

УДК 533.6.011.72

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ТЕЧЕНИЯ В УДАРНОМ СЛОЕ ОКОЛО ПОЛУКОНУСА НА ПЛАСТИНЕ

© 2024 г. М. А. Зубин*, Ф. А. Максимов**

МГУ им. М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт механики, Москва, Россия

**e-mail: zubinma@mail.ru*

***e-mail: f_a_maximov@mail.ru*

Поступила в редакцию 17.05.2024 г.

После доработки 15.07.2024 г.

Принята к публикации 05.08.2024 г.

Приведены результаты экспериментального и численного исследований структуры сверхзвукового обтекания при числе Маха $M = 3$ компоновки полуконус на пластине, вершина которого совпадает с ее сверхзвуковой передней кромкой. С использованием специального оптического метода для визуализации сверхзвуковых конических течений установлено, что при обтекании компоновки без или под углом атаки область отрыва, возникающая при взаимодействии с пограничным слоем на пластине либо головной конической волны, либо внутренней ударной волны, целиком располагается на пластине. Появление дополнительных особых линий на поверхности полуконуса и вихревых структур невязкого происхождения в ударном слое связано с существованием контактных разрывов, исходящих из тройных точек либо λ -конфигурации ударных волн, сопутствующей области отрыва на пластине, либо на головной ударной волне, возникающих при обтекании компоновки без или с углом атаки. На основе моделей идеального и вязкого газа разработаны численные коды для расчета течения в коническом приближении. Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными показало их удовлетворительное согласие и возможные границы применения каждого из них.

Ключевые слова: сверхзвуковые конические течения, ударные волны, контактный разрыв, отрыв турбулентного пограничного слоя, особенность Ферри.

DOI: 10.31857/S1024708424050103 **EDN:** NQKMFA

Полуконус, установленный на пластине с прямой или стреловидными передними кромками, или его часть в компоновке с V-образным крылом, представляют собой упрощенные аэродинамические модели сверхзвуковых летательных аппаратов. Изучение структуры течения в ударных слоях около таких пространственных форм при различных режимах полета имеет как самостоятельный фундаментальный, так и практический интерес. Знание характерных типов и свойств реального течения, содержащего существенные неоднородности потока, и причин, их порождающих, необходимо при проектировании летательного аппарата.

При проведении комплексных теоретических и экспериментальных исследований [1–3] симметричного и несимметричного обтекания V-образных крыльев со сверхзвуковыми передними кромками на режимах с маховской конфигурацией ударных волн в структуре ударного слоя было обнаружено появление вихревых структур невязкого происхождения — вихревых особенностей Ферри и установлены критерии их возникновения. Таковыми явились интенсивность контактных разрывов, порождаемых точками ветвления ударных волн, и число Маха компоненты скорости невозмущенного потока, нормальной к коническому лучу, проходящему через соответствующую точку ветвления. Необходимо отметить, что впервые подобные особенности были продемонстрированы в [4] на некоторой последовательности режимов обтекания V-образных крыльев, однако необходимый анализ структуры течения и причин, ее порождающих, авторами проведен не был. В [3] была установлена применимость критериев существования невязких вихревых структур (вихревых особенностей Ферри) в ударном слое около V-образных кры-

лье в случаях образования контактного разрыва соответствующей интенсивности, исходящего из точки ветвления λ -конфигурации ударных волн, сопровождающей отрыв турбулентного пограничного слоя под воздействием внутренней ударной волны, падающей на подветренную консоль крыла. Тем самым показано, что образование в ударном слое вихревых особенностей Ферри не зависит от причины, вызвавшей существование контактного разрыва, а зависит лишь от его интенсивности.

Для выяснения влияния на структуру сверхзвукового обтекания компоновки полуконус на пластине, возникновения в области возмущенного течения зон отрыва пограничного слоя и появления в ударном слое сильных контактных разрывов, исходящих из тройных точек сопутствующей конфигурации ударных волн, были проведены данные экспериментальное и численное исследования.

МОДЕЛИ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Экспериментальная модель (рис. 1) представляет собой пластину с острой передней кромкой и устанавливаемыми на ней сменными полуконусами. Их вершины совпадают с передней кромкой пластины, а полууглы раскрытия ϑ изменялись в диапазоне $15 \div 30^\circ$ с шагом 5° . Длина образующей полуконуса составляла 80 мм, а размах передней кромки — 160 мм. Эксперименты проводились в сверхзвуковой аэродинамической трубе А-3 НИИ механики МГУ [5] при числе Маха $M = 3$. Единичное число Рейнольдса составляло $Re = 1.1 \times 10^8$ 1/м, что обеспечивает завершение перехода от ламинарного к турбулентному пограничному слою на расстоянии ~ 10 мм от передней кромки пластины. Наряду со стандартными методиками, а именно, визуализацией картин линий тока на поверхности модели (метод масло-сажевых покрытий) и измерением давления по поверхности крыла, применялся специальный оптический метод для визуализации конических течений [6]. Это позволило получать теневые картины течения в плоскости, нормальной образующей полуконуса при его пересечении с пластиной.

Для измерения давления на поверхности пластины и полуконуса (центрального тела) выполнены дренажные отверстия диаметром 0.75 мм. На пластине дренажные отверстия располагаются на дугах 2-х окружностей радиусами 56 и 59 мм., центры которых совпадают с вершинами полуконусов, и содержащих 20 и 10 отверстий соответственно. Угол между центрами дренажных отверстий по каждой из дуг 3° . Поэтому за счет шахматного расположения в окрестности центрального тела угол между центрами отверстий 1.5° . Такое расположение дренажных отверстий обусловлено коническим характером возмущенного течения. На поверхности полуконусов в сечениях (дуги окружностей), отстоящих на расстоянии ~ 56 мм от их вершин вдоль образующих, располагается по 9 дренажных отверстий с углом между центрами 10° . Центр ближайшего к пластине отверстия составляет с ней угол 5° , а последнего 90° . Давление на поверхности моделей измерялось датчиками ИКД6ТДА с погрешностью $\pm 1.5\%$.

Численное моделирование течений в данной работе проводилось в рамках моделей как невязкого, так и вязкого газа. Метод моделирования на основе уравнений Эйлера изложен в [7], где рассматривалось обтекание V-образных крыльев на режимах с присоединенными ударными волнами на передних

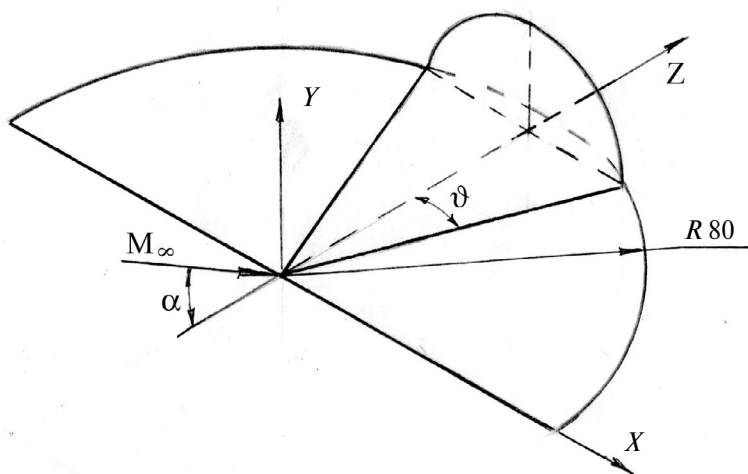


Рис. 1. Экспериментальная модель и система координат.

кромках. Однако предложенный там оригинальный алгоритм построения сетки неприменим в случае крыла с коническим центральным телом. На рис. 2 приведен пример расчетной сетки в плоскости $Z = 1$ для исследования течений около V-образного крыла с углом раскрытия меньшим или равным 180° и центральным коническим телом на режимах с присоединенными ударными волнами либо волнами разрежения на передних кромках, подробно описанный в [8].

На границе FG, соответствующей поверхности крыла и конуса, ставится условие непротекания; на границе ABCD — условия в набегающем потоке; на боковых границах FA и GD — условие коничности течения относительно соответствующих кромок крыла E_1 и E_2 .

В некоторой области около центрального тела, размер которой зависит от режима обтекания (области возмущенного течения), сетка образуется пересечением двух семейств координатных линий в виде окружностей и лучей, центром для которых является точка на оси конуса. На некотором расстоянии от поверхности конуса координатные линии второго семейства превращаются (с помощью полинома Безье) в кривые, соединяющие узлы сетки равномерно расположенные на окружности с точками E_1 и E_2 — следами левой и правой кромок крыла в плоскости $Z = 1$ (рис. 2).

Положение точек E_1 и E_2 определяется стреловидностью передних кромок крыла. Для пластины с прямой кромкой (нулевая стреловидность) положение точек E_1 и E_2 устремляется в бесконечность и при этом координатные линии, локально перпендикулярные границам AF и DG, должны быть параллельны пластине, а условие коничности становится условием плоского течения в соответствующих границах. Границы AF и DG должны быть размещены вне области влияния течения около центрального тела.

Метод моделирования на основе уравнений Навье—Стокса в приближении тонкого слоя, применявшейся в данном исследовании подробно описан [9]. Сетка строилась с помощью конформного отображения, что приводило к разрежению узлов в поперечном направлении на стыке полуконуса и пластины. Это несомненно сказывалось на качестве решения в этой области. Для учета турбулентного характера течения использовалась алгебраическая модель Болдуина—Ломакса. При численном моделировании как невязкой, так и вязкой задачи расчеты проводились на системах сеток с удвоением количества узлов по каждому из координатных направлений.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО И ЧИСЛЕННОГО ИССЛЕДОВАНИЙ

При симметричном обтекании (без скольжения) под нулевым углом атаки пластины с полуконусами $\vartheta \geq 15^\circ$ под действием головной конической ударной волны происходит отрыв турбулентного слоя на пластине. На теневых снимках (рис. 3а, б) при $\vartheta = 25$ и 30° наблюдаются зона отрыва, которая целиком располагается на пластине, и сопутствующая ей λ -конфигурация ударных волн с контактным разрывом.

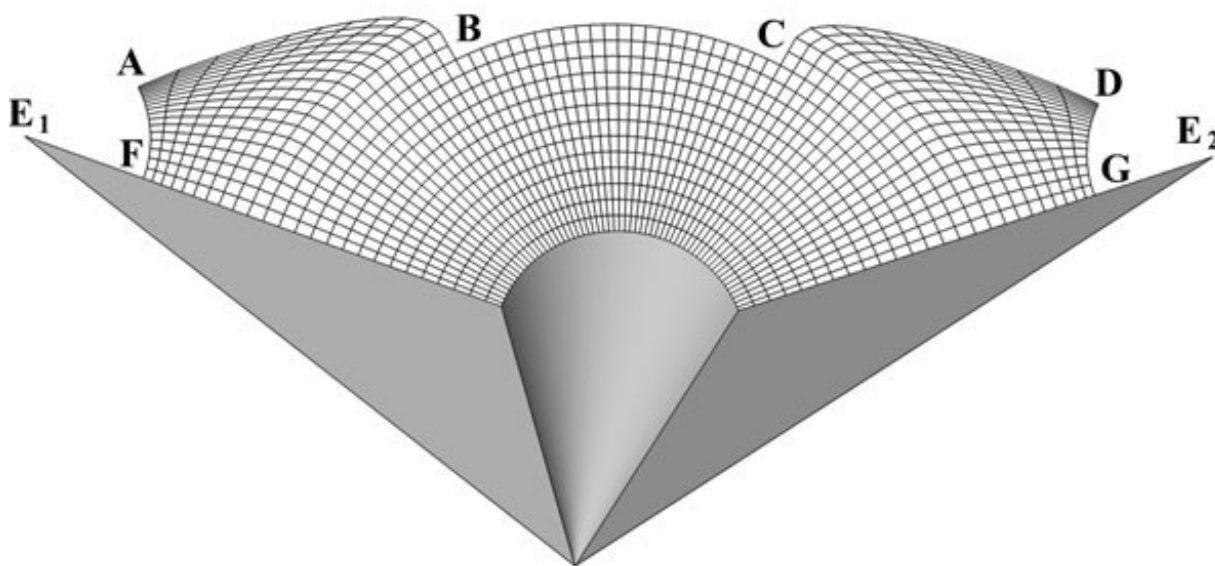


Рис. 2. Сетка около V-образного крыла с центральным телом в виде конуса.

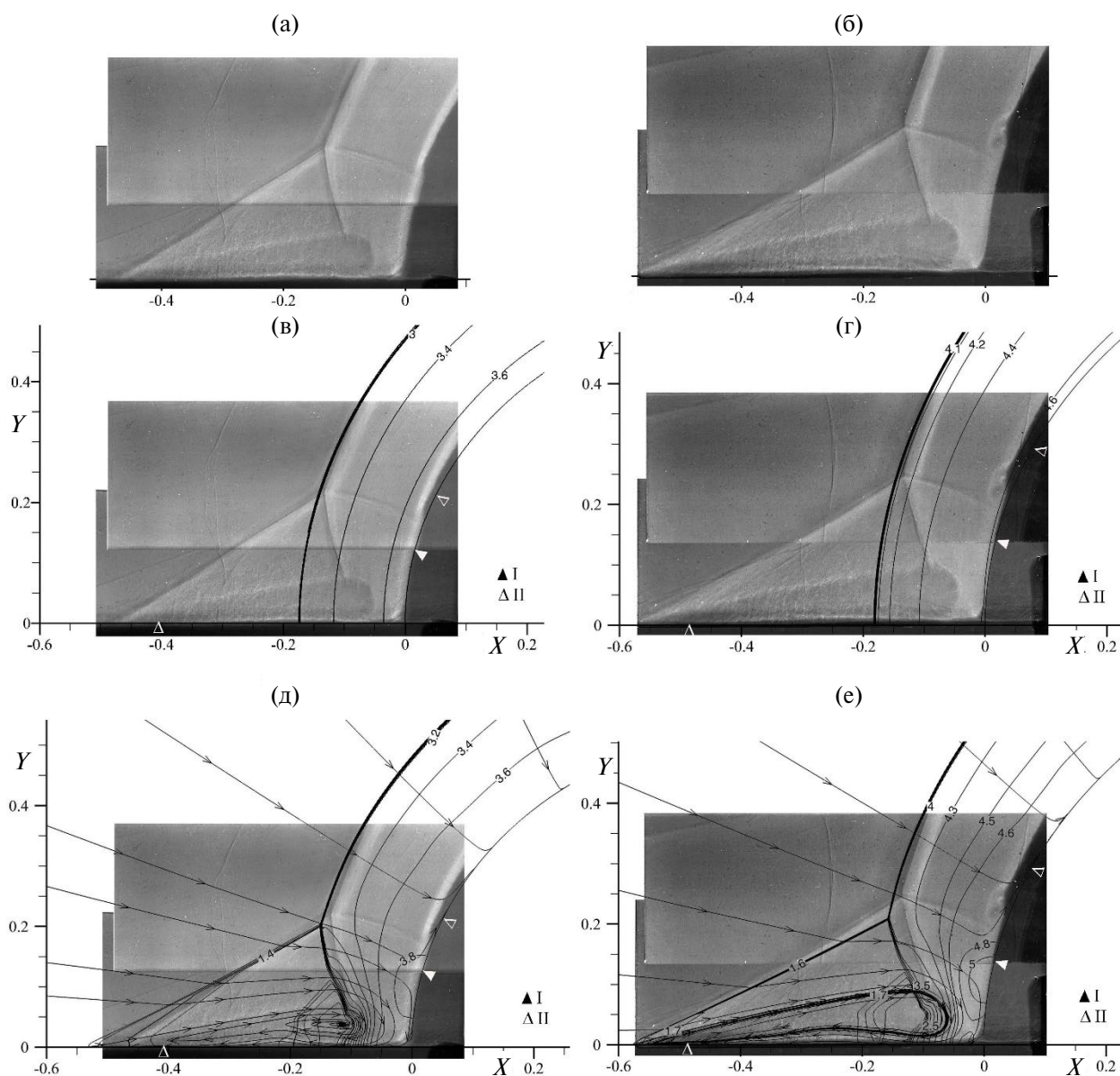


Рис. 3. Теневые картины течения (а, б) в плоскости нормальной образующей конуса и сопоставление с данными расчетов (изобары и линии тока) для моделей идеального (в, г) и вязкого газа (д, е) при угле атаки $\alpha = 0^\circ$ и $\vartheta = 25^\circ$ (а, в, д) и 30° (б, г, е). Символы I и II — положение особых линий стекания и растекания, снятые с картин предельных линий тока.

С ростом интенсивности головной конической волны контактный разрыв, исходящий из тройной точки, становится более заметным на теневых снимках, что свидетельствует об увеличении его интенсивности, которая определяется отношением коэффициентов восстановления полного давления над и под контактным разрывом. Распространяясь к поверхности полуконуса, контактный разрыв отклоняется вверх в направлении к плоскости симметрии течения. Это обусловлено тем, что поток, прошедший под контактным разрывом косой и замыкающий скачки уплотнения λ -конфигурации ударных волн, имеет большее полное давление, чем поток, прошедший головную ударную волну, над контактным разрывом. Изображения на теневых снимках позволяют заключить, что в зависимости от интенсивности контактного разрыва, исходящего из тройной точки λ -конфигурации ударных волн, с двух сторон от плоскости симметрии течения будут располагаться характерные для конических течений либо две стандартные особенности Ферри на поверхности полуконуса (узел линий тока в поперечной плоскости $Z = 1$), либо над его поверхностью

две вихревые особенности Ферри (седловая точка на поверхности и над ней вихревая структура). Отметим, что подобные картины течения ранее были обнаружены при изучении несимметричного обтекания V-образного крыла с маховской конфигурацией головной ударной волны [1–3]. Появление в структуре течения контактных разрывов, исходящих из тройных точек маховской конфигурации ударных волн или λ -конфигурации ударных волн, сопровождающей область отрыва на подветренной консоли крыла, приводило к возникновению в поле течения над наветренной консолью в зависимости от соотношения их интенсивностей одной или нескольких особенностей Ферри различного типа. В результате проведения комплексных теоретических и экспериментальных исследований симметричного и несимметричного обтекания V-образных крыльев со сверхзвуковыми передними кромками на режимах с маховской конфигурацией ударных волн в широком диапазоне изменения геометрических параметров крыльев при числах Маха $M = 3 \div 6$ были установлены критерии возникновения вихревых особенностей Ферри [1, 2]. Таковыми явились интенсивность контактных разрывов ΔK , порождаемых точками ветвления ударных волн, и число Маха компоненты скорости невозмущенного потока, нормальной к коническому лучу M_n , проходящему через соответствующую точку ветвления. В [3] была установлена применимость критериев существования невязких вихревых структур (вихревых особенностей Ферри) в ударном слое около V-образных крыльев в случаях образования контактного разрыва соответствующей интенсивности, исходящего из точки ветвления λ -конфигурации ударных волн, сопровождающей отрыв турбулентного пограничного слоя под воздействием внутренней ударной волны, падающей на подветренную консоль крыла. Тем самым было показано, что образование в ударном слое вихревых особенностей Ферри не зависит от причины, вызвавшей существование контактного разрыва, а зависит лишь от его интенсивности.

В качестве интенсивности контактного разрыва принята величина ΔK , использовавшаяся в [1–3] и определяемая по формуле $\Delta K = \Delta K_1 = (K_{11} - K_{12})/K_{11}$. Здесь K_{11} и K_{12} — соответственно коэффициенты восстановления полного давления под и над контактным разрывом, исходящим из точки ветвления головной ударной волны, рассчитываемые через энтропийную функцию $S = p/\rho k$ по формуле $K = S^q$, $q = 1/(1 - \kappa)$, где давление p и плотность ρ отнесены к своим значениям в невозмущенном потоке, κ — отношение удельных теплоемкостей. Интенсивность контактного разрыва $\Delta K = \Delta K_2$, порожденного λ -конфигурацией ударных волн, рассчитывалась по формуле, подобной приведенной выше, с той лишь разницей, что первый индекс 1 в правой части формулы следует заменить на 2, при этом K_{21} и K_{22} суть коэффициенты восстановления полного давления соответственно под и над контактным разрывом, исходящим из тройной точки λ -конфигурации ударных волн. Заметим, что потери полного давления у частиц газа, прошедших в точке ветвления два скачка уплотнения (под контактным разрывом), меньше, чем у частиц, прошедших одну ударную волну (над контактным разрывом). Поэтому ΔK_1 и ΔK_2 — положительные величины. В результате обработки, анализа и обобщения большого объема расчетных и экспериментальных данных были установлены [1–3] пороговые значения для интенсивности контактного разрыва $\Delta K \sim 0.15$ и числа Маха $M_n \approx 1.9$.

Важной особенностью в структуре обтекания компоновки полуконус на пластине является близкое расположение области отрыва пограничного слоя на пластине от поверхности полуконуса. Угол между линией присоединения потока, отчетливо наблюдаемой на теневых снимках (рис. 3а, б), и образующей конуса составляет $\sim 3^\circ$. На рис. 4 приведена характерная картина линий тока на поверхности модели ($\theta = 25^\circ$), полученная методом масло-сажевых покрытий.

На поверхности конуса в окрестности линии пересечения его поверхности с пластиной фиксируется появление линии растекания. При этом на пластине отсутствует подобная линия, ограничивающая область отрыва на пластине. Заметим, что, по-видимому, это послужило причиной ошибочной схемы течения, предложенной в [10] и принятой в [11–13], где считается, что присоединение оторвавшегося от пластины потока даже при умеренных сверхзвуковых числах Маха происходит на поверхности полуконуса.

В качестве примера на рис. 5 приведено распределение давления на поверхности модели (символы I), измеренные в эксперименте при $\alpha = 0^\circ$ и $\theta = 30^\circ$. Величины давлений P отнесены к статическому давлению P_∞ в невозмущенном потоке, а по оси абсцисс отложены координаты дренажных точек на пластине и полуконусе. Для пластины ($X < 0$) координата $X = \text{tg} \varphi$, где φ угол, отсчитываемый по пластине от образующей полуконуса ($X = 0$). На полуконусе ($X > 0$) координата X — центральный угол, отсчитываемый в поперечном сечении от поверхности пластины и измеряемый в радианах.

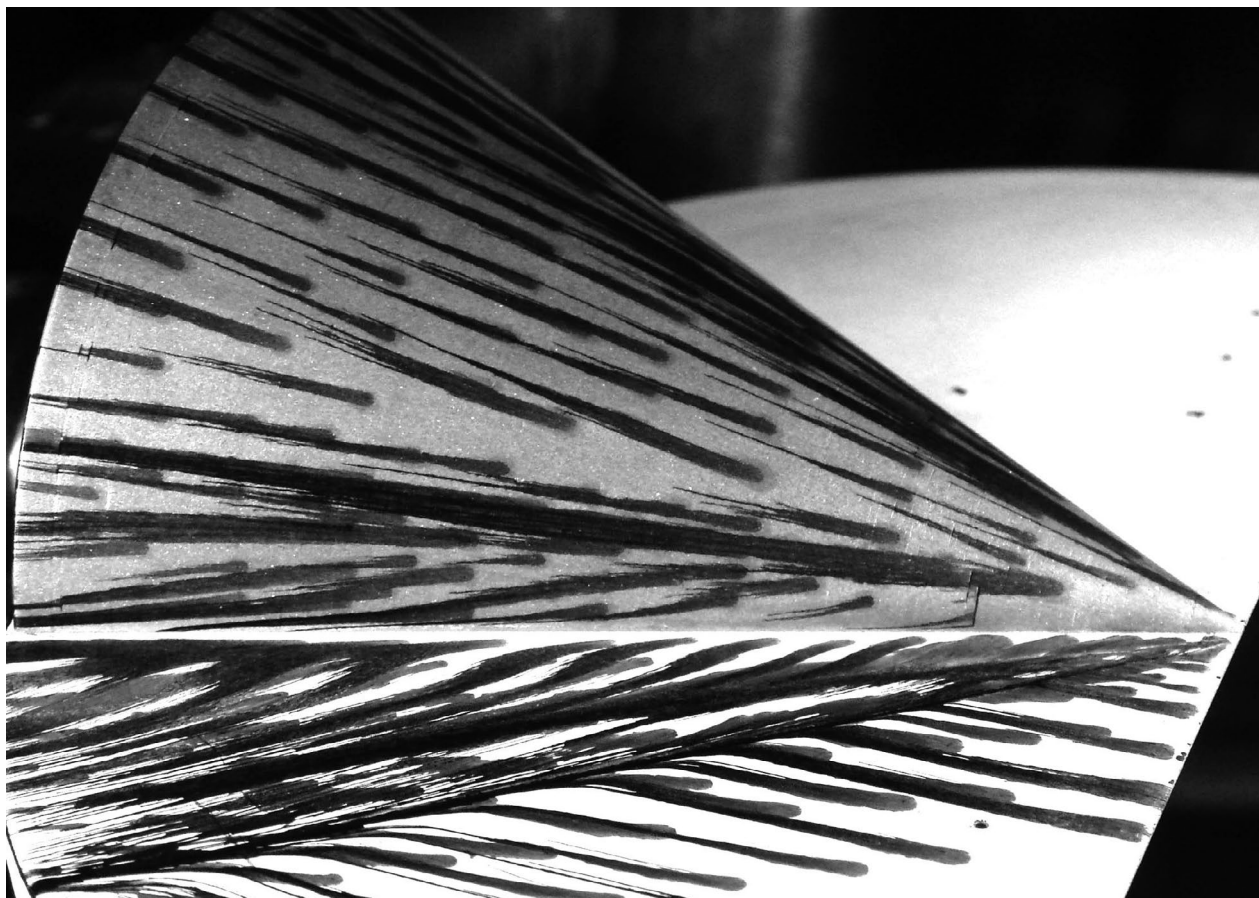


Рис. 4. Картина линий тока на поверхности модели: угол атаки $\alpha = 0^\circ$, полуугол раскрытия конуса $\vartheta = 25^\circ$.

Давление на поверхности пластины имеет обычный вид для конических отрывных течений с локальным максимумом в зоне отрыва — давлением «плато» и пиком давления, связанным с присоединением потока.

Сопоставление теневых снимков, распределений давления и картин предельных линий тока на поверхности моделей позволяет заключить, что появление линии растекания на поверхности полуконуса связана не с присоединением потока, оторвавшегося над пластиной (т.е. приходом линии тока из области смещения потоков, образующих область отрыва), а с приходом некоторой линии тока из множества линий тока, располагающихся над областью отрыва но ниже тройной точки λ -конфигурации ударных волн. Отсутствие же линии растекания на картинах масло-сажевой визуализации (рис. 4) связана с тем, величина давления на линии растекания на поверхности конуса (рис. 5) выше, чем его уровень на линии тока из области смещения потоков, образующих область отрыва. При этом частицы газа, текущие от линии растекания на поверхности полуконуса в сторону линии пересечения, а затем от нее в сторону области отрыва пограничного слоя, располагая большим полным давлением, чем частицы из области смещения потоков, образующих область отрыва, оттесняют заднюю часть области отрыва от поверхности пластины.

Вторым фактором, который может оказывать существенное влияние на течение в ударном слое около центрального тела, является появление в поле течения контактного разрыва, исходящего из тройной точки λ -конфигурации ударных волн, сопутствующей области отрыва на пластине. Располагая представленными выше экспериментальными данными, в частности, о положении тройной точки λ -конфигурации ударных волн, сопутствующей области отрыва на пластине, распределении давления на пластине, возможно провести расчет параметров в тройной точке и интенсивности контактного разрыва, используя методику разработанную и апробированную [2, 3].

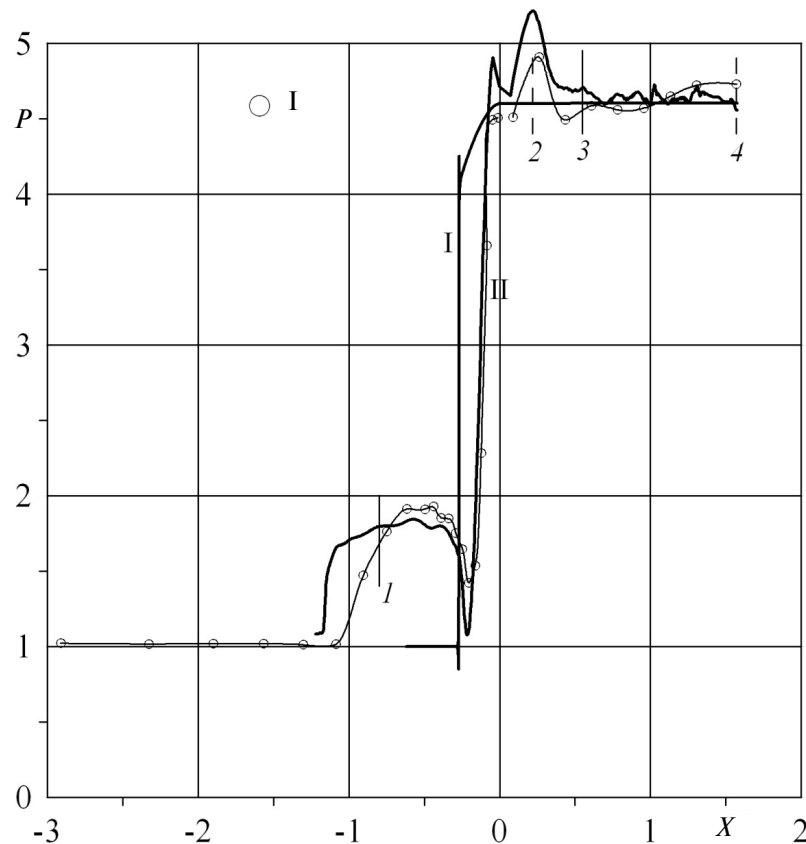


Рис. 5. Распределение давления по поверхности модели при $\alpha = 0^\circ$ и $\theta = 30^\circ$: символ I — эксперимент, кривые I, II — невязкий и вязкий расчеты; отрезки прямых 1–4 — положение особых линий на поверхности модели.

На рис. 6 приведены результаты расчетов интенсивности контактного разрыва ΔK и числа Маха M_n компоненты скорости нормальной к лучу, проходящему через тройную точку λ -конфигурации ударных волн. Пунктирными линиями на рисунках нанесены пороговые величины критериев, при превышении которых возможно зарождение и существование вихревых особенностей Ферри.

Для полуконуса с $\theta = 30^\circ$ значения ΔK и M_n практически достигают пороговых величин. Поэтому можно заключить, что наблюдающаяся на теневом снимке (рис. 3б) над поверхностью конуса локальная область с перепадом освещенности — вихревая особенность Ферри (зарождающаяся вихревая структура невязкого происхождения), тогда как при $\theta = 20$ и 25° (рис. 3а) на поверхности конусов будет существовать стандартная особенность Ферри.

Переходя к сопоставлению результатов экспериментальных и численных исследований, следует заметить, что для случая обтекания под нулевым углом атаки, очевидно, интерес представляют результаты расчетов для модели вязкого газа. Относительно результатов расчетов для модели идеального газа можно лишь указать на хорошее совпадение положений головной ударной волны (рис. 3в, г).

Результаты расчетов для модели вязкого газа (рис. 3д, е) при сравнении с теневыми картинками, в целом, демонстрируют адекватную картину обтекания, несмотря на незначительные отличия в геометрии ударно-волновой конфигурации. Полученные в расчете размеры области отрыва на пластине и ее положение относительно поверхности полуконуса практически совпадают с наблюдаемыми в реальном течении. Это также подтверждается удовлетворительной корреляцией расчетных данных о положении линии отрыва на пластине и экспериментальных, снятых с картин масло-сажевой визуализации течения (символы I). В отличие от области отрывного течения особенности структуры ударного слоя, наблюдаемые в эксперименте, такие как контактный разрыв, исходящий из тройной точки λ -конфигурации ударных волн, особые точки для линий тока на поверхности конуса (в плоскости $Z = 1$) и зарождающаяся вихревая структура, в расчете не воспроизводятся.

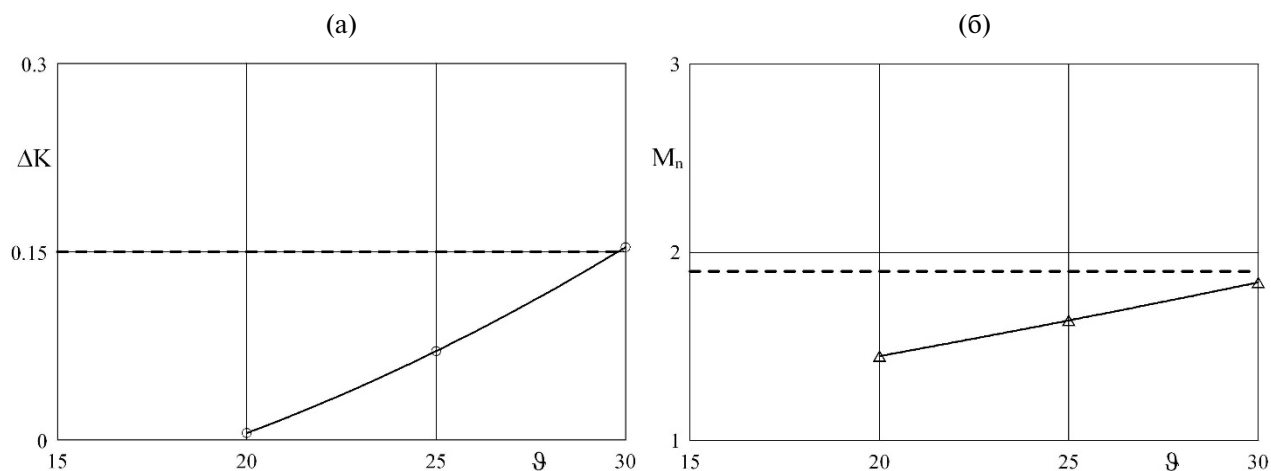


Рис. 6. Интенсивность контактного разрыва ΔK (а) и число Маха M_n (б) компоненты скорости нормальной к лучу, проходящему через тройную точку λ -конфигурации ударных волн.

Расчеты давления для модели вязкого газа достаточно хорошо воспроизводят полученный в дренажном эксперименте характер распределения давления в области отрыва на пластине (рис. 5), на что указывает удовлетворительное совпадение величин локальных максимумов давления, в частности, величины «плато» давления, являющейся одной из основных характеристик отрывного течения. Учитывая сложность идентификации положения особых линий на поверхности полуконуса методом масло-сажевого покрытия, а также недостаточно подробный дренаж на его поверхности, можно констатировать совсем непротиворечивое взаимное расположение особых линий, показанных отрезками прямых 2 и 3, и характерных локальных значений давления как на экспериментальном, так и расчетном распределениях давления (рис. 5).

На основании имеющихся данных можно предложить возможные схемы (рис. 7) симметричного обтекания полуконуса на пластине под нулевым углом атаки, где изображены ударно-волновые конфигурации и картины линий тока (в плоскости $Z = 1$), когда в ударном слое существует либо стандартная (рис. 7а) либо вихревая (рис. 7б) особенности Ферри. Образование в плоскости симметрии течения на поверхности конуса линии растекания с необходимостью следует из-за существования двух особых линий на его боковой поверхности (линий растекания и стекания), появление которых, в свою очередь, связано с образованием на пластине области отрыва с сопутствующей λ -конфигурацией ударных волн и контактным разрывом, исходящим из ее точки ветвления.

При симметричном обтекании (без скольжения) под углом атаки пластины с полуконусами отрыв турбулентного пограничного слоя на пластине происходит под действием внутренней, нормально падающей ударной волны, исходящей из точки ветвления на головной конической ударной волне, образовавшейся при ее взаимодействии с плоским скачком уплотнения, присоединенным к передней кромке пластины. В качестве примера на рис. 7 приведена теневая картина обтекания пластины с полуконусом $\theta = 25^\circ$ под углом атаки $\alpha = 10^\circ$. На теневом снимке наблюдаются зона отрыва, которая целиком размещается на пластине в непосредственной близости к поверхности конуса. Задняя граница области отрыва (линия присоединения) составляет угол с его образующей $\sim 5^\circ$.

Этим обстоятельством, также как и в рассмотренном выше случае, объясняется появление дополнительной линии растекания на поверхности конического центрального тела и невозможность визуализировать методом масло-сажевых покрытий подобную линию растекания (присоединение потока) на поверхности пластины.

Образование двух точек ветвления ударных волн приводит к появлению в структуре ударного слоя двух контактных разрывов различной интенсивности. При $\theta = 25^\circ$, как показывает расчет, интенсивность внутренней ударной волны, исходящей из тройной точки на головной ударной волне, достигает значения большего 2.5, при котором реализуется развитое отрывное течение [14], подобное представленному на рис. 7а. Над областью отрыва наблюдается полностью сформировавшаяся λ -конфигурация ударных

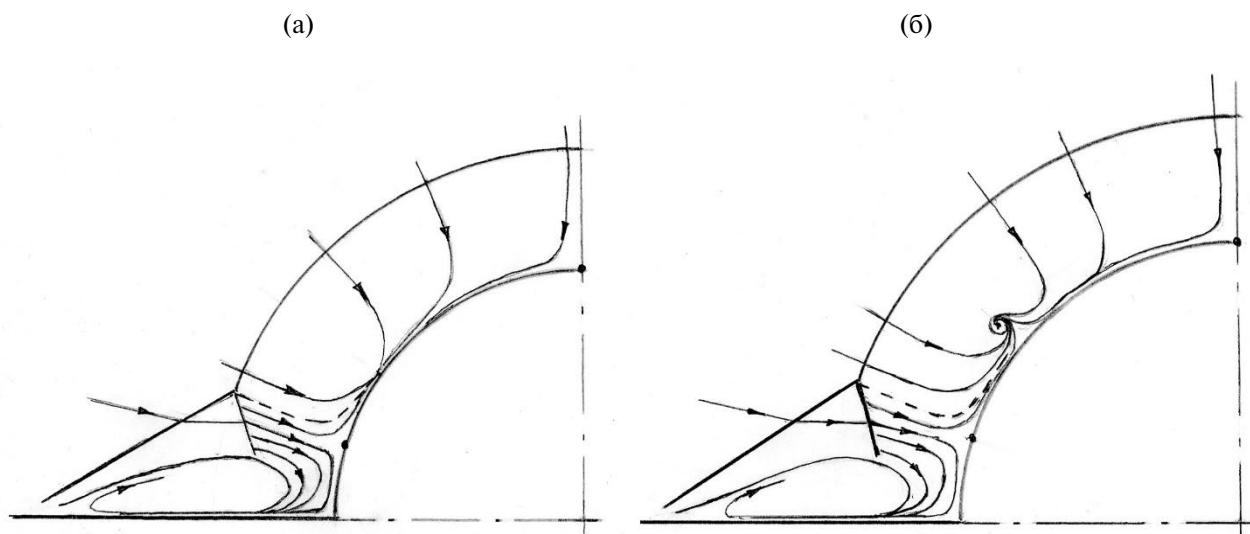


Рис. 7. Схемы течения при обтекании пластины под углом атаки $\alpha = 0^\circ$.

волн с контактным разрывом, исходящим из ее точки ветвления. Отклонение обоих контактных разрывов вблизи поверхности полуконуса в направлении к плоскости симметрии течения указывает на превалирующее влияние на характер течения в ударном слое более интенсивного контактного разрыва, исходящего из точки ветвления на головной ударной волне. Причем изображение на теневом снимке около поверхности конуса в виде локальной области с перепадом освещенности позволяет предположить, что его интенсивность достаточна для возникновения в ударном слое вихревой особенности Ферри.

На рис. 9 приведены данные об интенсивности контактного разрыва ΔK , исходящего из точки ветвления на головной ударной волне и числа Маха M_n компоненты скорости, нормальной лучу, проходящему через эту точку, рассчитанные по методике [2] на основании результатов численных расчетов в рамках невязкой модели обтекания полуконусов на пластине под углом атаки. Полученные расчетные величины для $\alpha = 10^\circ$ и $\vartheta \geq 20, 25^\circ$ значительно превышают пороговые значения критериев (пунктирные линии на рис. 9а, б), при которых возможно существование вихревых структур невязкого происхождения — вихревых особенностей Ферри. Поскольку экспериментальное и расчетное для модели идеального газа положение точки ветвления отличается очень незначительно (рис. 8б), то можно утверждать, что в реальном течении реализуются условия для существования вихревой особенности Ферри.

При сопоставлении теневых картин обтекания моделей под углом атаки $\alpha = 10^\circ$ и результатов расчета для модели идеального газа можно отметить отклонение от расчетного положения ударной волны, присоединенной к передней кромке пластины и взаимодействующей с головной ударной волной на полуконусе (рис. 8). Само это рассогласование в положении и его рост при увеличении полуугла раскрытия конуса ϑ , по-видимому, могут быть связаны с вытесняющим действием зоны отрыва, которая увеличивается в размерах при трансформации, вызванной ростом интенсивности внутреннего скачка уплотнения, под действием которого и возникает отрыв пограничного слоя на пластине.

Сравнивая теневые картины обтекания с результатами расчета для вязкого газа (рис. 8в), можно наблюдать образование практически идентичных ударно-волновых систем с двумя точками ветвления. Почти эквидистантный их сдвиг определяется большей толщиной ударного слоя около полуконуса, полученной в расчете. Учитывая конический характер течения, смещение внутреннего скачка уплотнения влечет за собой изменение положения линии отрыва на пластине, т.е. увеличение угла, который она составляет с направлением потока за ударной волной, присоединенной к передней кромке пластины. При этом увеличивается число Маха скорости, нормальной к линии отрыва, что, в свою очередь, является одним из факторов, вызывающим значительное превышение расчетных значений «плато давления» (кривые II) по сравнению с экспериментальными (символы I) на кривых распределения давления по поверхности модели, приведенных на рис. 9.

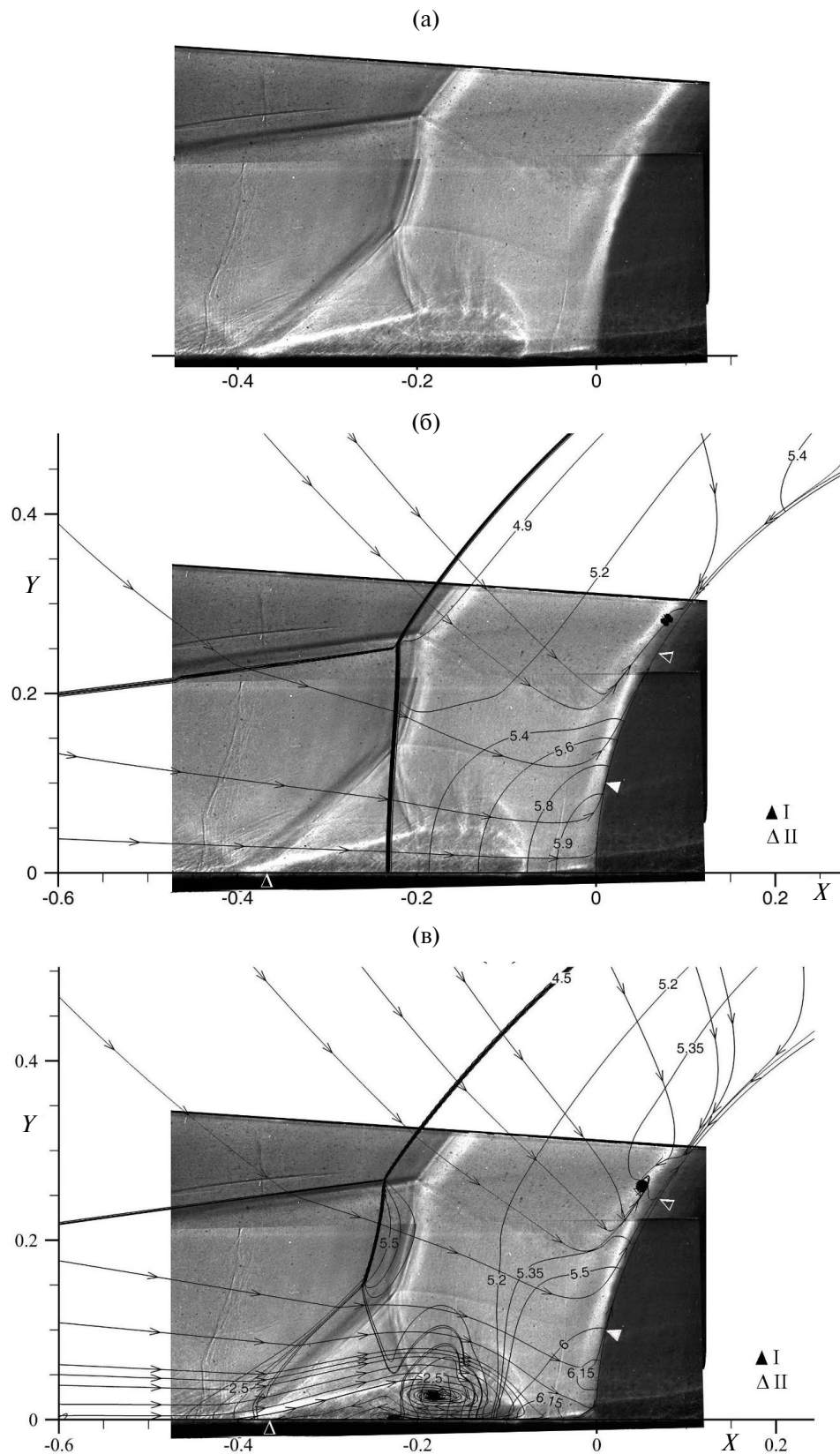


Рис. 8. Теневые картины течения (а) в плоскости нормальной образующей конуса и сопоставление с данными расчетов (изобары и линии тока) для моделей идеального (б) и вязкого газа (в) при угле атаки $\alpha = 10^\circ$ и $\vartheta = 25^\circ$. Символы I и II — положение особых линий стекания и растекания, снятые с картин предельных линий тока.

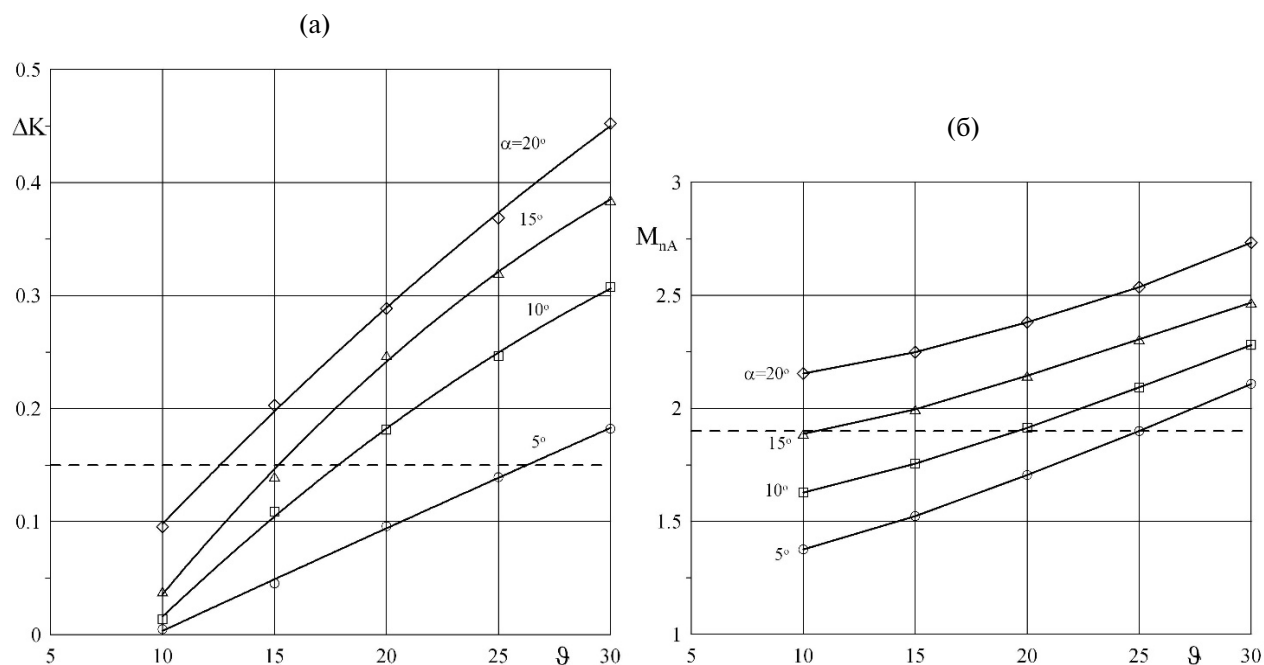


Рис. 9. Интенсивность контактного разрыва ΔK (а) и число Маха M_n (б) компоненты скорости нормальной к лучу, проходящему через точку ветвления на головной ударной волне.

Необходимо отметить, что обе модели (невязкая и вязкая), используемые в расчетах дают очень близкие распределения как по характеру изменения давления по поверхности конического центрального тела, так и по его величинам, а также вполне удовлетворительное соответствие с экспериментальными данными (рис. 10).

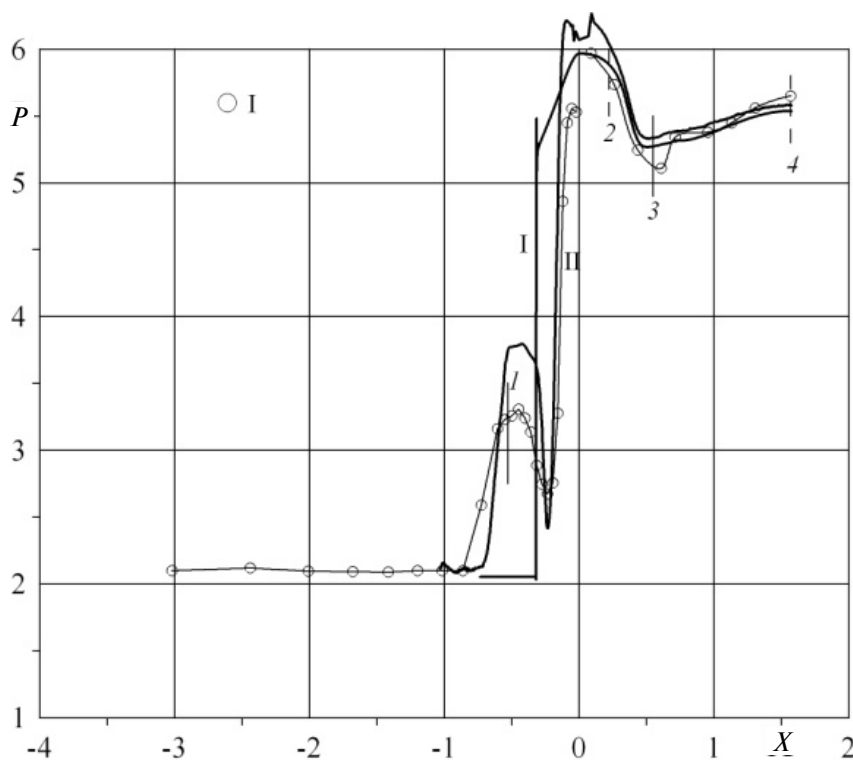


Рис. 10. Распределение давления по поверхности модели при $\alpha = 10^\circ$ и $9 = 25^\circ$: символ I — эксперимент, кривые I, II — невязкий и вязкий расчеты; отрезки прямых 1–4 — положение особых линий на поверхности модели.

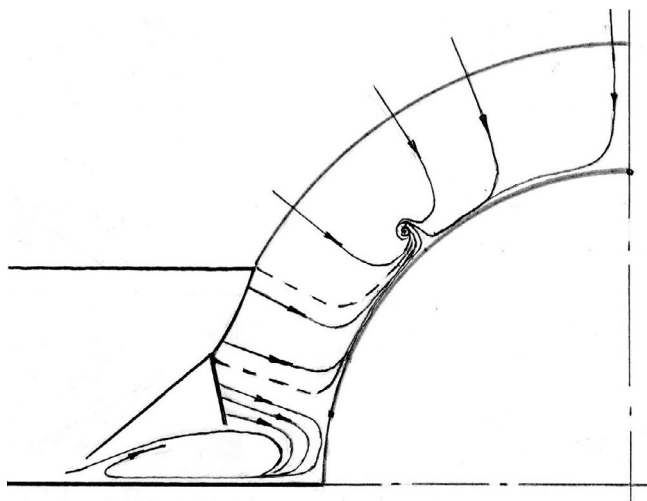


Рис. 11. Схемы течения при обтекании пластины под углом атаки α .

Сопоставление данных о положении особых линий на поверхности полуконусов, полученных в расчетах и экспериментах по визуализации картин поверхностных линий тока методом масло-сажевых покрытий, позволяет сделать вывод о их вполне удовлетворительном соответствии, которое иллюстрируется на теневых снимках (рис. 7б, в, символы I — линии стекания, II — растекания) и на кривых распределения давления в отрезках прямых (рис. 9, 1, 3 — линии стекания, 2, 4 — растекания).

На рис. 11 представлена возможная схема симметричного обтекания полуконуса на пластине под углом атаки, где изображены ударно-волновая конфигурация и картина линий тока в плоскости ($Z = 1$). Отметим, что в зависимости от интенсивности

контактного разрыва в структуре ударного слоя будут существовать характерные для конического течения особенности Ферри либо стандартная — узел линий тока на поверхности, либо вихревая — с седловой особой точкой на поверхности конуса и вихревой структурой над ней.

В целом сопоставление экспериментальных и расчетных результатов позволяет заключить, что при обтекании модели полуконуса на пластине на режимах с маховской системой ударных волн (обтекания при углах атаки $\alpha > 0$) для расчета течения в ударном слое вне области локального влияния отрыва на пластине можно использовать значительно более простой метод для модели идеального газа.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено экспериментальное и численное исследования структуры сверхзвукового обтекания при числе Маха $M = 3$ компоновки полуконус на пластине, вершина которого совпадает с ее сверхзвуковой передней кромкой.

С использованием специального оптического метода для визуализации сверхзвуковых конических течений показано, что при умеренных сверхзвуковых числах Маха ($M = 3$) область отрыва, возникающая как при взаимодействии с пограничным слоем на пластине головной конической ударной волны при обтекании под нулевым углом атаки, так и внутренней ударной волны, маховской конфигурации ударных волн при обтекании под углом атаки, целиком располагается на пластине.

Выяснено, что линия растекания на поверхности полуконуса в окрестности линии пересечения поверхностей не является, вопреки имеющемуся в литературе представлению, линией присоединения оторвавшегося на пластине потока, а есть следствие локального влияния на течение области отрыва на пластине, близко расположенной к поверхности центрального тела.

Установлено, что при симметричном обтекании модели в зависимости от интенсивности контактных разрывов, исходящих из точек ветвления сопутствующей ударно-волновой конфигурации, в ударном слое могут существовать либо стандартные особенности Ферри на поверхности полуконуса, либо вихревые над его поверхностью, расположенные по обе стороны от плоскости симметрии течения.

На основе моделей идеального и вязкого газа разработаны численные коды для расчета течения в коническом приближении. Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными показало их удовлетворительное согласие и возможные границы применения каждого из них.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zubin M.A., Ostapenko N.A., Chulokov A.A. Конические течения газа с ударными волнами и отрывом турбулентного пограничного слоя // Изв. РАН. МЖГ. 2012. № 2. С. 140–160.

2. Зубин М.А., Максимов Ф.А., Остапенко Н.А. Критерии существования невязких вихревых структур в ударных слоях конических течений газа // Докл. РАН. 2014. Т. 434. № 3. С. 282–288.
3. Зубин М.А., Максимов Ф.А., Остапенко Н.А. Невязкие вихревые структуры в ударных слоях конических течений около V-образных крыльев // Изв. РАН. МЖГ. 2017. № 3. С. 97–113.
4. Гунько Ю.П., Кудрявцев А.Н., Рахимов Р.Д. Сверхзвуковые невязкие течения с регулярным и нерегулярным взаимодействием скачков уплотнения в угловых конфигурациях // Изв. РАН. МЖГ. 2004. № 2. С. 152–169.
5. Аэродинамические установки Института механики МГУ / под. ред. Г.Г. Черного, А.И. Зубкова, Ю.А. Панаева. М.: Изд-во Московского университета. 1985. 43 с.
6. Гонор А.Л., Зубин М.А., Остапенко Н.А. Применение лазеров в экспериментальной аэродинамике / В кн.: Приборостроение и автоматический контроль. М.: Машиностроение. 1985. №2. С. 5–43.
7. Зубин М.А., Максимов Ф.А., Остапенко Н.А. О некоторых особенностях структуры течения в ударных слоях конических течений газа // Изв. РАН. МЖГ. 2014. № 6. С. 118–134.
8. Maksimov F.A. Simulation of the Flows Near Wings with Supersonic Edges. Advances in the Theory and Practice of Computational Mechanics. Smart Innovation/ Systems and Technologies. 2022. Vol. 274. P. 87–103.
9. Максимов Ф.А., Чураков Д.А., Шевелев Ю.Д. Разработка математических моделей и численных методов для решения задач аэродинамического проектирования на многопроцессорной вычислительной технике // ЖВММФ. 2011. Т. 51. №2. С. 303–328.
10. Авдудевский В.С., Грецов В.К. Исследование трехмерного отрывного обтекания полуконусов, установленных на пластине // Изв. АН СССР. МЖГ. 1970. №6. С. 112–115.
11. Settles G.S., Kimmel R.L. Similarity of quasiconical shock wave/turbulent boundary layer interactions // AIAA Journal. 1986. Vol. 24. No. 1. P. 47–53.
12. Zheltovodov A., Knight D. Ideal-Gas Shock Wave–Turbulent Boundary-Layer Interactions in Supersonic Flows and Their Modeling: Three-Dimensional Interactions / in a book Shock Wave–Boundary-Layer Interactions, edited H. Babinsky and J.K. Harvey (chapter 5, p. 202–258), New York: Cambridge University Press. 2011.
13. Sabnis K., Babinsky H. A review of three-dimensional shock wave–boundary-layer interactions / Progress in Aerospace Sciences 143 (2023) 100953, p. 1–27.
14. Зубин М.А., Остапенко Н.А. Структура течения в отрывной области при взаимодействии прямого скачка уплотнения с пограничным слоем в угле // Изв. АН СССР. МЖГ. 1979. № 3. С. 51–58.

SPECIFIC FEATURES OF THE FLOW IN THE SHOCK LAYER NEAR A SEMICONE ON A FLAT PLATE

M. A. Zubin* and F. A. Maksimov**

Moscow State University, Institute of Mechanics, Moscow, 119192 Russia

**e-mail: zubinma@mail.ru*

***e-mail: f_a_maximov@mail.ru*

We present the results of experimental and numerical investigations of the structure of the supersonic $M = 3$ flow past an arrangement of a semicone on a flat plate, where the cone vertex coincides with the supersonic leading edge of the plate. Using a specially developed optical method for visualizing supersonic conical flows it is established that in the flow past the arrangement at zero or nonzero angle of attack the separation region arising on interaction of either the conical bow shock or the inner shock wave with the plate boundary layer is situated totally on the plate. The appearance of additional singular lines on the semicone surface and vortex structures of inviscid origin in the shock layer is due to the occurrence of contact discontinuities proceeding from the triple points of either the λ -configuration of shock waves accompanying the separation region on the plate or the bow shock wave arising in the flow past the arrangement with or without an angle of attack. Numerical codes for calculating the flow in the conical approximation are developed basing on the viscous and inviscid gas models. The comparison of the calculated results with experimental data shows their satisfactory agreement and possible usage domains of any of these approaches.

Keywords: supersonic conical flows, shock waves, contact discontinuities, separation of a turbulent boundary layer, Fermi singularity.