуляцией Γ_0 и радиусом ядра вихря r_c , значения которых были $\Gamma_0 = 0,8$ м²/с и $r_c = 3$ мм соответственно. Согласно обзорам [2, 3], такая модель особенно хорошо отражает свойства вихрей, распространяющихся по потоку от острых передних кромок треугольных крыльев, расположенных под

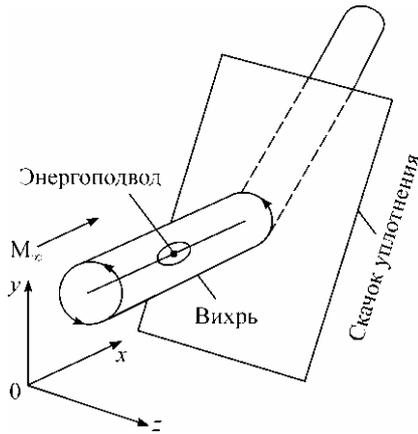


Рис. 2. Схема взаимодействия продольного вихря с косым скачком уплотнения в присутствии локализованного энергоподвода на оси.

углами атаки. Распределение продольной составляющей скорости в вихре вычислялось на основе соотношения [2]: $U_x(r) = U_\infty + U_\infty (\Phi - 1) \exp[-(r/r_b)^2]$, где $\Phi = U_c/U_\infty$ — отношение осевой скорости к скорости набегающего потока (дефект скорости), $r_b = 2r_c = 6$ мм — радиус вихря, определенный по профилю продольной составляющей скорости. Как отмечено в обзоре [3], такой подход позволяет удовлетворительно

моделировать наблюдавшиеся в экспериментах вихри, распространяющиеся в сверхзвуковых потоках от различных элементов летательных аппаратов, распределение продольной скорости в которых характеризуется ее дефицитом на оси, аналогично следовым течениям. Величина интенсивности вихря ζ , характеризующаяся отношением максимальной окружной компоненты скорости к скорости газа в набегающем потоке $\zeta = U_{\theta \max}/U_\infty$, принимала значения $\zeta = 0,170$ и $0,102$ соответственно при числах Маха $M_\infty = 3$ и 5 . Полная температура в вихре предполагалась постоянной и равной ее значению в набегающем потоке.

Для решения системы уравнений Эйлера использовался метод типа Годунова, в котором числовые потоки на текущем временном слое находятся решением локальной одномерной задачи Римана HLLEM методом [17]. Для повышения порядка точности по пространственным переменным до третьего без потери монотонности алгоритма применялась процедура MUSCL интерполяции с использованием *minmod* ограничителя для гашения нефизических осцилляций [18]. Интегрирование по времени проводилось по явной TVD схеме Рунге — Кутты третьего порядка. Временной шаг вычислялся из условия устойчивости Куранта — Фридрихса — Леви. Более подробно использованный метод описан в работе [16].

Энергоподвод моделировался источником членом в уравнении сохранения энергии. При этом для расчета удельной мощности подвода энергии (в единицу массы) в область эллипсоидальной формы использовалось ранее апробированное в [19] соотношение:

$$q(x, y, z, t) = q_0 f(t) \exp \left[- \left(\frac{x - x_0}{\Delta x} \right)^2 - \left(\frac{y - y_0}{\Delta y} \right)^2 - \left(\frac{z - z_0}{\Delta z} \right)^2 \right], \quad (1)$$

где q_0 — размерный параметр удельной мощности энергоподвода; $x_0 = 12$ мм, $y_0 = z_0 = 40$ мм — координаты центра энергоисточника, который в данных исследованиях располагался перед скачком на оси вихря; $\Delta x = 4$ мм, $\Delta y = \Delta z = 1,5$ мм — линейные размеры источника от его центра вдоль соответствующих координат. Относительное расстояние от центра источника до скачка уплотнения вдоль оси x было $L/r_b = 8,44$ и $9,5$ соответственно при числах $M_\infty = 3$ и 5 . Функция $f(t)$ принимает значения $f(t) \equiv 0$ при отсутствии подвода энергии и $f(t) \equiv 1$ в случае стационарного энергоисточника, а также $f(t) \equiv \begin{cases} 1, & 0 \leq \text{mod}(t, T) < \tau \\ 0 & \tau \leq \text{mod}(t, T) < T \end{cases}$ для импульсно-

периодического энергоподвода с частотой F , периодом $T = 1/F$ и продолжительностью импульса τ .

Уровень и эффективность влияния подвода энергии на течение характеризуется безразмерным параметром [7]:

$$\varepsilon = \frac{W_0}{\rho_\infty U_\infty \left(\frac{U_\infty^2}{2} + e_\infty \right) S_q}, \quad (2)$$

где числитель W_0 — подведенная в объем источника V мощность, которая для стационарного случая вычисляется по формуле:

$$W_0 = \int_V \rho_\infty q dV, \quad (3)$$

а для импульсно-периодического (с периодом T и длительностью импульса τ) определяется средненным по периоду значением:

$$W_0 = \frac{1}{T} \int_0^T \int_V \rho_\infty q dV dt = \frac{\tau}{T} \int_V \rho_\infty q dV. \quad (4)$$

Знаменатель в соотношении (2) представляет собой поток полной энергии невозмущенного течения через максимальное (миделево) поперечное сечение площадью S_q области подвода энергии, e_∞ — удельная внутренняя энергия газа в набегающем потоке.

Большинство расчетов проводилось в области, которая представляла собой параллелепипед с размерами $150 \times 80 \times 80$ мм в направлениях x , y , z соответственно (см. рис. 2). Количество узлов использовавшейся ортогональной сетки в указанной области было $101 \times 76 \times 76$ и $121 \times 79 \times 79$ при $M_\infty = 3$ и 5 соответственно. С целью разрешения больших градиентов параметров в ядре вихря реализовалось экспоненциальное сгущение сетки по осям y , z . Для лучшего прогнозирования течения в энергоисточнике и зоне взаимодействия вихря со скачком вдоль оси x использовалась двухзональная равномерная сетка с шагом в области перед скачком при $M_\infty = 3$ и 5 соответственно в 2,5 и 3,2 раза меньшим, чем далее вниз по потоку. При этом в расчетах для вихрей с дозвуковыми ядрами и без энергоисточника при $M_\infty = 3$ и 5 использовалась равномерная вдоль оси x сетка $121 \times 79 \times 79$ без зонального деления, а с целью изучения эволюции течения по времени была также выполнена дополнительная серия расчетов на этой же сетке в увеличенной в два раза вдоль оси x области ($300 \times 80 \times 80$ мм). На входе в расчетную область задавались начальные параметры набегающего потока, на выходе — мягкие условия, а на остальных границах — условия отсутствия отражения возмущений.

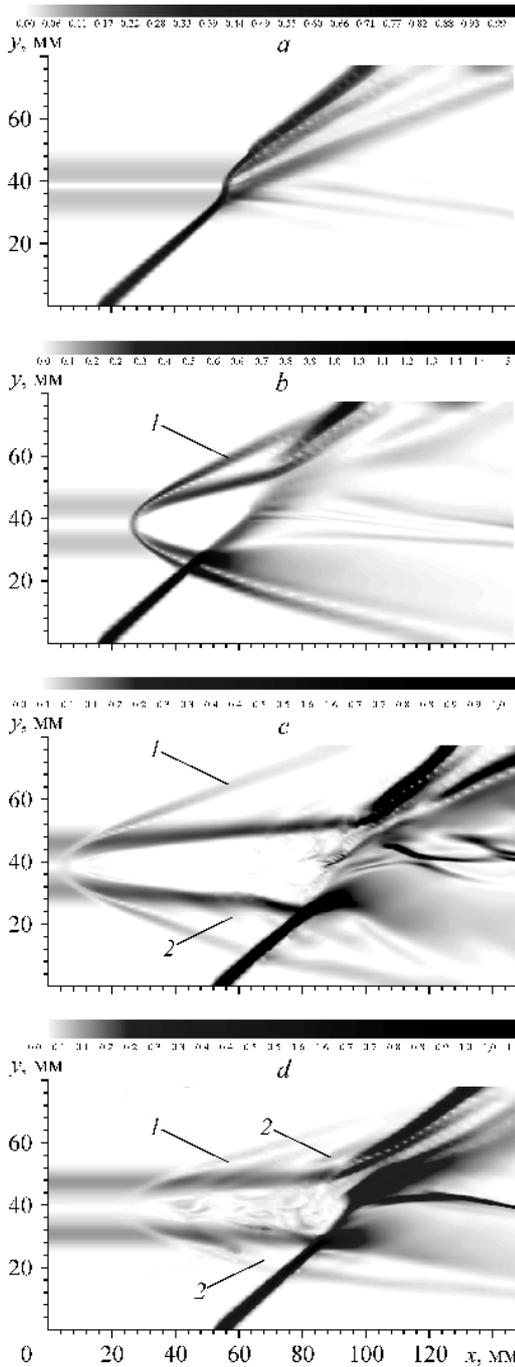
Выполненные на этой основе численные исследования свойств вихревых течений без энергоподвода [16], а также различных течений с подводом энергии [11, 12] подтвердили надежность алгоритма.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Взаимодействия вихрей с косым скачком уплотнения при отсутствии энергоподвода

Для получения необходимых данных для последующего анализа свойств рассматриваемых течений в условиях энергоподвода проведены дополнительные расчеты взаимодействия продольного вихря с косым скачком без подвода энергии, которые заметно расширяют известные результаты [15, 16].

В качестве базового режима, в условиях которого далее исследуется влияние энергоподвода, выбран режим умеренного взаимодействия. Газодинамические особенности течения в этом режиме при $M_\infty = 3$, $\Phi = 0,8$ и сверхзвуковой скорости на оси в невозмущенном вихре, соответствующей числу Маха $M_c = 1,86$, иллюстрируются полученным в расчетах полем градиента плотности в вертикальном сечении $z = 40$ мм, проходящем через ось вихря (рис. 3, *a*). В этих условиях исходный косой скачок трансформируется в окрестности оси вихря в скачок сильного семейства, за которым существует локальная дозвуковая зона без признаков взрыва вихря.



Как видно из распределений относительного статического p/p_∞ и полного p_t/p_∞ давлений вдоль горизонтальной линии, совпадающей с осью невозмущенного вихря (линии 1 и 2, рис. 4, *a*), несмотря на заметные потери полного давления в отмеченном сильном скачке, его уровень остается достаточным для преодоления последующего роста статического давления, что препятствует остановке потока.

Уменьшение осевой скорости в вихре при $\Phi = 0,6$ сопровождается снижением соответствующего ей числа Маха до значения $M_c = 1,23$ и приводит к взрыву вихря с образованием рециркуляционной зоны фиксированного размера (рис. 3, *b*) с дозвуковым пространственным течением внутри нее. В окрестности оси вихря на некотором расстоянии от исходного косоугольного скачка формируется прямой скачок уплотнения, вырождающийся во внешнем течении в конический косой скачок 1, напоминающий отрывной. За прямым скачком реализуется сингулярная точка торможения потока [11, 12], полное давление в которой

Рис. 3. Газодинамическая структура течения при взаимодействии вихря с косым скачком уплотнения в условиях различных режимов при $M_\infty = 3$, $\zeta = 0,170$.

a — режим умеренного взаимодействия ($\Phi = 0,8$); *b* — взрыв вихря со сверхзвуковым ядром ($\Phi = 0,6$); *c, d* — взрыв вихря с дозвуковым ядром (соответственно, $\Phi = 0,4$ и $0,1$).

снижается до уровня статического (рис. 4, *b*). Статическое давление в расположенной ниже по течению области взрыва вихря практически постоянно и близко к полному. Учитывая обнаруженную слабую нестационарность течения в окрестности точки торможения и довольно медленное перемещение этой точки против потока к некоторому предельному положению, количество итераций в данных расчетах пришлось увеличить примерно в 10 раз по сравнению с [16] для получения надежного решения. Рассмотренные выше результаты находятся в хорошем соответствии с расчетами [15] и полученные газодинамические особенности течений качественно соответствуют наблюдаемым в экспериментах с помощью оптической визуализации [3, 20].

Проведенные дополнительные расчеты позволили также реализовать режим взрыва вихря с дозвуковым ядром ($M_c = 0,76$) при $\Phi = 0,4$ (см. рис. 3, *c*), в условиях которого течение существенно отличается от рассмотренных выше режимов. Особенностью такого течения является более продолжительный рост протяженности области взрыва вверх по потоку и соответствующее перемещение расположенной в ее начале сингулярной точки. При этом во внешнем течении формируется ослабевающий конический косой скачок 1, который, постепенно искривляясь, распространяется в направлении к оси вихря. В отличие от предыдущего случая, в окрестности вихря не наблюдаются отчетливые признаки прямого скачка. Показанная фаза развития течения соответствует некоторому моменту времени ($t = 688,7$ мкс), когда зона взрыва, продолжая свое движение, еще не достигла левой границы расчетной области. Распределения статического и полного давлений для рассматриваемой фазы развития течения показаны линиями 1 и 2 соответственно на рис. 4, *c*. Характерной особенностью в этих условиях, в отличие от проанализированного

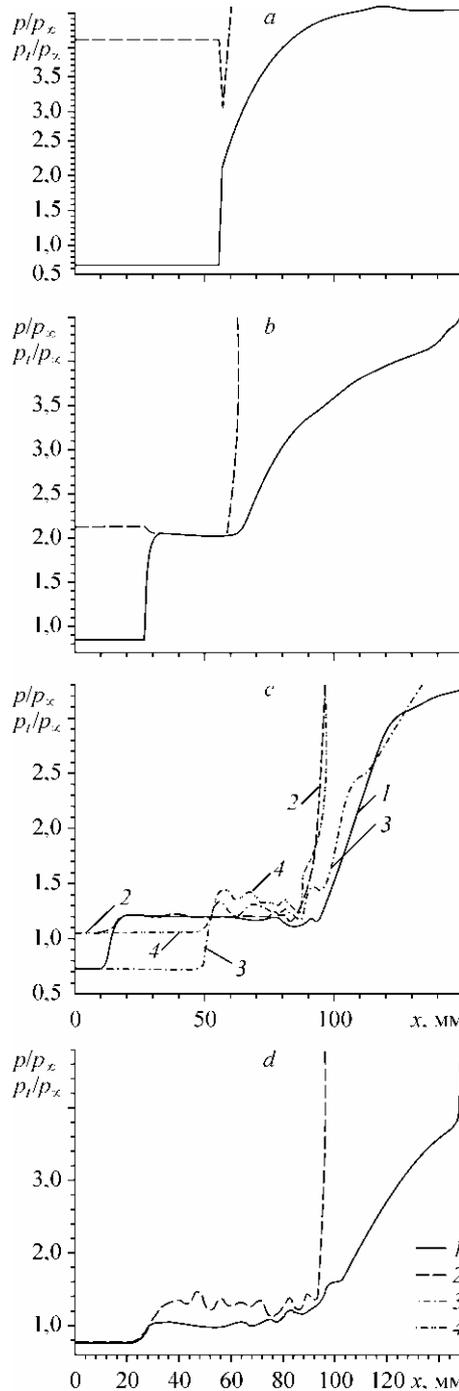


Рис. 4. Распределения относительного статического (1, 3) и полного (2, 4) давлений в условиях взаимодействия вихря с косым скачком уплотнения при $M_\infty = 3$, $\zeta = 0,170$.

a — режим умеренного взаимодействия ($\Phi = 0,8$); *b* — взрыв вихря со сверхзвуковым ядром ($\Phi = 0,6$); *c, d* — взрыв вихря с дозвуковым ядром (соответственно, $\Phi = 0,4$ и $0,1$).

раннее случая (см. рис. 4, *b*), является более высокий уровень полного давления в зоне взрыва по сравнению с его значением на оси невозмущенного вихря, что обуславливает возможность дальнейшего распространения этой зоны и скачка *1* против потока. При этом в зоне взрыва величина полного давления (линия 2) незначительно превышает уровень статического (линия 1), что характеризует низкую скорость возвратного течения. Следует также отметить, что относительные уровни этих давлений заметно ниже, чем в предыдущем случае взрыва вихря со сверхзвуковым ядром. Особенности распределений статического и полного давлений на одном из предшествующих этапов развития зоны взрыва ($t = 286,7$ мкс) в рассматриваемых условиях иллюстрируют соответственно кривые 3 и 4 (см. рис. 4, *c*). Как видно, на этом этапе в условиях более интенсивного возвратного течения полное давление в зоне взрыва заметно превышало статическое. Наблюдаемая тенденция к постепенному снижению по времени уровня относительных полного и статического давлений в зоне взрыва свидетельствует о ее постепенном вырождении в процессе эволюции. Более детально эти особенности анализируются ниже.

При дальнейшем уменьшении осевой скорости в невозмущенном вихре до уровня $M_c = 0,18$ ($\Phi = 0,1$), как и в предыдущем случае, наблюдалось непрерывное распространение области взрыва против потока (см. рис. 3, *d*). При этом в рассматриваемый момент времени ($t = 212,9$ мкс) зафиксировано более значительное уменьшение угла наклона скачка *1*, а также дальнейшее снижение угла отклонения сдвигового слоя за ним на внешней границе области взрыва. Как следует из рис. 4, *d*, полное давление (линия 2) в зоне взрыва в этот момент, заметно превышает статическое давление (линия 1), как и в ранее рассмотренном случае при ($t = 286,7$ мкс) (см. рис. 4, *c*, линии 4 и 3). На рис 4, *c*, *d* видно, что снижение скорости на оси невозмущенного вихря способствует уменьшению уровня статического давления в зоне взрыва. Необходимо отметить заметную неоднородность в распределениях статического и полного давлений в области взрыва в этих условиях (см. рис. 4, *d*),

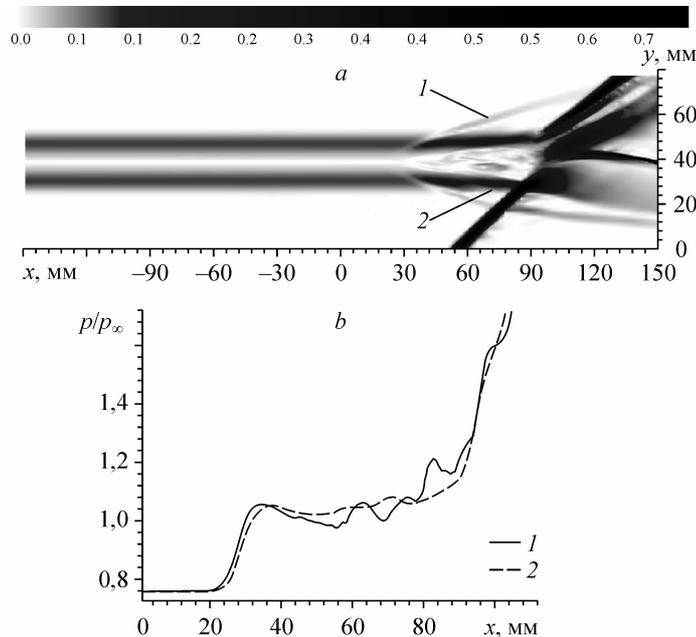


Рис. 5. Особенности течения в условиях взрыва вихря при $M_\infty = 3$, $\zeta = 0,170$, $\Phi = 0,1$.

a — градиенты плотности при $t = 212,9$ мкс; *b* — распределения статического давления в расчетах на исходной (1) и увеличенной (2) вдоль оси x области.

а также распространяющиеся во внешний поток слабые скачки 2, формирующиеся над сдвиговым слоем (см. рис. 3, *d*). Признаки аналогичных слабых скачков 2, хотя и менее отчетливо, наблюдаются и в случае, показанном на рис. 3, *c*.

Необходимо отметить, что, поскольку при дозвуковой скорости на оси вихря акустические возмущения могут распространяться от области взаимодействия вверх по потоку вплоть до входной границы, нарушая заданные граничные условия, приведенные на рис. 3, *c, d*, стадии развития течения показаны для моментов времени, при которых этого еще не происходило. С целью анализа дальнейшей эволюции рассматриваемого течения при $M_c = 0,18$, $\Phi = 0,1$ (см. рис. 3, *d*) с сохранением исходных условий на входной границе были выполнены исследования с использованием увеличенной в два раза протяженностью расчетной области вдоль оси x и сеткой той же размерности ($121 \times 79 \times 79$). Очевидно, что полученная в этих расчетах газодинамическая структура течения (рис. 5, *a*) практически идентична зафиксированной в расчетах с более близкой к скачку входной границей

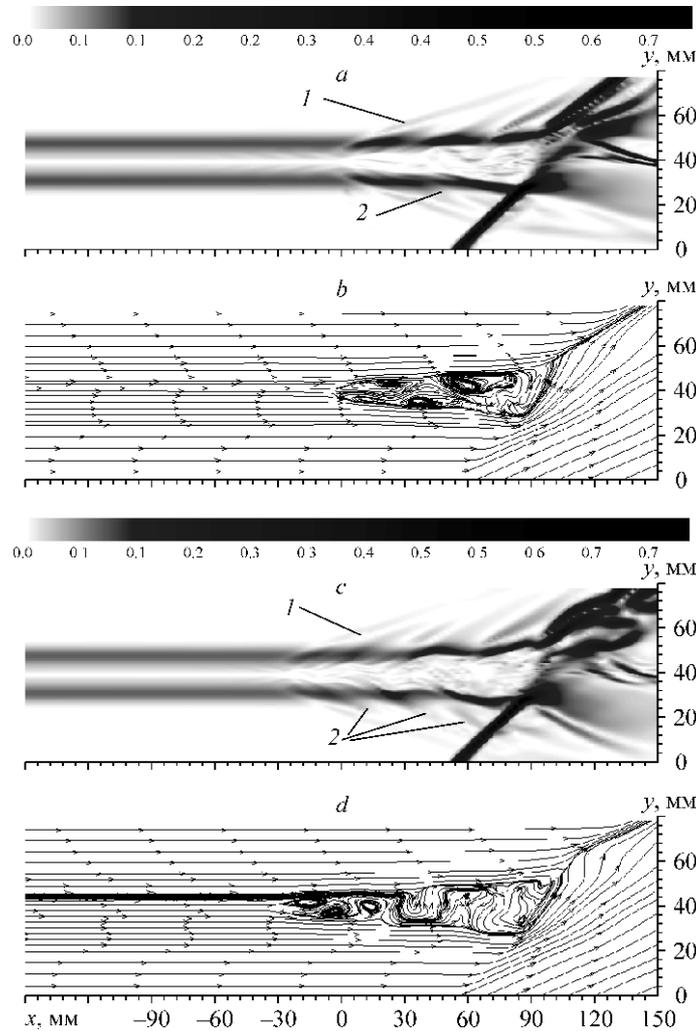


Рис. 6. Эволюция градиентов плотности (*a, c*) и линий тока (*b, d*) при взаимодействии вихря с косым скачком уплотнения при $M_c = 3$, $\zeta = 0,170$, $\Phi = 0,1$.

$t = 319,5$ (*a, b*), $425,9$ (*c, d*) мкс.

(см. рис. 3, *d*) в тот же момент времени, несмотря на увеличение шага сетки по оси x в два раза. Этот вывод подтверждается также хорошим соответствием распределений статического давления (линии 1 и 2) в этих случаях (рис. 5, *b*), которые демонстрируют практически совпадающие уровни этих давлений в зоне взрыва и ее одинаковую протяженность. (Начало координат на рис. 5, *a, b* выбрано в соответствии с положением первоначальной входной границы, показанном на рис. 3, *d*). Очевидно, что увеличение шага вдоль оси x привело лишь к небольшому размазыванию скачков 1 и 2 (см. рис. 5, *a*) и некоторому сглаживанию неоднородностей в распределении статического давления в области взрыва (рис. 5, *b*).

Дальнейшая эволюция исследуемого течения показана на рис. 6. Как видно, с увеличением времени наблюдается рост зоны взрыва вихря, протяженность которой существенно превышает наблюдавшуюся ранее для рассмотренного случая вихря со сверхзвуковым ядром (см. рис. 3, *b*). Анализ полей градиентов плотности (рис. 6, *a, c*) и соответствующих этим фазам линий тока в вертикальном сечении,

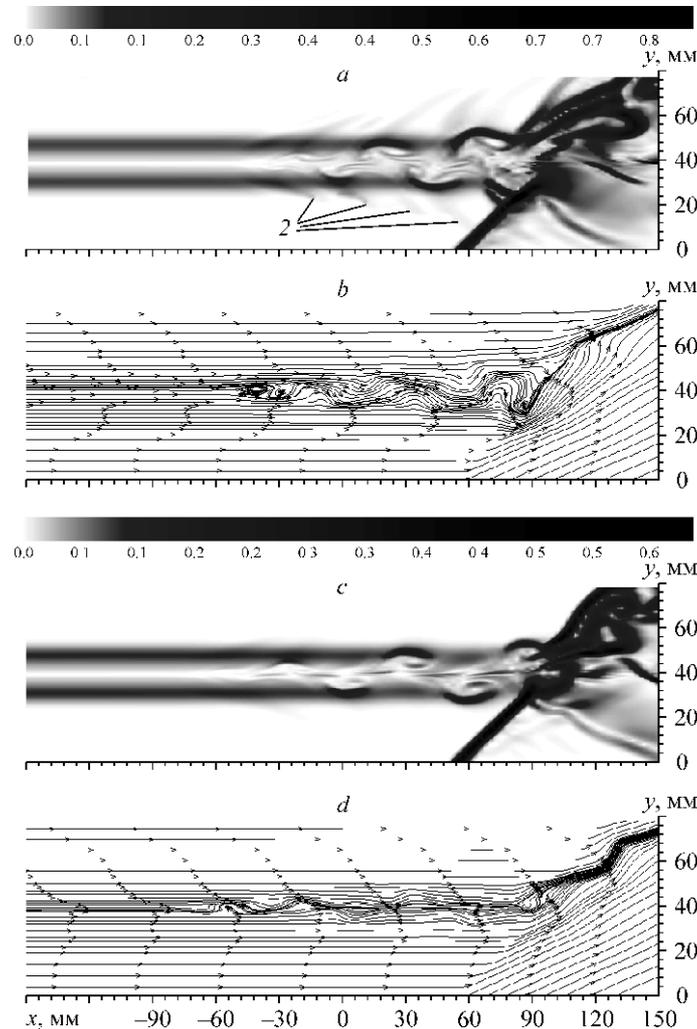


Рис. 7. Особенности течения на стадиях вырождения области взрыва при $M_\infty = 3$, $\zeta = 0,170$, $\Phi = 0,1$.
 $t = 532,4$ (*a, b*), $674,3$ (*c, d*) мкс.

проходящем через ось вихря (рис. 6, *b, d*), свидетельствует о том, что наблюдаемые слабые скачки 2, распространяющиеся из области взрыва во внешний поток за скачком 1, обусловлены обтеканием формирующихся в ней неоднородностей в виде когерентных вихревых структур. Отмеченные особенности и пространственная структура возникающих возмущений требуют более глубокого анализа.

Показанные на рис. 7 очередные фазы развития течения характеризуют постепенное вырождение области взрыва вихря по мере распространения ее против потока. При этом наблюдается уменьшение угла отклонения сдвигового слоя, охватывающего эту зону (рис. 7, *a, b*), с последующим исчезновением признаков скачков 1 и 2 (рис. 7, *c*) и вырождением когерентных вихревых структур в зоне взрыва (рис. 7, *d*).

Распределения газодинамических параметров вдоль оси вихря, соответствующих рассмотренным на рис. 5–7 пяти моментам времени, иллюстрируются рис. 8. Как следует из рис. 8, *a*, с течением времени наблюдается падение уровня и градиента статического давления в области взаимодействия перед исходным косым скачком. Анализируя распределения скоростей вдоль осевой линии, отрицательные значения которых соответствуют областям возвратного течения (рис 8, *c*) совместно с полным давлением (рис 8, *b*), видно, что крупномасштабная область взрыва с возвратным течением (кривые 1) постепенно растет (кривые 2), а затем делится на две локальные рециркуляционные зоны (кривые 3), одна из которых удалена от скачка, а другая — примыкает к нему. Со временем эти две зоны оттесняются друг от друга проникающим между ними потоком с высоким полным давлением из периферийной части вихря, который ориентирован в направлении к скачку (кривые 4). На последнем рассчитанном этапе (кривые 5) эти две зоны практически вырождаются, а повышенное полное давление в потоке между ними начинает уменьшаться. Показанные на рис. 6, *b, d* и 7, *b, d* картины линий тока отражают описанные особенности развития течения. Следует ожидать, что по мере дальнейшего вырождения возмущений и релаксации снижающегося полного давления перед косым скачком зона взрыва может возникать повторно и этот процесс будет периодически повторяться.

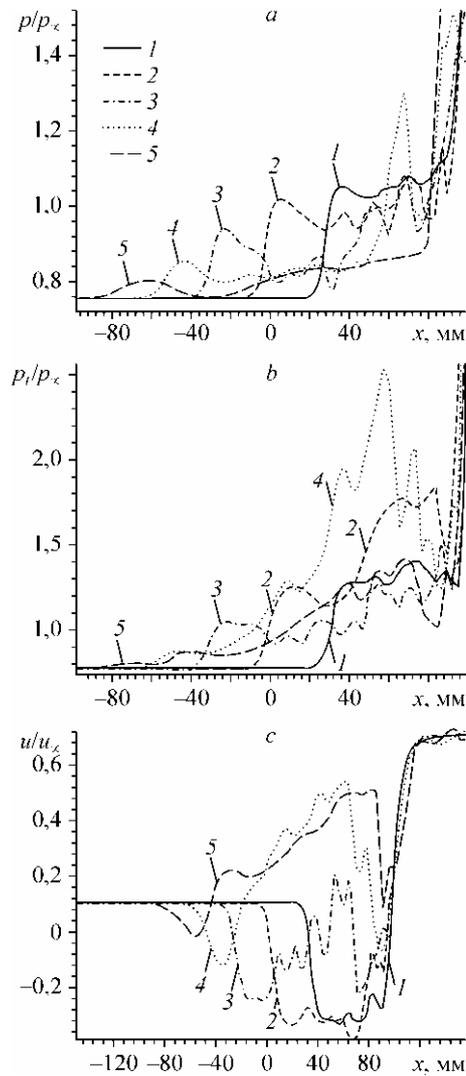


Рис. 8. Распределения относительного статического (*a*) и полного (*b*) давлений, а также относительной скорости (*c*) при $M_\infty = 3$, $\zeta = 0,170$, $\Phi = 0,1$ в различные моменты времени.

$t = 212,9$ (1), $319,5$ (2), $425,9$ (3), $532,4$ (4), $674,3$ (5) мкс,

Исследование этих особенностей представляет собой самостоятельную актуальную задачу и планируется на очередном этапе.

Необходимо отметить, что развитие протяженной области разрушения вихря перед скачком качественно напоминает явление распространения предвестника в пристенных слоях с пониженной плотностью, изучавшееся, например, в [21, 22]. Вместе с тем, выполненные в указанных работах расчеты демонстрируют автоматический рост рециркуляционной зоны и охватывающей ее конфигурации скачков с течением времени, в отличие от выявленного в настоящих исследованиях затухающего характера развития распространяющихся против потока возмущений.

Выполненные расчеты взаимодействия вихря с косым скачком при $M_\infty = 5$ и значениях $\Phi = 0,8, 0,6, 0,35$ и $0,05$ и соответствующим им числам Маха на оси вихря $M_c = 2,39, 1,46, 0,75$ и $0,1$ обнаружили качественно сходные рассмотренным выше режимы и свойства реализующихся течений. При этом увеличение числа Маха сопровождается уменьшением угла θ скачка I , охватывающего область взрыва, и остальных возмущений, распространяющихся от нее во внешний поток вниз по течению.

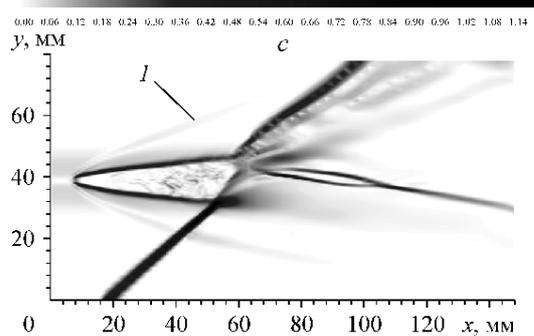
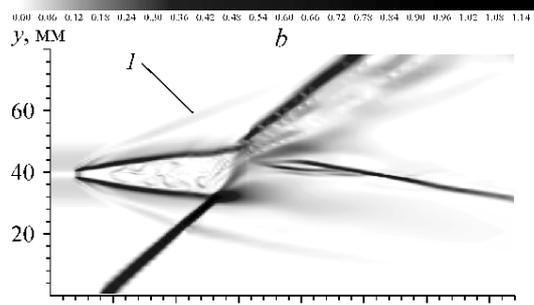
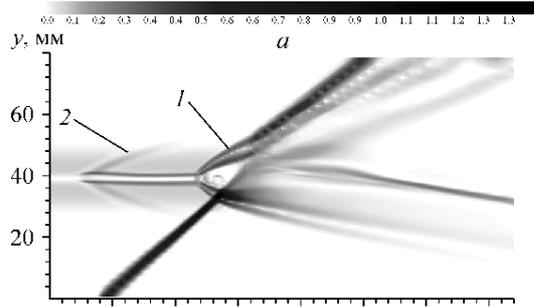
Взаимодействия вихрей с косым скачком уплотнения в условиях энергоподвода

Подвод энергии на оси вихря в точке $x_0 = 12$ мм в условиях исходного режима умеренного взаимодействия при $M_\infty = 3$ и $\Phi = 0,8$ (см. рис. 3, *a*), с помощью описанного выше эллипсоидального источника протяженностью $\Delta x = 4$ мм и значением $\varepsilon = 0,29$, в результате взаимодействия со скачком распространяющегося от источника осесимметричного следа с пониженной плотностью приводит к формированию локальной рециркуляционной зоны (рис. 9, *a*). Она образуется на оси следа за точкой торможения с координатой $x \approx 49,5$ мм (рис. 10, *a*), а течение в ней имеет явно пространственный характер [11]. Эта зона охвачена близким к коническому и аналогичным отрывному скачком I , который расположен за возмущениями 2 , распространяющимися от переднего фронта источника (см. рис. 9, *a*). Скачок I проникает из внешнего потока до оси следа и располагается перед точкой торможения. Из-за повышения температуры при подводе энергии и соответственно скорости звука, значение числа Маха на оси следа непосредственно перед этим скачком понижается, но остается сверхзвуковым ($M_c = 1,3$). Реализующаяся картина течения аналогична случаю взрыва вихря со сверхзвуковым ядром ($M_c = 1,23$) в режиме сильного взаимодействия (см. рис. 3, *b*), что также подтверждается качественным соответствием распределений давления в окрестности области взрыва в этих условиях (см. рис. 4, *b* и 10, *a*). Наблюдаемое значительное уменьшение полного давления и локальный пик статического давления при $x \geq 8$ мм здесь связаны с влиянием энергоподвода (рис. 10, *a*).

Увеличение параметра энергоподвода до $\varepsilon = 9,71$ приводит к формированию крупномасштабной рециркуляционной зоны дозвукового течения (см. рис. 9, *b*), которая по своим геометрическим и газодинамическим свойствам кардинально отличается от рассмотренного выше случая: протяженность образовавшейся зоны взрыва примерно в 4 раза больше, а положение точки торможения соответствует координате $x \approx 18$ мм. В отличие от предыдущего случая, характерное число Маха на оси в следе за источником (полученное в расчетах на ранних стадиях движения точки торможения) в анализируемом течении дозвуковое $M_c = 0,62$. Очевидно, что формирование крупномасштабной рециркуляционной зоны в таких условиях происходит в результате взрыва ядра вихря, ставшего дозвуковым под влиянием более интенсивного энергоподвода. Это подтверждается сходством газодинамической

Рис. 9. Взаимодействие вихря с косым скачком уплотнения при стационарном энергоподводе на оси ($x_0 = 12$ мм) в условиях режима умеренного взаимодействия ($M_\infty = 3$, $\Phi = 0,8$, $\zeta = 0,170$).

Взрывы вихрей: со сверхзвуковым ядром при $\varepsilon = 0,29$, $\Delta x = 4$ мм (а), с дозвуковым ядром при $\varepsilon = 9,71$, $\Delta x = 4$ мм (b), с дозвуковым ядром при $\varepsilon = 24,26$, $\Delta x = 5$ мм (c).



структуры такого течения (см. рис. 9, b) с реализующейся при взрыве вихря с дозвуковым ядром в отсутствие энергоподвода на ранних этапах (см. рис. 3, c, d), а также качественно аналогичным характером распределений статического (линия 1) и полного (линия 2) давлений в зоне взрыва при энергоподводе (см. рис. 10, b) и без него (см. рис. 4, c, d). Распределения статического и полного давлений на более раннем этапе развития зоны взрыва в дозвуковом следе за источником показаны, соответственно, кривыми 3 и 4 (см. рис. 10, b). Как видно, и в этом случае рост зоны был обусловлен повышенным полным давлением в ней по сравнению со значением в следе перед ней, формирующемся за

энергоисточником. Вместе с тем, предельное положение точки торможения и, соответственно, протяженность области взрыва в случае с подводом энергии оказываются фиксированными и определяются местоположением источника. В условиях, когда отрывной скачок 1 достигает переднего фронта области энергоподвода и объединяется с расположенным перед ней прямым скачком уплотнения, более высокое полное давление в ядре невозмущенного вихря, по сравнению с его значением в зоне взрыва, препятствует дальнейшему росту этой зоны. Более заметный пик статического давления в условиях повышенной интенсивности энергоподвода при $x \approx 8$ мм (см. рис. 10, b), по сравнению с предыдущим случаем (см. рис. 10, a), соответствует отмеченным выше возмущениям перед зоной энергоподвода.

Как показали расчеты, при дальнейшем увеличении параметра энергоподвода до значения $\varepsilon = 24,26$ в более протяженном источнике ($\Delta x = 5$ мм) и снижении числа Маха в следе за ним до значения $M_c \approx 0,44$, газодинамические особенности реализующегося течения (см. рис. 9, c) качественно почти не отличаются от случая на рис. 9, b. Это подтверждается и сходством характера распределений статического (линии 1, 3) и полного (линии 2, 4) давлений в данном случае (рис. 10, c) в сравнении с рассмотренным (см. рис. 10, b). Можно отметить лишь небольшое понижение уровня статического давления в зоне взрыва и более четкую область

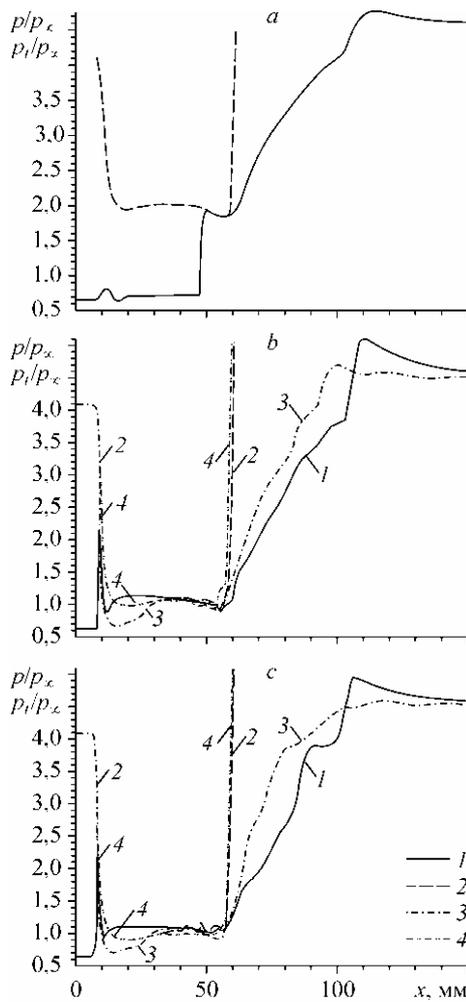


Рис. 10. Распределения относительного статического (1, 3) и полного (2, 4) давлений при стационарном энергоподводе в условиях режима умеренного взаимодействия ($M_\infty = 3$, $\Phi = 0,8$, $\zeta = 0,170$).

Взрывы вихрей: со сверхзвуковым ядром при $\varepsilon = 0,29$, $\Delta x = 4$ мм (а), с дозвуковым ядром при $\varepsilon = 9,71$, $\Delta x = 4$ мм (б), с дозвуковым ядром $\varepsilon = 24,26$, $\Delta x = 5$ мм (с).

его постоянного значения (плато) при увеличении ε . Как видно, в рассматриваемых условиях с подводом энергии распределения статического (линия 1) и полного (линия 2) давлений в установившейся зоне взрыва (см. рис. 10, б, с) имеют гладкий характер, в отличие от случая, представленного на рис. 4, д. В этих условиях (см. рис. 9, б, с) не заметны и ранее отмеченные отчетливые волны сжатия (линия 2) (см., например, рис. 3, д), распространяющиеся от зоны взрыва во внешнее течение.

Проведенные расчеты аналогичных взаимодействий с энергоподводом при $M_\infty = 5$, $\Phi = 0,8$ и значениях $\varepsilon = 0,77$ и $5,12$ ($M_c \approx 1,22$ и $0,91$) обнаружили особенности течений, качественно сходные с рассмотренными, с признаками взрыва сверх- и дозвукового ядра вихря соответственно [12].

С практической точки зрения перспективным является использование в различных условиях не стационарных, а импульсно-периодических источников, позволяющих реализовать необходимые достаточно большие пиковые мощности подвода энергии для пробоя газа с образованием низкотемпературной плазмы (см. обзоры [6–9]). При достаточных частотах таких источников и обеспечении их энергетической эквивалентности можно реализовать течения со свойствами, близкими к формирующимся, в условиях стационарного энергоподвода. Квазистационарность течения достигается при условии, что за период T возмущение от зоны энергоподвода сносится по потоку на расстояние, меньшее ее длины [23, 24]. В рассматриваемых случаях с источниками на оси вихря это условие определяется простым соотношением $\sigma = (U_c T)/(2\Delta x) < 1$. Условие энергетической эквивалентности определяется равенством параметра энергоподвода в нестационарном и стационарном случаях $\varepsilon = \varepsilon_{\text{стан}}$.

Результаты расчетов, демонстрирующие особенности течений в условиях импульсно-периодического энергоподвода с длительностью импульсов $\tau = 1$ мкс, частотой их следования $F = 100$ кГц и значением параметра $\sigma \approx 1$, приведены на рис. 11 а, б. На рис. 11, а показано течение, реализующееся в условиях воздействия импульсно-периодического источника с параметром $\varepsilon = 0,29$ в момент времени $t = 97T$, соответствующее рассмотренному случаю со взрывом сверхзвукового ядра вихря при стационарном энергоподводе с тем же значением ε (см. рис. 9, а). Очевидно сходство

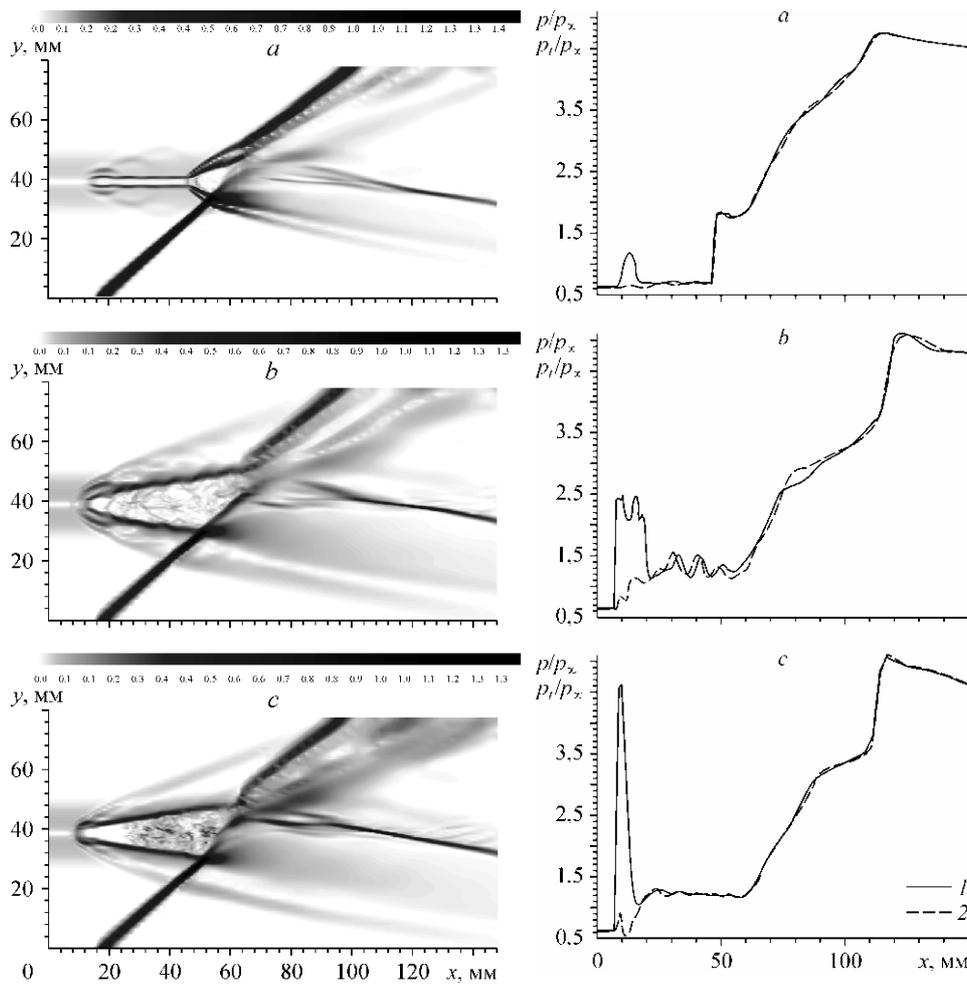


Рис. 11. Взаимодействие вихря с косым скачком при импульсно-периодическом энергоподводе на оси ($x_0 = 12$ мм, $\tau = 1$ мкс) в условиях режима умеренного взаимодействия ($M_\infty = 3$, $\Phi = 0,8$, $\zeta = 0,170$).

$\varepsilon = 0,29$ (a), 9,71 (b, c); $\sigma \approx 1$ (a, b), 0,5 (c); $t = 97$ (a), 33 (b), 67 (c) T .

Рис. 12. Распределения относительного статического давления при импульсно-периодическом энергоподводе на оси вихря в условиях режима умеренного взаимодействия с косым скачком ($M_\infty = 3$, $\Phi = 0,8$, $\zeta = 0,170$).

$\varepsilon = 0,29$ (a), 9,71 (b, c); $\sigma \approx 1$ (a, b), 0,5 (c); $t = 96,2$ (a, 1), 32,2 (b, 1), 66,2 (c, 1) T ; $t = 97$ (a, 2), 33 (b, 2), 67 (c, 2) T .

этих течений, за исключением наблюдаемой ячеистой структуры ударных волн, распространяющихся от пульсирующего энергоисточника, которая обусловлена периодичностью импульсов. Такое сходство подтверждается и соответствием распределений статического давления, приведенных для моментов времени $t = 96,2T$ и $97T$ (соответственно, кривые 1 и 2, рис. 12, a), характерному для стационарного энергоподвода (рис. 10, a, кривая 1). Аналогичное сходство наблюдается и для газодинамических картин течений в случаях взрыва дозвукового ядра вихря в условиях импульсно-периодического (см. рис. 11, b, $t = 33T$) и стационарного (см. рис. 9, b) энергоподвода при $\varepsilon = 9,71$. Характер распределения статического давления при импульсно-периодическом энергоподводе, показанный для моментов $t = 32,2T$ и $33T$ (кривые 1 и 2 соответственно, рис. 12, b), демонстрирует качественное

сходство с соответствующим стационарному случаю (см. рис. 10, *b*), однако при этом сохраняется заметная неоднородность и нестационарность, обусловленная наблюдаемой ячеистой структурой волн, сносимых вниз по потоку.

Уменьшение параметра квазистационарности до значения $\sigma \approx 0,5$ путем увеличения частоты до $F = 200$ кГц при сохранении $\varepsilon = 9,71$ приводит к исчезновению различных признаков ячеистой структуры возмущений (см. рис. 11, *c*), в результате чего реализующееся течение практически не отличается от соответствующего стационарного (см. рис. 9, *b*). Это подтверждается и сходством распределений статического давления для указанных случаев (соответственно, рис. 12, *c* и 10, *b*). Сравнение таких распределений в разные моменты времени $t = 66,2T$ и $67T$ (см. рис. 12, *c*, кривые 1 и 2) свидетельствуют о практически стационарном течении в области взрыва и далее вниз по потоку, за исключением локальной зоны непосредственно около пульсирующего источника. Следует отметить, что, хотя протяженность образовавшейся зоны взрыва примерно в 4 раза больше, чем в условиях сверхзвукового следа за источником (см. рис. 11, *a*), ее формирование происходит примерно в 2,5 раза быстрее.

Обобщение расчетных и экспериментальных данных для угла конического скачка, охватывающего область разрушения вихря

В работе [1], где экспериментально изучалось взаимодействие вихря с прямым скачком, было впервые отмечено сходство явлений разрушения вихря и отрыва пристенного турбулентного пограничного слоя. Выполненное в ней сравнение экспериментальных значений угла отклонения θ конического скачка *I*, охватывающего область взрыва вихря, при числах Маха $M_\infty = 1,4-1,95$ (символ 1, рис. 13), с зависимостями для угла наклона отрывного скачка в двумерных и конических отрывных течениях (линии *I* и *II* соответственно), демонстрирует их совпадение и отмеченную аналогию течений. Указанные зависимости получены на основе эмпирических корреляций для критического отношения статического давления p_p/p_∞ на отрывном скачке (или давления в области плато в отрывной зоне). Отмеченная корреляция подтверждается вплоть до значений числа Маха $M_\infty = 6$ результатами современных экспериментальных исследований взрыва вихря в условиях его взаимодействия с прямыми скачками (символы 2, см. рис. 13) при $M_\infty = 3, 4$ и 6 [25] и (символы 3) при $M_\infty = 2,5$ [26], а также с косым скачком уплотнения (символы 4) при $M_\infty = 2,5$ [20].

Углы наклона конического скачка *I* (см. рис 3, *b*), который, согласно проведенным вычислениям, при $M_\infty = 3$ и 5 охватывает области взрыва вихрей со сверхзвуковыми ядрами ($M_c = 1,23$ и $1,46$ соответственно; символы 5, см. рис. 13), хорошо соответствуют зависимости, показанной линией *II*. Точность определения этих углов на основе рассчитанных газодинамических схем течений составляла $\pm 0,5^\circ$.

Как отмечено выше, в рассмотренных случаях вихрей с дозвуковыми ядрами (рис. 3, *c, d*) скачок *I* перемещается против набегающего потока с некоторой дополнительной скоростью в результате непрерывного роста зоны взрыва. Результаты расчетов показали, что величина этой скорости возрастает с уменьшением значения числа Маха на оси вихря M_c при фиксированной величине M_∞ . Так, при $M_\infty = 3$ в случаях с $M_c = 0,76$ и $0,18$ характерные числа Маха скачка *I* в моменты времени, соответствующие показанным на рис. 3, *c, d* фазам развития течений, и вычисленные по его суммарной скорости U_s , а также по скорости звука во внешнем набегающем потоке, принимали значения $M_s \approx 3,26$ и $3,82$ соответственно. Величины угла наклона скачка *I* для данных значений M_s обозначены на рис. 13

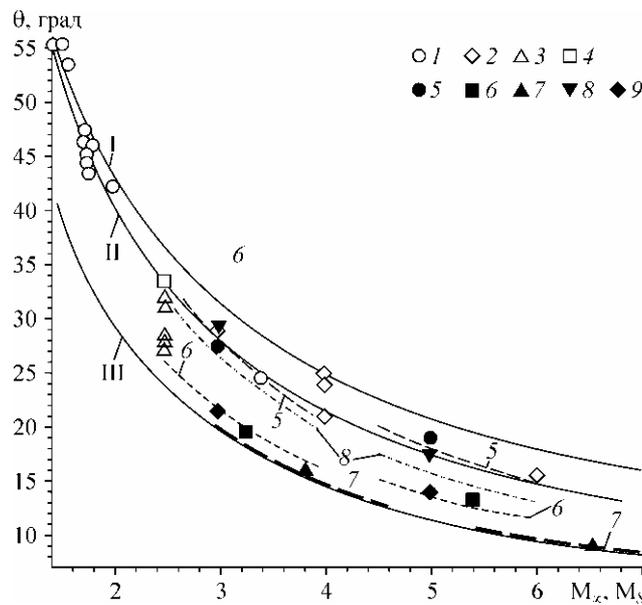


Рис. 13. Зависимости углов наклона отрывного скачка от числа Маха.

Эксперименты: 1 [1], 2 [25], 3 [26], 4 [20]. Численные расчеты: 5 — взрыв вихря со сверхзвуковым ядром; 6, 7 — взрыв вихря с дозвуковым ядром; 8 — взрыв вихря со сверхзвуковым ядром, инициированный подводом энергии; 9 — взрыв вихря с дозвуковым ядром, инициированный подводом энергии.

символами 6 и 7. Углы наклона скачка I для качественно аналогичных режимов и стадий развития течения при $M_\infty = 5$ и значениях $M_c = 0,75$ и $0,1$ также обозначены символами 6 и 7 при реализующихся характерных числах Маха $M_S \approx 5,41$ и $6,52$ (см. рис. 13). Интенсивности скачков I , рассчитанные аналитически по указанным значениям чисел M_S и углов θ , которые измерялись для рассматриваемых фаз развития течения, хорошо согласуются с данными численных расчетов. Как видно из рис. 13, в условиях взрыва вихря с дозвуковым ядром величина угла θ постепенно уменьшается по мере снижения осевого числа Маха M_c и стремится к предельному значению $\theta = \arcsin 1/M_S$ (кривая III). Учет дополнительной скорости движения скачка I против потока существенно уточняет приведенное в [12] обобщение.

Принимая во внимание предполагаемую аналогию между процессами взрыва вихря и отрыва турбулентного пограничного слоя [1], для оценки величины угла наклона скачка I в условиях стационарной зоны взрыва (см. рис. 3, *b*) можно применить рассмотренную в [27] модель, которая была использована для вычисления критической интенсивности отрывного скачка уплотнения в двумерном приближении. В цитируемой работе предполагаются условия изобаричности течения в отрывной зоне и равенства статического давления в ней давлению торможения некоторой характерной пристенной струйки тока с учетом потерь в прямом скачке уплотнения:

$$\frac{P_p}{P_\infty} = \frac{P_{ts}}{P_\infty}. \quad (5)$$

Левая часть этого соотношения фактически характеризует интенсивность отрывного скачка.

В рассматриваемых вихревых течениях характерной стружкой тока с минимальным значением полного давления является осевая. Анализ полученных расчетных данных в зонах взрыва, включая и обсуждавшиеся результаты, приведенные

на рис. 4, *b*, подтверждает изобаричность течения в этих зонах. При этом давление в области плато в случае взрыва сверхзвукового ядра равно полному давлению, реализующемуся в точке торможения потока, и может быть вычислено по формуле:

$$\frac{p_{ts}}{p_{\infty}} = \frac{p_{ts}}{p_c} \frac{p_c}{p_{\infty}}, \quad (6)$$

где p_c/p_{∞} — отношение статического давления на оси вихря к его величине в набегающем потоке.

Отношение полного давления в точке торможения к статическому давлению на оси невозмущенного вихря (p_{ts}/p_c) рассчитывается по известной формуле Рэля с учетом потерь полного давления в нормальном скачке уплотнения, который всегда существует в случае взрыва вихря со сверхзвуковым ядром (при $M_c > 1$). Используя формулу для интенсивности наклонной ударной волны с углом θ применительно к скачку *l* во внешнем набегающем потоке с числом Маха — M_{∞} :

$$\frac{p_p}{p_{\infty}} = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma+1} (M_{\infty}^2 \sin^2 \theta - 1), \quad (7)$$

а также равенства (5) и (6), получим соотношение для его угла наклона:

$$\sin \theta = \frac{1}{M_{\infty}} \sqrt{1 + \frac{\gamma+1}{2\gamma} \left(\frac{p_{ts}}{p_c} \frac{p_c}{p_{\infty}} - 1 \right)}, \quad (8)$$

которое с учетом формулы Рэля приобретает вид

$$\sin \theta = M_{\infty}^{-1} \sqrt{1 + \frac{\gamma+1}{2\gamma} \left[\frac{\left(\frac{\gamma+1}{2} M_c^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \frac{p_c}{p_{\infty}} - 1}{\left(\frac{2\gamma}{\gamma+1} M_c^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} p_{\infty}} \right]}. \quad (9)$$

Как видно, угол косога скачка в окрестности зоны взрыва вихря зависит не только от числа Маха набегающего потока M_{∞} , но и от значения числа Маха на оси M_c и отношения p_c/p_{∞} .

Величины угла θ , полученные из численных расчетов на основе уравнений Эйлера для случаев взрыва вихрей со сверхзвуковым ядром (символы 5, см. рис. 13), хорошо согласуются со значениями, полученными по формуле (9) (теоретические кривые 5). Для демонстрации общей тенденции изменения угла θ , теоретические решения при $M_{\infty} = 3$ показаны кривыми в диапазоне чисел Маха $M_c = 2,5-4$, а при $M_{\infty} = 5$ в интервале $M_c = 4,5-6$, которые вычислены с использованием величин M_c и p_c/p_{∞} , взятых из численных расчетов [12].

Учитывая отмеченное выше сходство течений при взрыве вихря со сверхзвуковым ядром в условиях отсутствия энергоподвода и с ним, описанная теоретическая модель может быть применена и в последнем случае. Соответствующие значения угла θ скачка *l* в условиях инициированного подводом энергии взрыва вихря ($M_{\infty} = 3$ и 5) при сохранении сверхзвуковых чисел Маха на оси в следе за источником энергоподвода (символы 8, см. рис. 13) также лежат (практически в пределах погрешности измерений) в окрестности теоретических оценок (теоретические кривые 8) по соотношению (9), которые близки экспериментальной зависимости *II*.

В условиях сформировавшейся крупномасштабной стационарной зоны взрыва вихря при более интенсивном энергоподводе (см. рис. 9, *b, c*) наблюдается значительное уменьшение значений угла θ (см. рис. 13, символы 9) и соответственно относительного статического давления в области плато (рис. 10, *b, c*, кривые 1). В этом случае, как и в рассмотренном выше, это давление соответствует давлению в точке торможения за головным скачком, которое значительно уменьшается из-за более интенсивного энергоподвода.

В работе [28] численно исследовались условия формирования предвестника при взаимодействии с нагретым неподвижным пристенным слоем газа прямого скачка, инициированного движущимся со сверхзвуковой скоростью во внешнем потоке каким-либо возмущением. Следуя этой работе, в условиях стационарного течения, когда рассчитанное по скорости скачка (или, точнее, инициирующего его возмущения) и местной скорости звука в нагретом слое число Маха является сверхзвуковым, для расчета полного давления в слое рекомендуется использовать формулу Рэля, а при дозвуковом числе Маха — известное изэнтропическое соотношение. Следуя таким представлениям, в рассмотренных случаях взрыва вихря с дозвуковым ядром может быть применено изэнтропическое соотношение, так как согласно выполненным численным расчетам характерное число Маха M_{Sc} , с которым распространялась против потока область торможения в окрестности сингулярной точки перед зонами взрыва на оси вихря, было дозвуковым ($M_{Sc} = (U_{sp} + U_c)/a_c < 1$). Здесь U_{sp} — абсолютная скорость перемещения области торможения, $(U_{sp} + U_c)$ — ее суммарная скорость с учетом полученной в расчетах скорости встречного потока на оси вихря $U_c = \Phi \cdot U_\infty$, a_c — местная скорость звука на оси вихря. Из изэнтропического соотношения с учетом характерного числа Маха на оси вихря M_{Sc} , а также формул (6) и (8) получено соотношение для определения угла наклона θ скачка 1 в случае взрыва вихря с дозвуковым ядром:

$$\sin \theta = M_s^{-1} \sqrt{1 + \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \left[\left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_{Sc}^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \frac{p_c}{p_\infty} - 1 \right]}, \quad (10)$$

в котором M_s — ранее описанное число Маха отрывного скачка во внешнем потоке. Приведенные на рис. 13 теоретические кривые 6 и 7, полученные на основе этого соотношения для рассмотренных выше случаев взрыва вихрей с дозвуковыми ядрами при соответствующих приведенным на рис. 3, *c, d* фазам развития течений моментах времени, практически совпадают со значениями углов θ , зафиксированными в численных расчетах (соответственно, символы 6 и 7). При проведении теоретических оценок использовались полученные в численных расчетах различные значения M_{Sc} .

Учитывая проведенный анализ результатов численных исследований, необходимо отметить, что заметный разброс экспериментальных данных для углов наклона θ отрывного скачка при взрыве вихрей со сверхзвуковыми ядрами (см. рис. 13, символы 1, 2, 3) может быть обусловлен зафиксированным в экспериментах движением скачка, из-за чего его интенсивность и угол отклонения могли изменяться во времени. Поскольку визуализация течений в экспериментах производилась в различные моменты времени при движении отрывного скачка вверх и вниз по потоку, для уточнения рассматриваемых корреляций необходимо уточнение характерного числа Маха M_s , учитывающего движение скачка. Целесообразны дальнейшие экспериментальные и расчетные исследования причин возникновения такой нестационарности.

Очевидно, что рассмотренные теоретические модели для анализа процесса взрыва вихрей со сверх- и дозвуковыми ядрами правильно отражают основные тенденции развития рассматриваемых течений в условиях идеального газа. Можно полагать, что существование эмпирических корреляционных зависимостей (*I* и *II*, см. рис. 13) для пристенных турбулентных отрывных течений отражает ограниченное изменение значений характерных параметров в пристенной части пограничного слоя, которые определяют величину угла θ . В то же время в условиях взрыва вихря значения этих углов могут существенно отличаться от таких корреляций в связи с возможностью изменения определяющих параметров на оси вихря в более широком диапазоне. При этом в условиях энергоподвода можно реализовать характерные режимы взрыва вихрей, наблюдаемые в ситуациях без энергоподвода, а течения в этих случаях подчиняются описанным общим закономерностям.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе численных расчетов, выполненных в рамках модели идеального газа, проанализированы особенности взаимодействия продольных вихрей с косыми скачками уплотнения. Показано, что процесс развития области взрыва в условиях дозвукового ядра вихря характеризуется непрерывным ее ростом и постепенным вырождением, в отличие от случаев реализующейся стационарной зоны фиксированного размера при сверхзвуковом ядре. Вероятно, отмеченный нестационарный процесс может носить периодический характер, и после вырождения такой зоны следует ожидать повторного ее формирования. Для подтверждения отмеченных соображений целесообразны дальнейшие расчетные и экспериментальные исследования.

Продемонстрирована возможность использования стационарного и импульсно-периодического энергоподвода для стимулирования процесса взрыва вихря в условиях его взаимодействия со скачком уплотнения. Проанализированы свойства течений для двух различных режимов взрыва вихря при энергоподводе: в условиях дозвукового и сверхзвукового следа за энергоисточником, расположенным на оси вихря. Показано, что формирование сверхзвукового следа за энергоисточником приводит к картине течения, аналогичной режиму взрыва продольного вихря со сверхзвуковым ядром при его взаимодействии с косым скачком уплотнения без энергоподвода. Образующаяся в таких условиях зона рециркуляционного течения локализована, а угол конического скачка, охватывающего эту зону, подчиняется экспериментальной зависимости для отрывных скачков, возникающих в условиях пристенных турбулентных отрывных течений.

Обнаружено, что при формировании дозвукового следа за источником на оси вихря в рассмотренных условиях область взрыва распространяется вплоть до источника, и ее размеры стабилизируются его положением, в отличие от случая взрыва изолированного вихря с дозвуковым ядром. Реализующиеся в таких условиях давления в зонах взрыва заметно ниже, чем при разрушении сверхзвукового ядра как с энергоподводом, так и без него.

Продемонстрированы возможности достижения эффектов, аналогичных стационарному случаю, при воздействии импульсно-периодического энергоисточника на рассматриваемые течения при соответствующих параметрах эквивалентности.

Показано, что характерный уровень статического давления в зоне взрыва в области плато и, как следствие, угол наклона отрывного скачка определяются значениями числа Маха M_c и относительного уровня статического давления p_c/p_∞ .

на оси вихря, которые зависят от интенсивности вихря и могут быть изменены с помощью подвода энергии. Возможный более широкий диапазон изменения указанных определяющих параметров в условиях вихревых течений объясняет более значительное отличие реализующихся давлений и угла отрывного скачка по сравнению с характерными для пристенных отрывных течений.

Обоснована и продемонстрирована необходимость учета нестационарности охватывающего зону взрыва скачка для трактовки свойств реализующихся течений и построения обобщающих зависимостей.

Целесообразно дальнейшее развитие исследований рассмотренных течений с использованием модели вязкого газа в сочетании с экспериментом.

Авторы выражают благодарность В. Н. Зудову (ИТПМ им. С.А. Христиановича СО РАН) за вклад в разработку численного алгоритма, а также профессору Д. Кнайту (Рутгерский университет, Нью-Джерси, США) за сотрудничество на предыдущем этапе развития.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Затолока В.В., Иванюшкин А.К., Николаев А.В. Интерференция вихрей со скачками уплотнения в воздухозаборнике. Разрушение вихрей // Уч. зап. ЦАГИ. — 1975. — Т. VI, № 2. — С. 134–138.
2. Delery J.M. Aspects of vortex breakdown // Progr. in Aerospace Sci. — 1994. — Vol. 30. — P. 1–59.
3. Kalkhoran I.M., Smart M.K. Aspects of shock wave-induced vortex breakdown // Ibid. — 2000. — Vol. 36. — P. 63–95.
4. Figueira da Silva L.F., Sabel'nikov V., Deschaies B. Stabilization of supersonic combustion by a free recirculating bubble: a numerical study // AIAA J. — 1997. — Vol. 35, No. 11. — P. 1782–1784.
5. Mitchell A.M., Delery J. Research into vortex breakdown control // Progr. in Aerospace Sci. — 2001. — Vol. 37. — P. 385–418.
6. Tretyakov P.K., Fomin V.M., Yakovlev V.I. New principles of control of aerophysical process // Inter. Conf. on the Methods of Aerophys. Research: Proc. Pt. 2. Novosibirsk, Russia, September 2–6, 1996. — Novosibirsk, 1996. — P. 210–220.
7. Chernyi G.G. The impact of electromagnetic energy addition to air near the flying body on its aerodynamics characteristics // Proc. of the 2nd Weakly Ionized Gases Workshop, 24–25 April 1998. — Norfolk, VA, 1998. — P. 1–31.
8. Proceedings of the 3rd Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics in Aerospace Application / Ed. V.A. Bityurin. — Moscow: IVTAN, 2001. — 433 p.
9. Zheltovodov A.A. Development of the studies on energy deposition for application to the problems of supersonic aerodynamics. — Novosibirsk, 2002. — 43 p. — (Preprint / Russ. Acad. of Sci., Sib. Branch; ITAM, No. 10-2002).
10. Knight D., Kuchinskiy V., Kuranov A., Sheikin E. Survey of aerodynamic flow control at high speed by energy deposition // AIAA Paper 2003-0525. — 2003. — 19 p.
11. Zheltovodov A.A., Pimonov E.A. Streamwise vortex / shock wave interaction in energy deposition conditions // Inter. Conf. on the Methods of Aerophys. Research, Russia, Novosibirsk 28 June – 3 July. Proc. Pt. II. — Novosibirsk, 2004. — P. 237–245.
12. Zheltovodov A.A., Pimonov E.A., Knight D.D. Supersonic vortex breakdown control by energy deposition // AIAA Paper 2005-1048. — 2005. — 36 p.
13. Thomer O., Krause E., Schröder W., Meinke M. Computational study of normal and oblique shock-vortex interactions // Proc. Europ. Congr. on Comput. Meth. in Appl. Sci. and Engng. ECCOMAS 2000. — Barselons, 2000. — P. 1–20.
14. Thomer O. Interaction between longitudinal vortices and normal and oblique shocks // Abhandlungen aus dem Aerodynamischen Institut, der Rhein. — Westf. Technischen Hochschule Aachen. Proc. Institute of Aerodynamics Aachen University, Herausgeber Univ, July 2003, Haft 34. — P. 102–122.
15. Nedungadi A., Lewis M. J. Computational study of the flowfield associated with oblique shock/vortex interactions // AIAA J. — 1996. — Vol. 34, No. 12. — P. 2545–2553.
16. Зудов В.Н., Пимонов Е.А. Взаимодействие продольного вихря с наклонной ударной волной // ПМТФ. — 2003. — Т. 44, № 4. — С. 10–21.
17. Einfeldt B. On Godunov-type methods for gas dynamics // SIAM J. Numer. Anal. — 1988. — Vol. 25, No. 2. — P. 294–318.

18. Yamamoto S., Daiguji H. Higher-order-accurate upwind schemes for solving the compressible Euler and Navier – Stokes equations // Comput. Fluids. — 1993. — Vol. 22. — P. 259–270.
19. Georgievsky P.Yu., Levin V.A. Supersonic flow over sharpen bodies in presence of an unsteady energy supply upstream. // Intern. Conf. on the Methods of Aerophys. Research: Proc. Pt. III. Novosibirsk — Tomsk, Russia, 9 – 16 July, 2000. — Novosibirsk, Publ. House of SB RAS, 2000. — P. 45–50.
20. Smart M.K., Kalkhoran, I.M. Effect of shock strength on oblique shock-wave/vortex interaction // AIAA J. — 1995. — Vol. 33, No. 11. — P. 2137–2143.
21. Артемьев В.И., Маркович И.Э., Немчинов И.В., Суляев В.А. Двумерное автомодельное движение сильной ударной волны над нагретой поверхностью // ДАН. — 1987. — Т. 293, № 5. — С. 1082–1084.
22. Артемьев В.И., Бергельсон В.И., Калмыков А.А., Немчинов И.В., Орлова Т.И., Рыбаков В.А., Смирнов В.А., Хазинс В.М. Развитие предвестника при взаимодействии ударной волны со слоем пониженной плотности // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1988. — № 2. — С. 158–163.
23. Борзов В.Ю., Михайлов В.М., Рыбка И.В., Савищенко Н.П., Юрьев А.С. Экспериментальное исследование сверхзвукового обтекания препятствия при энергоподводе в невозмущенный поток // Инж.-физ. журн. — 1994. — Т. 66, № 5. — С. 515–520.
24. Yakovlev V.I. Flow gasdynamic structure space-time scales in aerophysical experiment with pulsating laser thermal source // Intern. Conf. on the Methods of Aerophys. Research, Russia, Novosibirsk 29 June – 3 July, 1998, Proc. Pt. III. — Novosibirsk, 1998. — P. 273–276.
25. Zudov V.N., Shevchenko A.M., Tretyakov P.K. The interaction of streamwise vortex with a shock wave // 20th Intern. Cong. on Instrum. in Aerospace Simul. Facilities: Proc. — Gottingen, 2003. — P. 70–81.
26. Kalkhoran I.M., Smart M.K., Wang F. T. Supersonic vortex breakdown during vortex/cylinder interaction // J. Fluid Mech. — 1998. — Vol. 369. — P. 351–380.
27. Огородников Д.А. Управление пограничным слоем путем отсоса или слива // Пограничный слой и теплообмен / Под ред. Белянина Н.М.: Труды ЦИАМ. — 1971. — № 507. — С. 42–56.
28. Гордейчик Б.Н., Немчинов И.В. Образование предвестника при взаимодействии ударной волны с теплым слоем. — М., 1984. — С. 12–17. — (Деп. в ВИНТИ № 2529-84).

Статья поступила в редакцию 14 мая 2005 г.