

УДК 519.8 + 533.601.15

Анализ сверхзвукового обтекания двух тел вращения вблизи поверхности

Е.К. Дерунов, В.Ф. Волков, А.А. Желтоводов, А.И. Максимов

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

E-mail: zhelt@itam.nsc.ru

Приводятся результаты экспериментальных и расчетных исследований особенностей обтекания расположенных над горизонтальной поверхностью параллельно друг другу и потоку двух идентичных цилиндрических тел вращения диаметром $D = 50$ мм и удлинением корпуса $\lambda = 5$ с коническими головными частями с углами раствора $\theta = 40^\circ$ и 60° при числах Маха $M_\infty = 4,03$, Рейнольдса $Re_1 \approx 55 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$, фиксированном удалении от поверхности $Y = \Delta y/D = 0,96$ и расстояниях между их осями $Z = \Delta z/D = 1,06\text{--}2,4$. Рассматриваются особенности пространственных турбулентных отрывных течений, реализующихся на телах и пластине, а также возможности прогнозирования действующих на тела аэродинамических сил и моментов на основе численных расчетов в рамках уравнений Эйлера.

Ключевые слова: скачки уплотнения, турбулентный пограничный слой, вязко-невязкое взаимодействие, отрывные зоны, топология течения, аэродинамическая интерференция, уравнения Эйлера.

ВВЕДЕНИЕ

Исследования сверхзвуковых течений, реализующихся в условиях группового полета летательных аппаратов при различном удалении от поверхности, относятся к актуальным задачам аэрогазодинамики. Детальный анализ их газодинамической структуры важен для объяснения эффектов аэродинамической интерференции и прогнозирования возникающих сил и моментов. Углубленное изучение особенностей развития таких сложных течений требует привлечения как экспериментальных, так и расчетных методов. Некоторые их свойства могут быть предсказаны на основе численного решения уравнений Эйлера. Это продемонстрировано, например, в работе [1], где выполнено сравнение результатов численных расчетов сверхзвукового обтекания расположенных под углами атаки двух тел вращения с экспериментальными данными. В работах [2–4] исследовано обтекание аналогичных двух тел при нулевом угле атаки, а в [5] показаны возможности расчетов разделения ступеней ракет. В работах [6, 7] изучены эффекты аэродинамической интерференции с поверхностью одного тела вращения с конической головной частью, а в [8] — двух аналогичных тел. Путем сравнения расчетов с экспериментом продемонстрированы возможности предсказания распределений давления на телах и на расположенной под ними пластине и отмечены отличия, обусловленные влиянием отрыва пограничного слоя при его взаимодействии со скачками уплот-

нения. Выполненные в [9] численные расчеты обтекания рассмотренных в [8] двух осесимметричных тел над пластиной позволили значительно уточнить характерную для невязкого течения сложную пространственную волновую структуру, возникающую в результате взаимодействия исходных головных и отраженных вторичных скачков, а также их дифракции на телах. Такая исходная волновая структура позволяет объяснить причины возникновения и прогнозировать ожидаемое местоположение отрывных зон на расположенных под телами поверхностях, возникающих в реальном течении вследствие вязко-невязкого взаимодействия, при различных расстояниях между телами и углах раствора их конических головных частей [10–12]. Это весьма важно для практики, поскольку адекватное предсказание свойств пространственного турбулентного отрыва на основе осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса и полуэмпирических моделей турбулентности, а также современных методов прямого численного моделирования все еще остается довольно сложной задачей даже для более простых тестовых конфигураций (см., например, [13, 14]). С учетом трудностей предсказания отрыва на различных компоновках тел вблизи поверхности представляет интерес проверка возможности расчетов аэродинамических сил и моментов в рамках модели идеального газа.

Настоящая работа является продолжением исследований [8–12] с целью уточнения особенностей сверхзвукового обтекания расположенных над пластиной двух тел вращения с коническими головными частями и проверки возможности использования численных расчетов на основе уравнений Эйлера для предсказания действующих на них аэродинамических сил и моментов.

УСЛОВИЯ И МЕТОДИКИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты проведены в сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-313 ИТПМ СО РАН с сечением рабочей части 600×600 мм при числе Маха $M_\infty = 4,03$ и Рейнольдса $Re_1 \approx 55 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$, давлении торможения потока $P_0 = 1,074 \pm 0,002 \text{ МПа}$. Поверхность модели близка к адиабатической при температуре торможения $T_0 = 291 \pm 1 \text{ К}$.

Схема модели, состоящей из горизонтальной плоской пластины FP (шириной 424 мм и длиной 406 мм) и расположенных над ней параллельно потоку двух одинаковых тел вращения (B_1 и B_2) с углами раствора конических головных частей $\theta = 40$ или 60° , показана на рис. 1. Удлинение цилиндрических корпусов тел $\lambda = (L - x_0)/D = 5$, где L и $x_0 = (D/2)\text{tg}\theta$ — общая длина тела и длина головной части соответственно, а $D = 50 \text{ мм}$ — диаметр корпуса. Относительное расстояние от осей тел до поверхности пластины было одинаковым $Y = \Delta y/D = 0,96$, а между осями тел изменялось в пределах $Z = \Delta z/D = 1,06 \div 2,4$. Для этого тело B_2 перемещалось по установленному за ним горизонтальному пилону относительно основного тела B_1 , которое крепилось на центральной донной державке 4-компонентных механических весов. Эти весы использовались для измерений действующей на тело B_1 подъемной силы и создаваемого ею момента. Боковая сила и соответствующий ей момент измерялись дополнительными тензовесами. По данным многократных измерений среднеквадратичные погрешности σ для коэффициентов подъемной (C_y) и боковой (C_z) сил составляли соответственно $\sigma_{C_y} = 0,001$ и $\sigma_{C_z} = 0,006$, а для моментов этих сил относительно вершины тела — $\sigma_{m_y} = 0,025$ и $\sigma_{m_z} = 0,021$. (При определении указанных коэффициентов аэродинамические силы относились к скоростному напору набегающего потока q_∞ и поперечному (миделевому) сечению цилиндрического корпуса $S_{\text{mid}} = \pi D^2/4$, а аэродинамические моменты — к величине $q_\infty S_{\text{mid}} L$.)

Оба тела располагались так, что расстояние между передней кромкой пластины и вертикальным сечением сопряжения конических головных частей с цилиндрическими корпусами во всех исследованных случаях было одинаковым и равным $L_x = 110$ мм ($X = x/D = 2,2$). При этом толщина турбулентного пограничного слоя на пластине в местах падения головных скачков уплотнения для исследованных значений углов головной части тел $\theta = 40^\circ$ и 60° составляла $\delta \approx 1,8\text{--}2$ мм [12].

Измерения распределения давления на поверхности тела B_1 и пластины осуществлялись многоканальным прибором МИД-100 класса 0,3 с диапазоном 0÷100 кПа. Дренированный вкладыш со 100 отверстиями диаметром 0,5 мм, расположенными с шагом 3,5 мм вдоль оси x , перемещался в боковом направлении с помощью пневматического устройства также с шагом 3,5 мм. Это позволяло получать панорамы распределений давления на пластине в области с размерами 346,5×308 мм. Дренированное вдоль образующей тело B_1 могло вращаться с угловым шагом $\varphi = 10^\circ$, что позволяло получать подробные распределения давления на его поверхности. Погрешность определения коэффициентов давления $C_p = (p - p_\infty)/q_\infty$ на теле и пластине оценивается величиной $\pm 0,02$.

Для визуализации предельных линий тока на поверхности пластины использовалась смесь трансформаторного масла с газовой сажей. Волновые структуры, реализующиеся между двумя телами, а также между телом и пластиной, изучались с помощью тепловых фотографий. При этом в первом случае для их получения телá устанавливались в вертикальной плоскости друг над другом при отсутствии пластины, а во втором — течение между телом и пластиной фотографировалось при виде сбоку. Более подробное описание конструкции модели и методики проведения экспериментов дано в [7, 8, 12].

МЕТОДИКА ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Использованный для расчетов численный алгоритм, ранее апробированный для прогнозирования обтекания расположенных рядом двух тел вращения при отсутствии поверхности, основан на полных уравнениях Эйлера, представленных в интегральной форме [1, 3, 4]. Решение ищется в декартовой системе координат x, y, z в области, ограниченной поверхностью тела B_1 , его головным скачком уплотнения, вертикальной плоскостью симметрии между телами PS и расположенной под ними поверхностью FP (рис. 1). Область решения разбивается на конечные непересекающиеся объемы. Газодинамические параметры на гранях ячеек каждого такого элементарного объема определяются линейной интерполяцией соответствующих значений в узловых точках. Стационарное решение находится методом установления в каждом сечении $x = \text{const}$ и последующими глобальными итерациями со вторым порядком точности по пространственным координатам и первым — по времени. При этом параметры потока в первом маршевом сечении рассчитываются из условия коничности течения в окрестности вершины тела. В процессе установления решения осуществляется коррекция положения выделяемой головной ударной волны. Граничными условиями служат условие непротекания на теле и пластине и условие симметрии относительно вертикальной плоскости PS . На поверхности головного скачка параметры потока определяются соотношениями Рэнкина–Гюгонио. Получаемые в расчетной области решения сшиваются в вертикальной полуплоскости ($\varphi = 180^\circ$), проходящей через ось тела.

В качестве начальных данных при расчете рассматриваемой конфигурации с двумя телами и поверхностью использовано решение для одного изолированного тела вращения. Выполненные расчеты при $M_\infty = 4,03$ для такого тела с углами

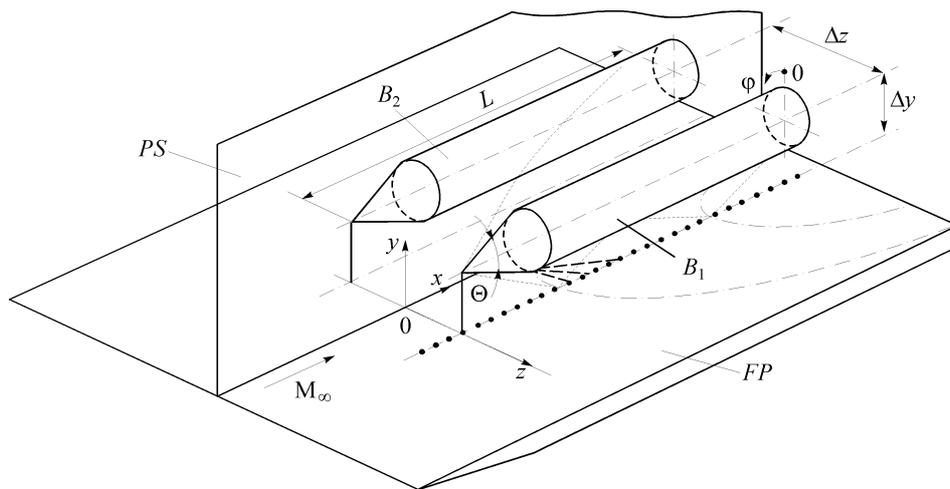


Рис. 1. Схема модели.

B_1, B_2 — тела вращения, FP — пластина, PS — вертикальная плоскость симметрии.

конической головной части $\theta = 40^\circ$ и 60° на сетках $80 \times 40 \times 80$, $100 \times 60 \times 120$ и $120 \times 80 \times 180$ продемонстрировали хорошую сходимость и соответствие положения головного скачка уплотнения, а также распределения давления вдоль образующей тела с результатами известных расчетов [15].

Сравнение результатов предварительных расчетов для рассматриваемой конфигурации с двумя телами над пластиной [9] с экспериментальными данными и расчетами [8] показало, что использованная сетка $120 \times 80 \times 180$ в продольном (x), радиальном (r) и азимутальном (φ) направлениях не обеспечивает достаточной точности предсказания характерных изменений давления на поверхностях тела и пластины. В связи с этим в пределах возможности используемых вычислительных ресурсов реализована сетка с более высоким общим разрешением $190 \times 100 \times 150$. Она была равномерной в радиальном и азимутальном направлениях на начальном участке до встречи головных скачков с пластиной и с вертикальной плоскостью симметрии между телами, а ниже по потоку становилась неравномерной по всем направлениям вследствие адаптации к внешним границам. На цилиндрической части тела вращения максимальная неравномерность шага сетки достигала значения $h_{\max}/h_{\min} = 3$.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Сверхзвуковое обтекание двух тел, расположенных вблизи плоской поверхности (см. рис. 1), характеризуется их аэродинамической интерференцией между собой и с пластиной. В таких условиях характер взаимодействия отмеченных возмущений между собой и многократные отражения возникающих вторичных волн от поверхностей тел и пластины определяют реализующиеся на них поля давлений и особенности предельных линий тока. Это демонстрирует рис. 2, на котором совмещены полученные тепловские фотографии обтекания и картины предельных линий тока на телах вращения с углом раствора головных частей $\theta = 40^\circ$ при числе Маха $M_\infty = 4,03$, относительном расстоянии между их осями $Z = 1,4$ и удалении от пластины $Y = 0,96$. Газодинамическая структура течения между телами сфотографирована при виде снизу со стороны пластины (рис. 2, а), а на расположенном сверху теле B_1 приведены предельные линии тока на поверх-

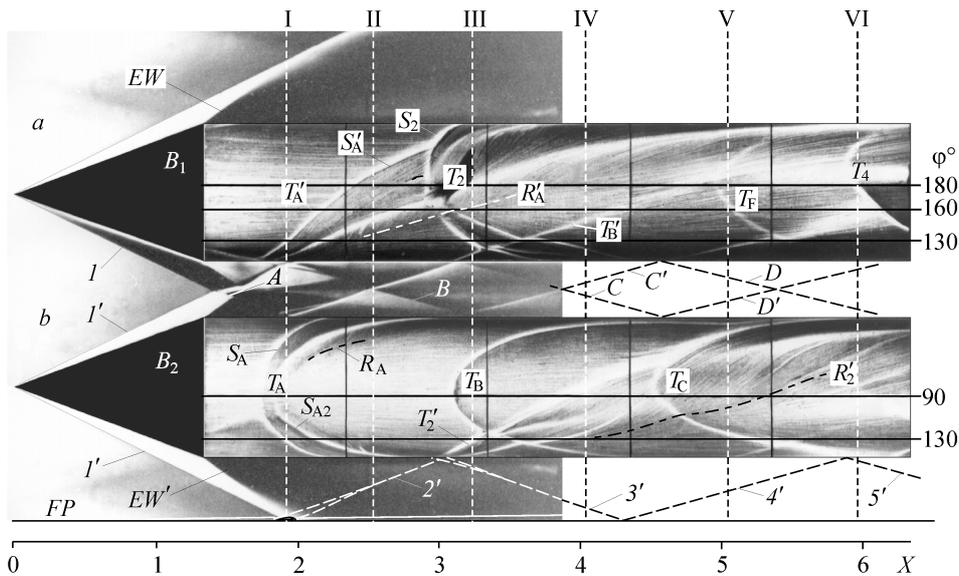


Рис. 2. Газодинамические особенности течения и предельные линии тока на поверхности тел при $M_\infty = 4,03$, $\theta = 40^\circ$, $Z = 1,4$, $Y = 0,96$.

a — вид снизу (со стороны пластины *FP*), *b* — вид сбоку (со стороны плоскости симметрии *PS*).

ности, обращенной к пластине. Отражающиеся между телом B_2 и пластиной волны показаны при виде сбоку (рис. 2, *b*), а предельные линии тока — на его поверхности, обращенной к телу B_1 .

Как видно на рис. 2, *a*, обтекание двух рассматриваемых тел характеризуется регулярным взаимодействием головных скачков уплотнения I и I' , а также возникающих между ними вторичных скачков A , B , C и D с их симметричными аналогами A' , B' , C' и D' . (В принятой системе обозначений верхний индекс относится к головному скачку тела B_2 , а также отраженным от его поверхности вторичным скачкам, распространяющимся к телу B_1 . Обозначения без верхнего индекса относятся к соответствующим возмущениям, распространяющимся от тела B_1 .) Между телом B_2 и пластиной FP головной скачок I' многократно отражается от их поверхностей, формируя последовательность вторичных скачков $2'$, $3'$, $4'$ и $5'$, обозначенных штриховой линией на рис. 2, *b*. Такая же последовательность скачков (1 , 2 , 3 , 4 и 5) возникает между телом B_1 и пластиной. Необходимо отметить, что наряду со скачками в пространстве между телами, а также между телами и пластиной, от стыков головных поверхностей с цилиндрическими корпусами распространяются веера волн разрежения EW и EW' . Эти волны многократно отражаются от поверхностей тел и пластины, влияя на интенсивность проникающих вместе с ними вторичных скачков.

Полученные в расчетах поля плотности в окрестности тел в присутствии пластины (рис. 3, *a*), представленные изолиниями в проходящей через оси тел вращения горизонтальной плоскости, а также на поверхностях тел при виде со стороны пластины, соответствуют зафиксированным в эксперименте газодинамическим особенностям течения (см. рис. 2, *a*). Точно так же рассчитанное поле плотности в течении в вертикальном осевом сечении тела B_2 , а также на его боковой поверхности,

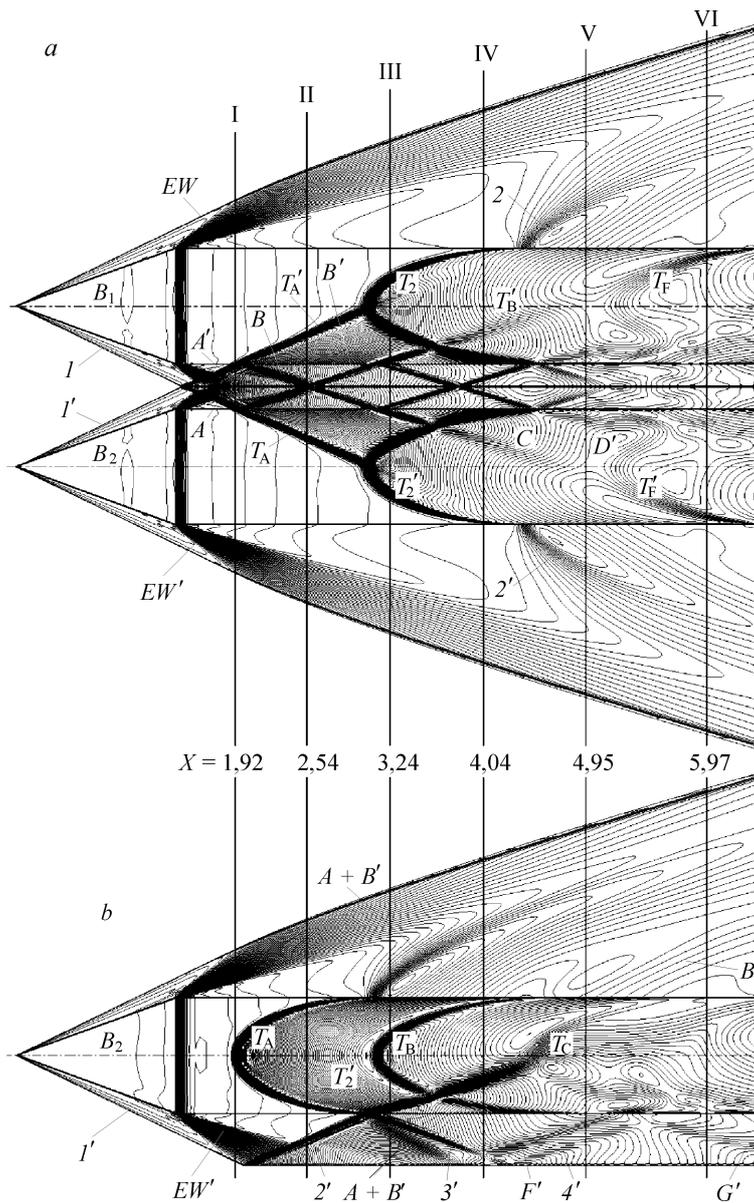


Рис. 3. Расчетные изолинии плотности в потоке в горизонтальном (а), вертикальном (b) сечениях и на поверхностях тел вращения при $M_\infty = 4,03$, $\theta = 40^\circ$, $Z = 1,4$, $Y = 0,96$.
 а — вид снизу (со стороны пластины FP), б — вид сбоку (со стороны плоскости симметрии PS).

обращенной к телу B_1 (см. рис. 3, b), согласуется с газодинамической структурой, наблюдавшейся в эксперименте (см. рис. 2, b). Естественно, что выполненные расчеты в рамках модели идеального газа не претендуют на воспроизведение эффектов вязко-невязкого взаимодействия, однако существенно уточняют возникающую сложную пространственную волновую структуру, которая помогает объяснить многие особенности реального вязкого течения. Например, в соответствии с расчетом продолжение головного скачка A , а также вторичные скачки B и C , распространяющиеся от тела B_1 (см. рис. 3, a), формируют на боковой поверхности тела B_2 отчетливые подковообразные следы T_A , T_B и T_C (см. рис. 3, b). На фото-

графии предельных линий тока (см. рис. 2, *b*) указанным следам скачков соответствуют аналогичные по форме светлые полосы T_A , T_B и T_C . Достаточный интенсивный скачок A вызывает отрыв пограничного слоя в пределах области, ограниченной наблюдаемыми на фотографии линиями стекания (отрыва) S_A и растекания (присоединения) R_A . При этом линия стекания формируется на некотором расстоянии перед следом скачка T_A , а линия растекания — за ним. От этих линий во внешний поток распространяются отрывной и замыкающий скачки соответственно, которые объединяются на некотором удалении от поверхности тела в единый фронт B , что видно на теплеровской фотографии (см. рис. 2, *a*). Между основными линиями S_A и R_A формируется вторичная линия стекания S_{A2} , которая часто ассоциируется с вторичным отрывом (см., например, [12–14]). В окрестности следа второго скачка T_B отрыв заметно локализуется, а в области расположенного далее следа T_C — исчезает совсем, и в его окрестности наблюдаются лишь искривления предельных линий тока. Такой характер течения обусловлен тем, что пересекающиеся веера волн разрежения EW и EW' , распространяющиеся от стыков конических головных частей с цилиндрическими корпусами в пространстве между телами (см. рис. 3, *a*), постепенно ослабляют проникающие сюда вторичные скачки, подавляя их способность вызывать отрыв пограничного слоя на поверхностях.

В результате отражения головного скачка I' от пластины на тело B_2 попадает вторичный скачок $2'$ (см. рис. 2, *b*, 3, *b*). Аналогичный вторичный скачок 2 возникает и под телом B_1 из-за отражения от пластины головного скачка I . В окрестности наблюдаемых со стороны пластины следов этих вторичных скачков T_2' и T_2 на телах (см. рис. 3, *a*) возникают отрывы пограничного слоя с формированием основных линий стекания и растекания, а также вторичных линий стекания между ними. Эти особенности хорошо видны на соответствующей фотографии предельных линий тока на поверхности показанного вверху тела B_1 (см. рис. 2, *a*). В процессе дифракции на этом теле головного скачка A' , распространяющегося от второго тела (см. рис. 3, *a*), формируется след T_A' , пересекающий след T_2 отмеченного выше отраженного от пластины вторичного скачка 2 . В таких условиях инициированное первым скачком отрывное течение, ограниченное основными линиями стекания S_A' и растекания R_A' (см. рис. 2, *a*), взаимодействует с последующим отрывом в окрестности следа T_2 . На втором теле формируется аналогичная симметричная картина течения при пересечении следов скачков T_A и T_2' . Как уже отмечалось выше, проникающие между телом и пластиной волны разрежения ослабляют вторичные скачки. Вследствие этого на теле B_1 в окрестности следа T_4 отраженного от пластины последнего скачка 4 (см. рис. 2, *a*), аналогичного обозначенному скачку $4'$ под вторым телом (см. рис. 2, *b*, 3, *b*), отрыв не возникает, и предельные линии тока проникают через след, лишь слабо искривляясь.

Полученную в расчетах сложную пространственную волновую структуру, формирующуюся при обтекании рассматриваемой конфигурации, дополнительно иллюстрируют приведенные на рис. 4 поля плотности в вертикальных поперечных сечениях I–VI, нормальных к осям тел, которые соответствуют относительным значениям продольной координаты $X = x/D = 1,92, 2,54, 3,24, 4,04, 4,95$ и $5,97$. С целью геометрической привязки эти сечения обозначены также на рис. 2 и 3. Как следует из рис. 4, *a*, в сечении I головные скачки I и I' , распространяющиеся вокруг тел B_1 и B_2 , после пересечения образуют фронты A и A' , которые впервые достигают ориентированных друг к другу цилиндрических поверхностей. Непосред-

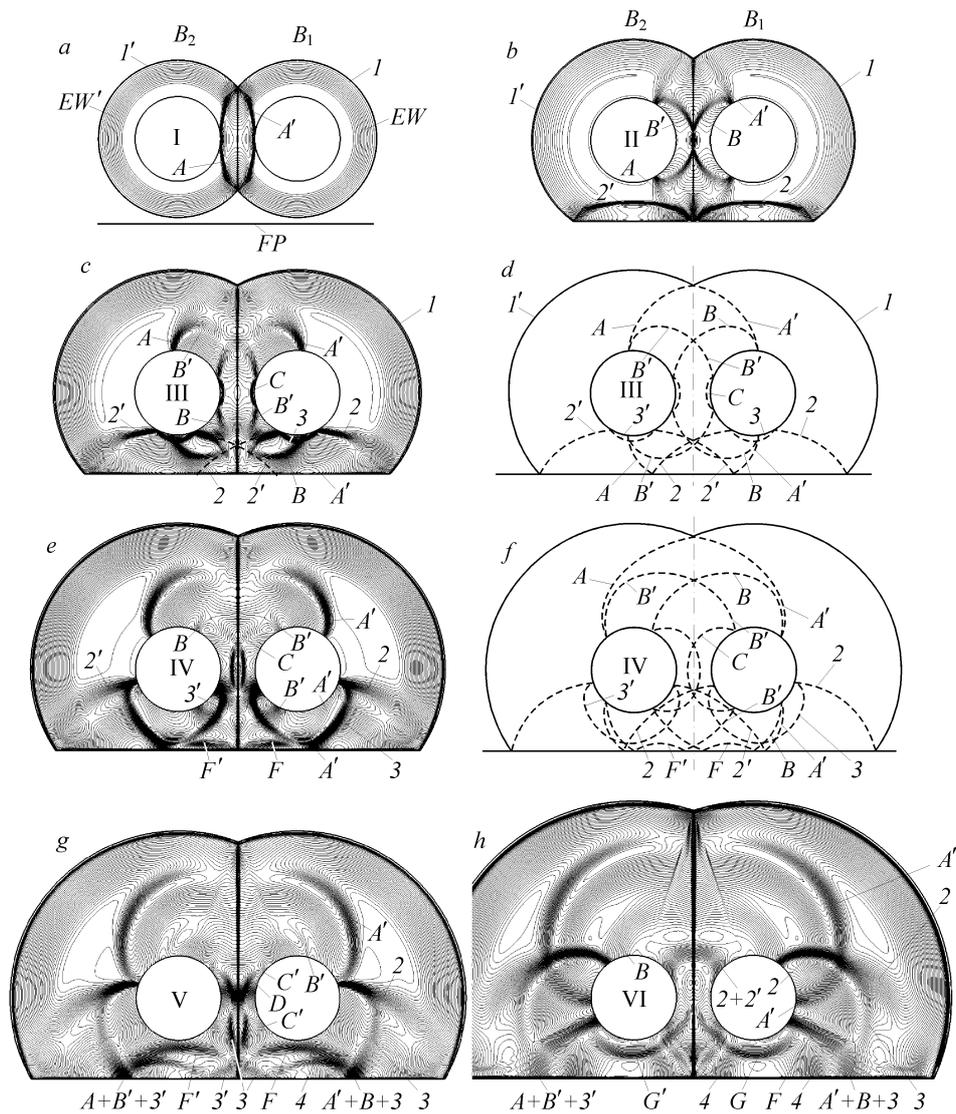


Рис. 4. Расчетная волновая структура в поперечных сечениях I–VI при $X = 1,92, 2,54, 3,24, 4,04, 4,95$ и $5,97$ соответственно.

ственно за этими фронтами к телам проникают также пересекающиеся волны разрежения EW и EW' . Ниже по течению (сечение II, рис. 4, *b*) фронты скачков A и A' распространяются над и под телами, а от боковых поверхностей отражаются и начинают взаимодействовать друг с другом описанные выше вторичные скачки B и B' . Дифрагирующие на телах скачки A' и A проникают к пластине, пересекаясь с отраженными от нее вторичными скачками 2 и $2'$.

Как видно на рис. 4, *c*, в следующем сечении III достигающий тела B_1 фронт скачка B' после взаимодействия с распространяющимся навстречу скачком B отражается от поверхности скачком C в направлении ко второму телу. Соответственно в окрестности тела B_2 возникает аналогичная симметричная картина. Под телами искривленные скачки B и B' распространяются к пластине. Скачки 2 и $2'$ отражаются от ориентированных к пластине поверхностей тел фронтами 3 и $3'$ соответственно. Приведенная качественная схема для рассматриваемого сечения

(см. рис. 4, *d*), построенная на основе тщательного анализа изолиний при различных их грациях, уточняет особенности реализующейся волновой структуры. Как показано на этой схеме, проникающие снизу и сверху к телу B_2 скачки A и B' постепенно сближаются и формируют единый фронт $A+B'$, который также обозначен в вертикальном осевом сечении на рис. 3, *b*. Аналогичная симметричная картина наблюдается и вблизи тела B_1 , где располагаются симметричные рассмотренным выше скачки A' и B (см. рис. 4, *d*).

Рассчитанная картина течения в сечении IV (см. рис. 4, *e*) и соответствующая ей качественная схема (см. рис. 4, *f*) демонстрируют пересечение отраженного от первого тела скачка C с его симметричным аналогом, распространяющимся от второго тела. В результате взаимодействия с пластиной отмеченных выше искривленных фронтов B и B' возникают отраженные скачки F и F' . Скачок F' под вторым телом показан также в сечении на рис. 3, *b*. Как видно на этом рисунке, в результате отражения этого скачка от тела формируется направленный к пластине скачок G' . Появление следов T_F и $T_{F'}$ скачков F и F' на обращенных к пластине поверхностях тел (см. рис. 3, *a*) сопровождается лишь искривлением предельных линий тока без признаков отрыва пограничного слоя, что демонстрирует фотография соответствующей поверхности тела B_1 (см. рис. 2, *a*). Процесс распространения к телу отраженных скачков F и F' , а также их симметричных аналогов под вторым телом иллюстрирует рис. 4, *g*. В сечении VI (см. рис. 4, *h*) отчетливо видны отраженные от тел скачки G и G' , удаляющиеся от пластины фронты скачков 2 и 3, а также дальнейшее развитие всей волновой структуры ниже по потоку.

При взаимодействии распространяющихся от тел головных и отраженных вторичных скачков с развивающимся турбулентным пограничным слоем на поверхности пластины формируется довольно сложная картина предельных линий тока. На рис. 5 показана фотография масло-сажевой визуализации течения на пластине,

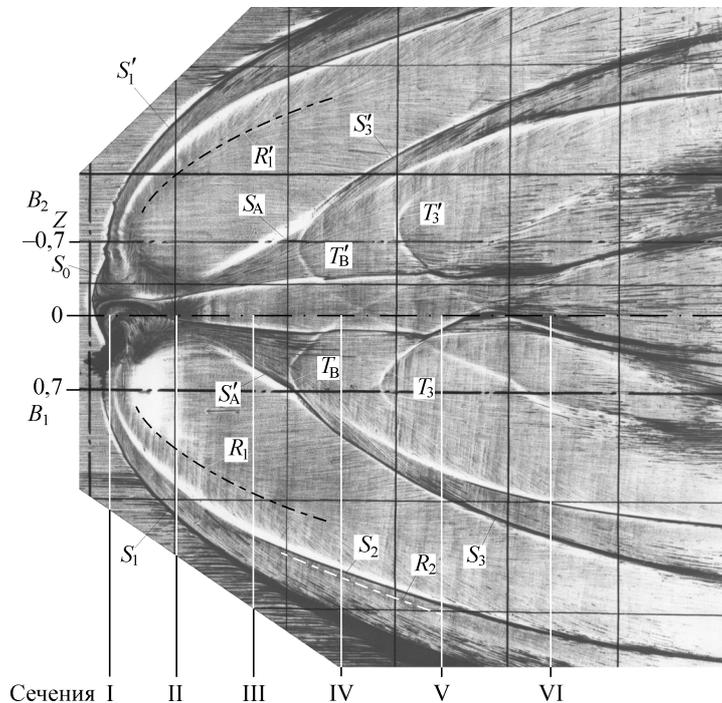


Рис. 5. Масло-сажевая картина предельных линий тока на поверхности пластины при $M_\infty = 4,03$, $\theta = 40^\circ$, $Z = 1,4$.

а на рис. 6 — соответствующая топологическая схема предельных линий тока, полученная путем тщательного анализа и компьютерной обработки этой фотографии. Для наглядности и привязки к расположенным над поверхностью телам B_1 и B_2 на схеме штриховыми линиями обозначены их внешние контуры в проекции на пластину. Как видно, в рассматриваемых условиях головные скачки I и I' стимулируют появление на поверхности под телами отчетливых линий стекания S_1 и S_1' , которые исходят из расположенных в окрестности проекций осей тел на пластине особых седловых точек отрыва C_1 и C_1' (см. рис. 6). За ними образуются узловые точки присоединения потока N_1 и N_1' , из которых исходят линии растекания R_1 и R_1' . Отмеченные точки отрыва и присоединения потока характеризуются нулевым значением поверхностного трения. По мере удаления от них к периферии по ширине пластины отрывные течения постепенно вырождаются во вторичные. Как известно [12], такие вторичные течения, в отличие от отрывных, характеризуются значительными горизонтальными, а не вертикальными отклонениями линий тока в пограничном слое. В областях с положительными градиентами давления в них формируются вторичные линии стекания и растекания S_2, R_2 под телом B_1 и их

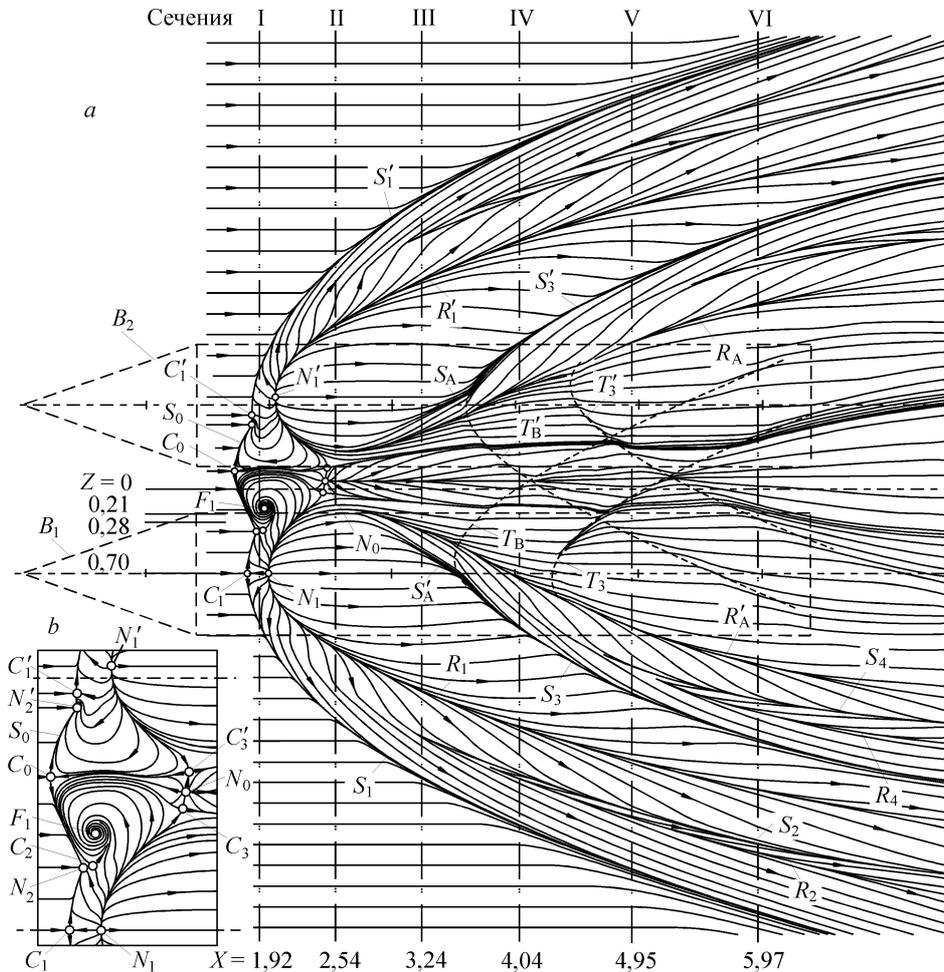


Рис. 6. Топологическая схема предельных линий тока на поверхности пластины при $M_\infty = 4,03$, $\theta = 40^\circ$, $Z = 1,4$.

симметричные аналоги под телом B_2 . При этом поверхностное трение на основных и вторичных линиях стекания и растекания не падает до нулевого значения, а остается конечным (см., например, [16]). Возникающие отрывной и замыкающий скачки уплотнения, исходящие из точек отрыва и присоединения потока под телами, являются причиной “расщепления” основания отраженного скачка $2'$ (см. рис 2, *b*). Как отмечено выше, аналогичная особенность проявлялась и при первом отражении головных скачков от боковых поверхностей тел (см. рис. 2, *a*). Необходимо отметить, что формирующиеся в условиях отрыва на телах подковообразные линии стекания и растекания S_A', S_A и R_A', R_A в этих местах, а также аналогичные линии при локализованном отрыве в окрестности следов на телах T_2' и T_2 более слабых вторичных скачков $2'$ и 2 (см. рис. 2, *a, b*) исходят из особых седловых и узловых точек, как и на пластине.

Как видно на рис. 5 и 6, в окрестности вертикальной плоскости симметрии между телами, которая соответствует обозначенному продольному сечению $Z = 0$, возникающие под ними отрывные течения на пластине объединяются в выступающую против потока центральную отрывную зону. Такая крупномасштабная отрывная зона формируется с наступлением режима маховского взаимодействия пересекающихся отрывных скачков, распространяющихся от линий стекания S_1 и S_1' , а также пересекающихся головных скачков в процессе их погружения в пограничный слой [12]. Поперечная линия стекания S_0 перед этой зоной (см. рис. 6, *a*) исходит из центральной седловой точки отрыва C_0 и объединяется с формируемыми под телами линиями стекания S_1 и S_1' в узловых точках отрыва N_2 и N_2' (см. увеличенный фрагмент центральной зоны отрыва на рис. 6, *b*). За точкой C_0 располагается центральная узловая точка присоединения N_0 . В результате взаимодействия растекающегося из этой точки потока с пристенными поперечными течениями, распространяющимися от тел, возникают симметричные боковые седловые точки C_3 и C_3' . В проникающем в центральную отрывную зону возвратном потоке со стороны тела B_1 формируется фокус F_1 . Такая особенность свидетельствует о формировании вихря, который может выносить газ из отрывной зоны во внешний поток. В результате взаимодействия пристенного течения, втягиваемого в этот вихрь, с распространяющимся ему навстречу течением от узла N_1 и от исходящей из него линии растекания R_1 за узлом N_2 возникает дополнительная седловая точка C_2 . Следует отметить, что на противоположной стороне центральной отрывной зоны описанные выше фокус и дополнительная седловая точка отсутствуют. Как объяснялось в [12], такая асимметрия в основном вызвана небольшой дополнительной деформацией горизонтального пилона боковой державки тела B_2 по сравнению с жесткой центральной державкой весов, на которой устанавливалось тело B_1 .

Анализируя особенности предельных линий тока за рассмотренными выше центральной и боковыми отрывными зонами (см. рис. 5, 6), можно отметить влияние проникающих под телами к пластине скачков A' и A , сформировавшихся после пересечения головных скачков друг с другом, которые показаны в сечениях II и III (см. рис. 4, *b-d*). (Положение ранее рассмотренных этих и остальных поперечных сечений обозначено на рис. 5 и 6.) При взаимодействии этих скачков с пограничным слоем на поверхности под телами B_1 и B_2 формируются симметричные линии стекания S_A' и S_A , а также расположенные за ними линии растекания R_A' и R_A (см. рис. 6). Линии растекания R_A' и R_A проникают ниже по течению через пересекающиеся симметричные следы T_B и T_B' дифрагирующих на телах выпуклых скач-

ков B и B' , а также последующие аналогичные по форме следы T_3 и T_3' отраженных от нижних поверхностей тел вторичных скачков 3 и $3'$. Эволюция в пространстве этих скачков, достигающих поверхности пластины, обсуждалась выше и показана на рис. 4, $c-g$. Как видно на рис. 6, отмеченные симметричные линии S_A' и S_A трансформируются соответственно в линии стекания S_3 и S_3' , которые формируются в результате воздействия последовательно объединяющихся фронтов скачков $A'+B+3$ под телом B_1 и их симметричных аналогов $A+B'+3'$ под телом B_2 . Между линиями S_3 и R_A' под первым телом формируются вторичные линии стекания S_4 и растекания R_4 . Под вторым телом возникают их симметричные аналоги.

Соответствующее представленным на рис. 5 и 6 предельным линиям тока поле коэффициентов давления на поверхности пластины показано на рис. 7. В рассматриваемых условиях в окрестности центральной узловой точки N_0 и расположенных под телами аналогичных симметричных точек присоединения N_1 и N_1' формируются максимумы коэффициентов давления со значениями $C_p \approx 0,665, 0,578$ и $0,463$, которым соответствуют относительные давления в этих точках $P_{N_0}/P_\infty = 8,67, P_{N_1}/P_\infty = 7,54$ и $P_{N_1'}/P_\infty = 6,38$. Отличие последних двух значений давления в точках N_1 и N_1' обусловлено наблюдавшейся в эксперименте небольшой асимметрией течения. Реализующееся высокое давление на линии растекания, соединяющей узлы N_1, N_0 и N_1' , стимулирует интенсивное возвратное течение в центральной отрывной зоне (см. рис. 6). Как видно на рис. 7, давление вдоль линии растекания R_1 , исходящей из точки N_1 , заметно падает по мере ее распространения к краю пластины. Аналогичная тенденция наблюдается и вдоль

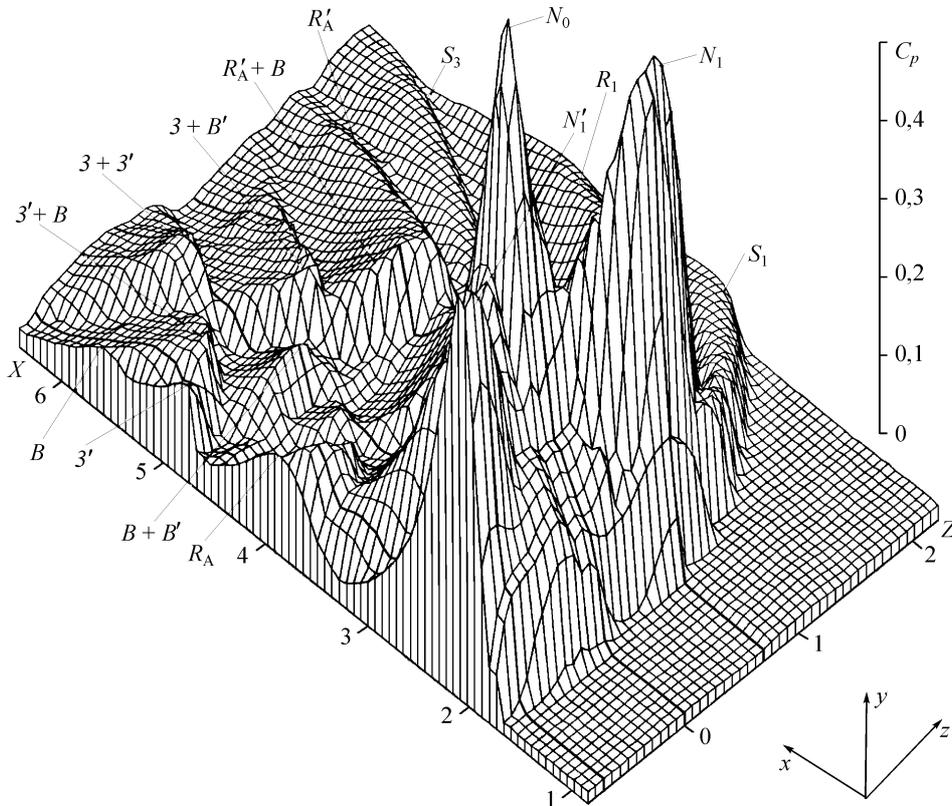


Рис. 7. Распределение давления на поверхности пластины при $M_\infty = 4,03, \theta = 40^\circ, Z = 1,4$.

охватывающей область взаимодействия основной линии стекания S_1 , которая соответствует началу уменьшения возникающего положительного градиента давления на поверхности. Такая тенденция проявляется также около второго тела и характеризует постепенное вырождение отрывных течений во вторичные по мере уменьшения интенсивности скачков, распространяющихся во внешний поток от указанных линий стекания и растекания.

Непосредственно за пересечением следов скачков T_B и T_B' , а также T_3 и T_3' в окрестности линии симметрии модели (см. пунктирные линии на рис. 6) возникают расположенные друг за другом менее выраженные максимумы давления, обозначенные соответственно $B+B'$ и $3+3'$ (см. рис. 7). Точно так же при пересечении распространяющихся друг к другу следов скачков T_3 и T_B' под телом B_1 , а также их симметричных аналогов T_3' и T_B под телом B_2 (см. рис. 6) возникают симметричные максимумы, обозначенные соответственно $3+B'$ и $3'+B$ (см. рис. 7). Выше по потоку наблюдается максимум $R_A'+B$, соответствующий пересечению линии растекания R_A' , инициированной проникающим под тело B_1 скачком A' , с направленным к оси симметрии следом T_B вторичного скачка B (см. рис. 6). Уменьшение отмеченных максимумов давления вниз по потоку, по сравнению с реализующимися в точках N_0 , N_1 и N_1' , связано со снижением интенсивности распространяющихся между телами и пластиной вторичных скачков проникающими волнами разрежения (см. рис. 3, *b*). При этом необходимо отметить, что дифракция некоторых скачков на телах (см. рис. 3, *b-h*) также способствует уменьшению их интенсивности. Наблюдаемое на рис. 7 резкое уменьшение давления с левой стороны между пиком давления N_1' и областью повторного его повышения на линии растекания R_A вызвано влиянием веера волн разрежения, распространившегося от стыка головной части с цилиндрическим корпусом тела вращения B_2 . Качественно аналогичное уменьшение давления за центральной точкой N_0 обусловлено влиянием вееров волн разрежения, отразившихся от боковых поверхностей тел вращения на пластину.

Проведенный выше детальный анализ газодинамических особенностей рассмотренного течения позволяет объяснить ожидаемые отличия эксперимента и предсказываемых расчетом распределений давления на телах и расположенной под ними поверхности на основе модели идеального газа вследствие проявляющихся эффектов вязко-невязкого взаимодействия и отрыва пограничного слоя. На рис. 8 показано сравнение экспериментальных данных по распределению давления на поверхности тела B_1 в характерных поперечных сечениях I–VI (см. рис. 1–3) с выполненными расчетами (кривые 1). Как видно, расчеты довольно хорошо отражают зафиксированные в эксперименте основные тенденции в изменении давления по окружной координате φ , обусловленные влиянием ранее описанных скачков A' , B' , C' , которые распространяются от второго тела, а также отраженных от пластины под телом скачков 2 и F (см. рис. 3, 4). Вместе с тем, как было показано ранее, в результате отрыва пограничного слоя и постепенного вырождения отрывных зон во вторичные течения в реальных условиях на поверхности формируются линии стекания S и растекания R , от которых во внешний поток распространяются дополнительные скачки. Примерные положения таких линий стекания и растекания и соответствующих им следов скачков также показаны на рис. 8. Как видно, возникающие линии стекания способствуют более раннему росту давления по сравнению с расчетным (см. сечение I), а также появлению свойственной отрывным течениям области почти постоянного давления (плато)

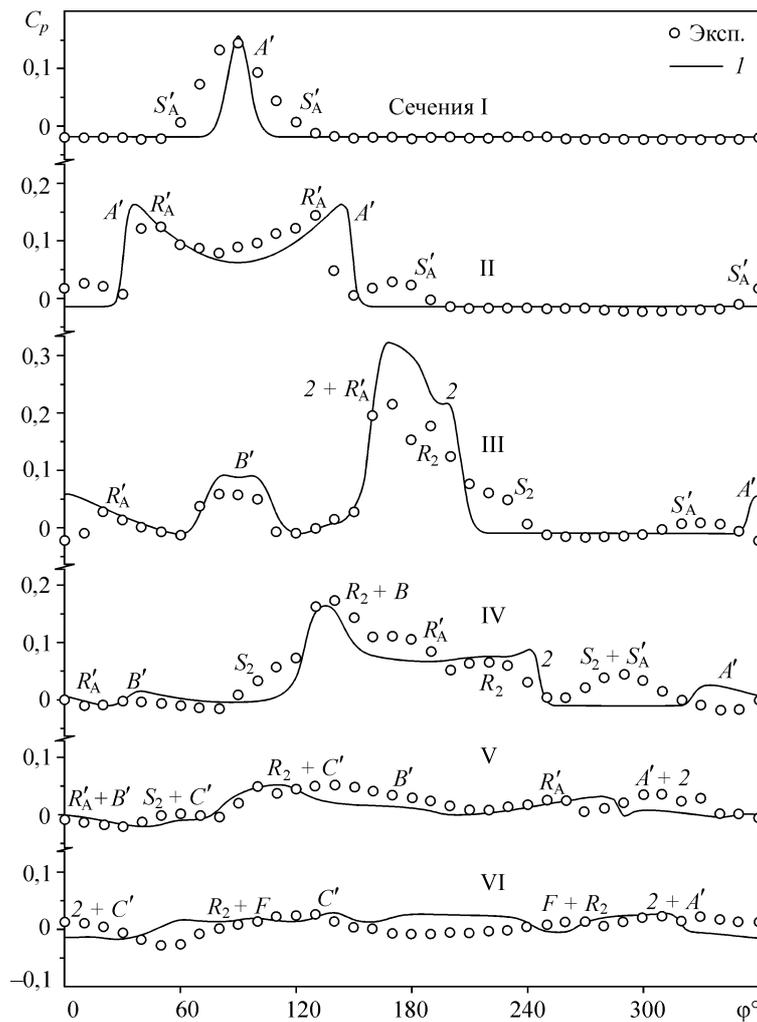


Рис. 8. Распределения коэффициентов давления на поверхности тела B_1 ($\theta = 40^\circ$, $Z = 1,4$) в поперечных сечениях I–VI, I — расчет.

перед последующим его ростом к линии растекания (см. сечения II, $\varphi \approx 140\text{--}190^\circ$, III, $\varphi \approx 200\text{--}250^\circ$ и IV, $\varphi \approx 90\text{--}130^\circ$). Наблюдаемый рост давления перед линиями стекания обусловлен его распространением против потока через дозвуковую часть пограничного слоя, а также нестационарностью отрывных скачков. Отчетливо выраженное повышенное давление в расчете по сравнению с экспериментом в сечении III при $\varphi = 160\text{--}200^\circ$ наблюдается за пересечением следов T_A' и T_2 скачков A' и 2 (см. рис. 3, а). В реальном течении из-за проявляющихся эффектов вязко-невязкого взаимодействия это сечение оказывается непосредственно за менее интенсивным отрывным скачком (см. рис. 2, а), что объясняет отмеченное отличие между расчетом и экспериментом. Вследствие ослабляющего скачки влияния волн разрежения и процессов дифракции в наиболее удаленных сечениях V и VI давление на поверхности тела постепенно выравнивается.

На рис. 9 приводятся измеренные в экспериментах распределения давления на теле B_1 в различных продольных сечениях при фиксированных значениях угловой координаты φ (см. рис. 1, 2) в сравнении с выполненными расчетами на основе

уравнений Эйлера с выделением головных скачков уплотнения (линии 1) и приведенными в работе [8] аналогичными расчетами (линия 2) с использованием процедуры сквозного счета. Как видно, оба расчета довольно близки и воспроизводят влияние основных возмущений, обозначенных на графиках. Например, в сечении при $\varphi = 90^\circ$ первый максимум давления возникает за падающим на тело скачком A' , а последующие пики обусловлены влиянием более слабых внутренних скачков уплотнения B' , 2 , C' (см. рис. 2, 3). Естественно, что оба расчета не воспроизводят последний максимум давления (см. рис. 9), который соответствует линии растекания R_2 , распространяющейся по поверхности тела далеко вниз по течению. Эта линия формируется в результате взаимодействия скачка 2 с пограничным слоем на теле B_1 . Ее симметричный аналог R_2' на теле B_2 показан на рис. 2, b.

Во втором сечении при $\varphi = 130^\circ$ (см. рис. 9) расчеты также коррелируют с экспериментом, однако не воспроизводят наблюдаемый в эксперименте рост давления перед скачком A' , который возникает в окрестности линии стекания S_A' из-за вязко-невязкого взаимодействия. Это расхождение еще более проявляется в сечении $\varphi = 160^\circ$, где вместо области повышения давления за линией стекания S_A' , последующим минимумом и дальнейшим повторным ростом за линией S_2 перед скачком 2 (см. также рис. 2, a) наблюдаются два последовательных макси-

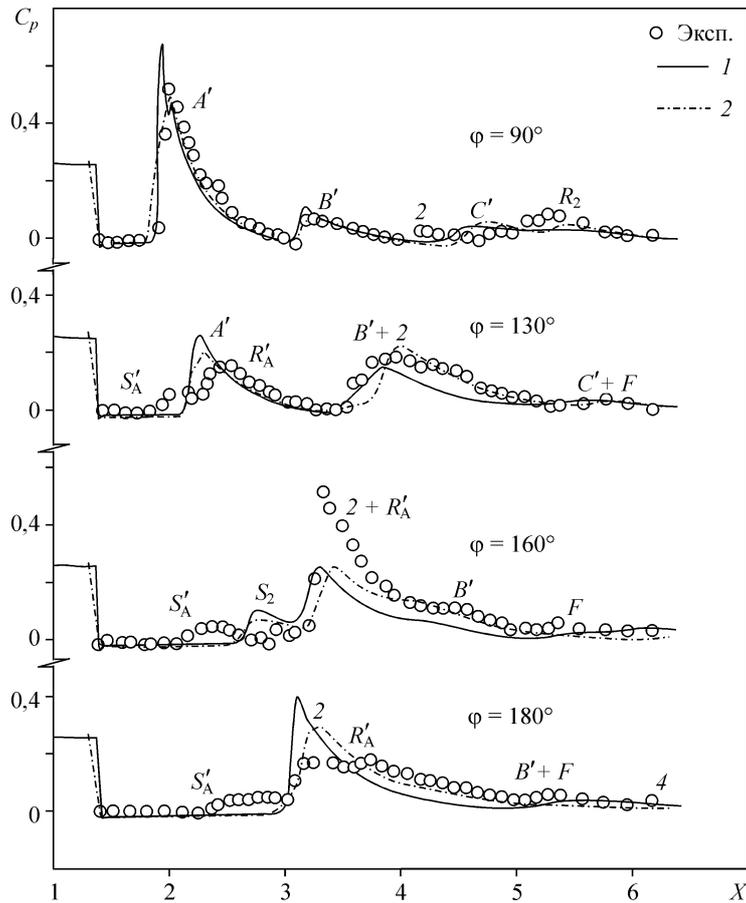


Рис. 9. Распределения коэффициентов давления на поверхности тела B_1 в различных продольных сечениях.

o — эксперимент; расчеты: 1 — данная работа, 2 — [8].

муна давления при $X \approx 2,7$ и $3,3$, обусловленные следами скачков T_A' и T_2 , которые формируются на теле B_1 при невязком обтекании (см. рис. 3, а). Зарегистрированный в эксперименте максимум давления в этом сечении при $X \approx 3,3$ (см. рис. 9) расположен на стимулированной скачком A' линии растекания R_A' , которая проникает через скачок 2 и в данном сечении лишь случайно совпадает с его следом на поверхности (см. рис. 2, а). Действительно, этот максимум практически соответствует зарегистрированному давлению на этой же линии растекания, расположенной в сечении $\varphi = 90^\circ$ за скачком A' при $X = 2$. Таким образом, отмеченный пик давления в сечении $\varphi = 160^\circ$ по уровню не случайно заметно превышает реализующееся давление в расчете за скачком 2.

На рис. 10 приведены измеренные в эксперименте распределения давления на поверхности пластины в различных продольных сечениях $Z = 0, 0,21, 0,28$ и $0,7$ в сравнении с расчетами, выполненными в настоящей работе (линии 1) и в работе [8] (линии 2). Эти сечения обозначены на схеме предельных линий тока (см. рис. 6). Первое из них соответствует плоскости симметрии между телами ($Z = 0$), а последнее ($Z = 0,7$) — проекции осевой линии тела B_1 на пластину.

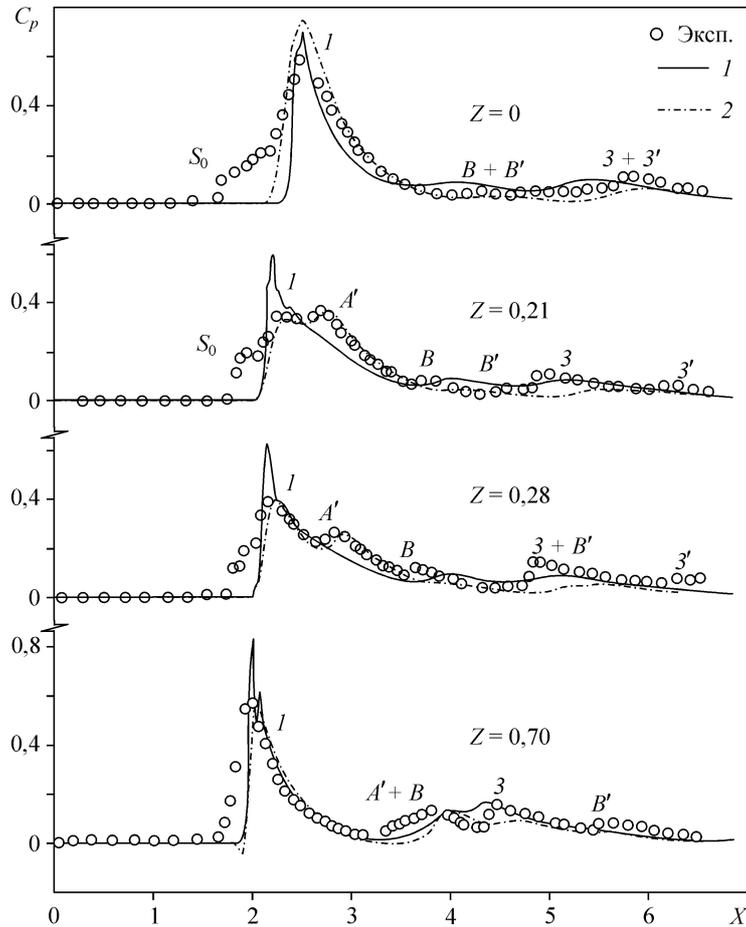


Рис. 10. Распределения коэффициентов давления в продольных сечениях на поверхности пластины под телами.

о — эксперимент; расчеты: 1 — данная работа, 2 — [8].

Как видно (см. рис. 10), наиболее заметные отличия между экспериментом и расчетами наблюдаются в сечении $Z = 0$ перед головным скачком I вследствие формирования крупномасштабной центральной зоны отрыва за выступающей против набегающего потока линией стекания S_0 (см. рис. 5. 6). Такое отличие проявляется и в остальных сечениях по мере перемещения под тело B_1 , хотя и несколько уменьшается из-за изменения протяженности отрыва. В области за головным скачком оба расчета довольно близки к эксперименту во всех сечениях. Однако необходимо отметить, что в окрестности головного скачка I в боковых сечениях ($Z = 0,21, 0,28$ и $0,7$) сквозные расчеты работы [8] (линии 2) лучше соответствуют эксперименту, чем выполненные в настоящей работе с выделением головных скачков (линии 1). Наблюдающиеся завышенные пики давления I на кривых обусловлены ограниченным разрешением и повышенной деформацией сетки вблизи пластины непосредственно за головным скачком, который являлся внешней границей сильно сужающейся в этом месте расчетной области. Отмеченный локальный эффект не сказывался существенным образом на распределении давления ниже по потоку, где оба расчета удовлетворительно соответствуют друг другу и близки к эксперименту. Следует отметить, что указанный недостаток сетки проявился также в первом поперечном сечении ($\varphi = 90^\circ$, см. рис. 9), где первый максимум давления на теле при $X \approx 1,9$ (кривая 1) по уровню превышает полученный в расчетах [8] (кривая 2) и зафиксированный в эксперименте.

Увеличение угла раствора конических головных частей тел до значения $\theta = 60^\circ$ и относительного расстояния между их осями до $Z = 1,8$ при рассматриваемом фиксированном удалении от пластины $Y = 0,96$ заметно влияет на особенности обтекания (рис. 11). Вместе с тем, как следует из анализа поля давления и топологии предельных линий тока на пластине [12], при таком расстоянии между телами реализующаяся газодинамическая структура течения под каждым из них в окрестности вертикальной осевой плоскости на достаточно большом расстоянии вниз по потоку аналогична наблюдаемой под одним телом, расположенным над пластиной. На рис. 11, *a* показана тепловизионная фотография, которая характеризует газодинамические особенности течения между телом и пластиной. Эта фотография совмещена с изображением предельных линий тока на поверхности тела B_2 , обращенной к противоположному телу B_1 . Соответствующая расчетная газодинамическая структура течения в вертикальной осевой плоскости и поле плотности на поверхности тела B_2 в присутствии второго (B_1) представлены на рис. 11, *b*. Вследствие увеличения угла раствора конической головной части распространяющийся от нее более интенсивный головной скачок I' стимулирует рост размеров отрывной зоны на пластине под телом (см. рис. 11, *a*). В этих условиях, в отличие от ранее рассмотренного случая (см. рис. 2), более отчетливо видны отрывной $2'_S$ и замыкающий $2'_R$ скачки, которые распространяются от линий отрыва S' и присоединения R' на пластине и отсутствуют в расчетах в рамках модели идеального газа (см. рис. 11, *b*). В реальном течении эти скачки успевают объединиться в единый фронт $2'$, достигающий тела (см. рис. 11, *a*). Более детально особенности течения в окрестности такой отрывной зоны описаны в [12].

В рассматриваемых условиях, естественно, возрастает и интенсивность распространяющихся вторичных скачков между телами, а также между ними и пластиной, что усиливает эффекты, обусловленные вязко-невязким взаимодействием. При этом изменяется и пространственное расположение некоторых скачков,

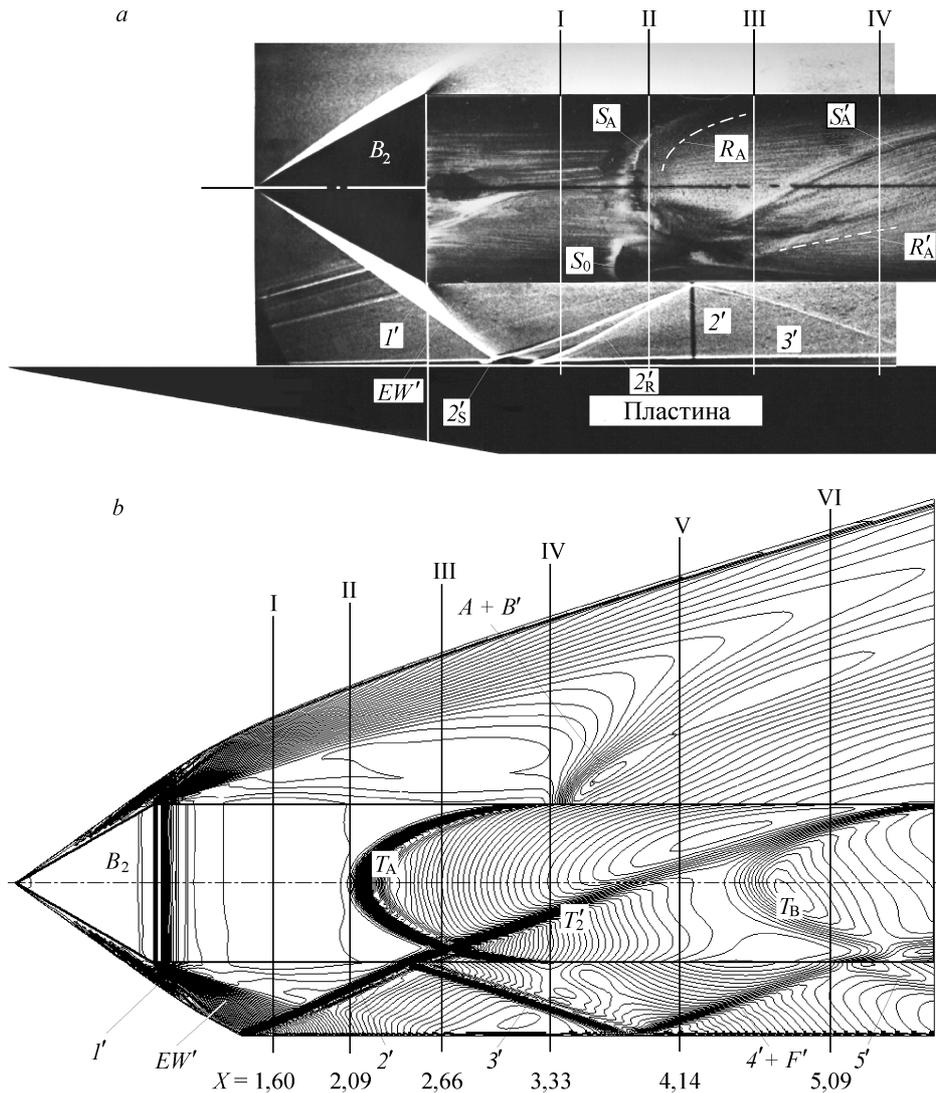


Рис. 11. Обтекание тел вращения при $M_\infty = 4,03$, $\theta = 60^\circ$, $Z = 1,8$, $Y = 0,96$.

a — тепловый снимок и предельные линии тока на теле, *b* — расчетные изолинии плотности в вертикальной осевой плоскости и на поверхности тела.

также влияющее на картины предельных линий тока на телах и пластине. Проведенные расчеты уточняют характерную для невязкого обтекания пространственную волновую структуру (см. рис. 11, *b*), дополнительные особенности которой показаны в поперечных сечениях I–VI с координатами $X = 1,60$, $2,09$, $2,66$, $3,33$, $4,14$ и $5,09$ (рис. 12). Положение этих сечений показано на рис. 11, *a, b*. Достигающий тела B_2 скачок A (см. рис. 12, *a–c*), след T_A которого показан на рис. 11, *b*, в условиях реального течения вызывает отрыв пограничного слоя (см. рис. 11, *a*). Возникающая перед этим скачком линия отрыва S_A соответствует по форме его следу T_A лишь на некоторой части поверхности. Ближе к пластине формируется более выступающая против потока дополнительная линия стекания S_0 . Эта линия ограничивает сверху отрывную зону, которая появляется в окрестности пересечения показанных на рис. 11, *b* следов T_A и T_2' скачков A и $2'$. Такая зона аналогична образующейся за линией S_0 центральной области отрыва на пластине при пересе-

чении головных скачков (см. рис. 5, 6). В условиях обтекания рассмотренной предыдущей конфигурации (см. рис. 3, *b*) пересечение распространяющегося от пластины на тело более слабого скачка $2'$ со следом T_B отраженного от боковой поверхности и постепенно вырождающегося вниз по потоку вторичного скачка B не вызвало появления подобной области отрыва (см. рис. 2, *b*). Как показано в работе [12], аналогичное исчезновение отрыва проявляется и на пластине в окрестности пересекающихся головных скачков с уменьшением их интенсивности.

Согласно выполненным расчетам, в пространстве между телами из-за увеличения расстояния между их осями успевают сформироваться только скачки A, B, C и их симметричные аналоги A', B', C' (см. рис. 12), которые наблюдались и в предыдущем случае при $Z = 1,4$ и $\theta = 40^\circ$ (см. рис. 3, *a* и 4). При этом последняя пара скачков C и C' в анализируемых условиях пересекается за донными сечениями тел и не успевает достичь их поверхностей. В вертикальном осевом сечении (см. рис. 11, *b*) перед распространяющимся от тела B_2 к пластине вторичным скачком $3'$ отсутствует наблюдавшийся ранее фронт объединившихся скачков $A + B'$ (см. рис. 3, *b*). Как видно в поперечных сечениях II и III (см. рис. 12, *c, d*), эти скачки не успевают достичь указанной области под телом. Ранее разделенные фронты F' и $4'$, направленные от пластины к телу (см. рис. 3, *b*), в рассматриваемом случае успевают объединиться в единый скачок $4' + F'$ (см. рис. 11, *b, 12, e, f*).

Увеличение интенсивности и изменение пространственного расположения распространяющихся от тел скачков заметно сказывается на картине предельных линий тока на пластине (рис. 13). Отмеченное ранее увеличение протяженности отрывных зон под телами (см. рис. 11, *a*) приводит к увеличению расстояния между седловыми точками отрыва C_1, C_1' и соответствующими им узловыми точками присоединения N_1, N_1' (см. схему на рис. 6), что способствует расширению области вторичных течений между распространяющимися из этих точек линиями стека-

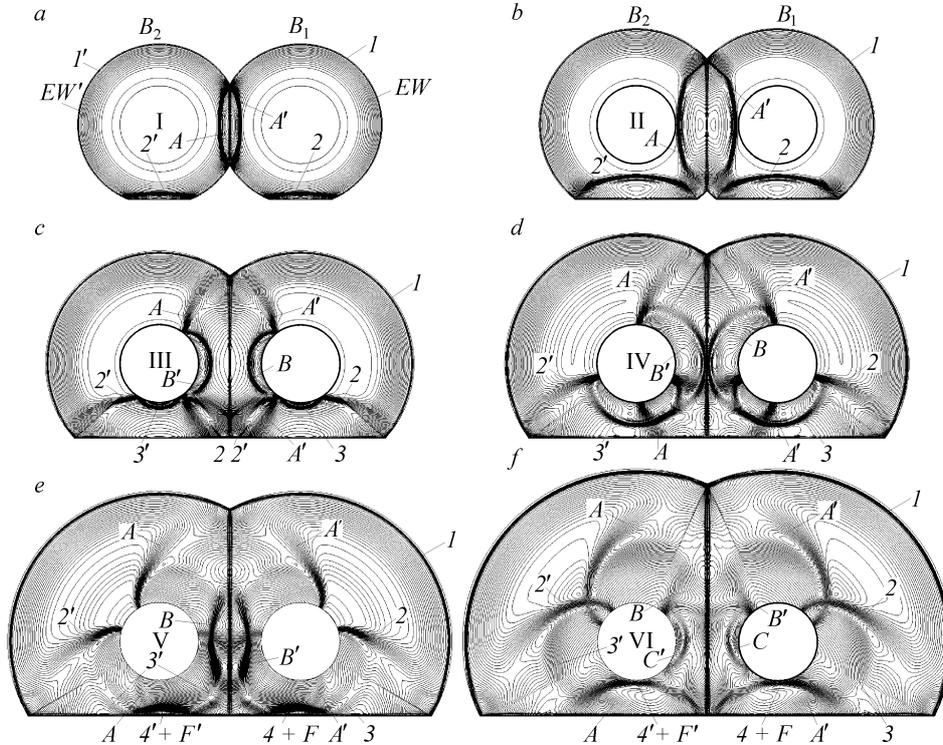


Рис. 12. Изолинии плотности в поперечных сечениях при $M_\infty = 4,03$, $\theta = 60^\circ$ и $Z = 1,8$.

ния S_1, S_1' и растекания R_1, R_1' (см. рис. 13), а также всей показанной части поверхности, охваченной линиями S_1, S_0, S_1' и подверженной аэродинамической интерференции с телами. Как показал анализ распределения давления на пластине [12], величина примерно одинаковых максимумов относительного давления в точках присоединения N_1 и N_1' под телами в рассматриваемых условиях $P_{N1}/P_\infty \approx P_{N1}'/P_\infty \approx 8,85$ выше, чем в предыдущем случае ($P_{N1}/P_\infty = 7,54$ и $P_{N1}'/P_\infty = 6,38$). При этом реализующийся максимум $P_{N0}/P_\infty \approx 7,48$ в узловой точке присоединения N_0 за центральной зоной отрыва, в отличие от характерного для предыдущего случая ($P_{N0}/P_\infty \approx 8,67$), заметно ниже максимумов под телами. Описанная эволюция течения способствует повышению уровня давления на линиях растекания R_1 и R_1' , сходящихся к центру пластины. Это стимулирует возрастающий приток газа от них в центральную отрывную зону, что способствует некоторому росту ее размеров и возникновению двух симметричных вихрей F_1 и F_1' в условиях формирующегося интенсивного возвратного потока (см. рис. 13, *b*).

Как следует из полученной в расчетах газодинамической структуры течения в различных поперечных сечениях (см. рис. 12), отраженные от тел симметричные скачки 3 и $3'$ достигают поверхности пластины в промежутке между сечения-

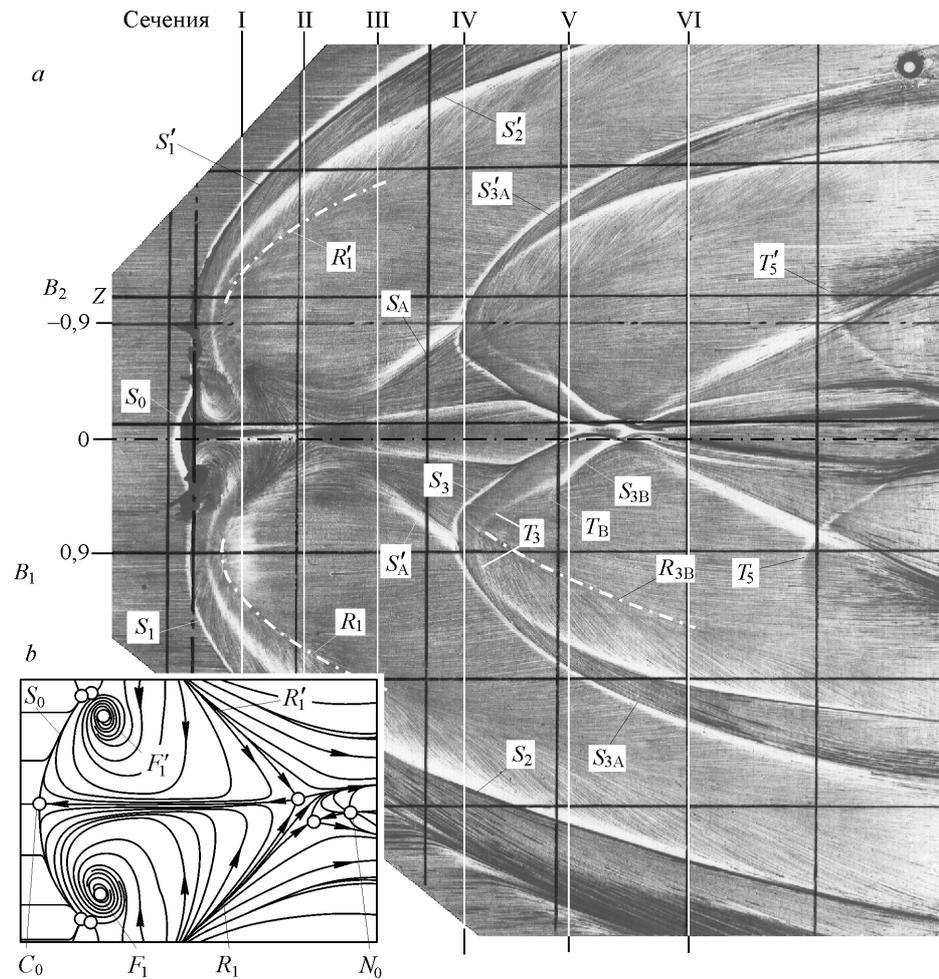


Рис. 13. Картина предельных линий тока на пластине при $M_\infty = 4,03$, $\theta = 60^\circ$, $Z = 1,8$ и $Y = 0,96$.

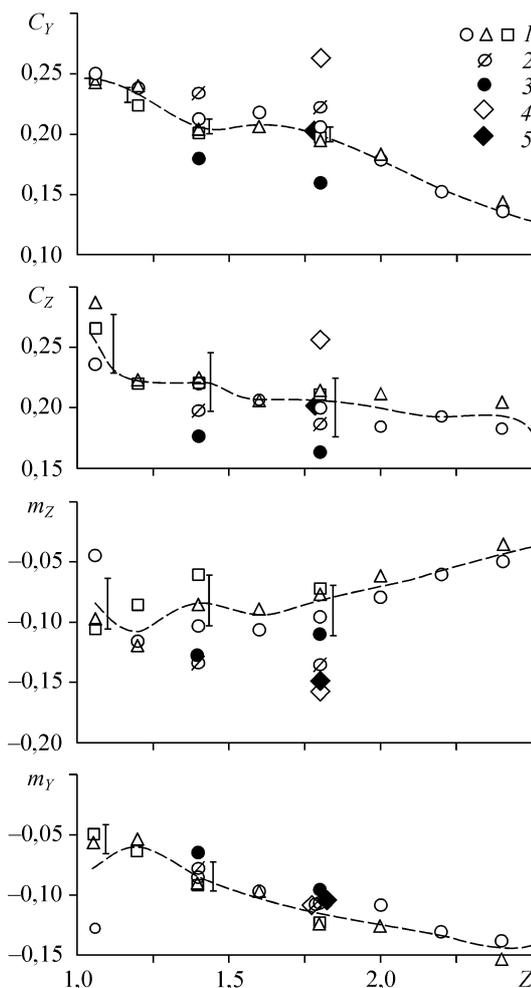
ми IV и V (см. рис. 12, *d, e*). Распространяющиеся в процессе дифракции вокруг тел скачки B и B' достигают пластины непосредственно за ними. Влияние расположенных близко друг за другом следов таких скачков иллюстрирует фотография предельных линий тока (см. рис. 13). Обозначенные на ней слабо заметные светлые полосы T_3 и T_B соответствуют следам скачков 3 и B под первым телом. Суммарное воздействие этих скачков на пограничный слой приводит к формированию линии отрыва S_3 перед ними. Сходящиеся фронты этих скачков, вероятно, являются причиной появления отчетливой внутренней линии отрыва S_{3B} . Как видно на рис. 12, *e*, фронт головного скачка A' под телом B_1 распространяется непосредственно за скачком 3 . В связи с этим наблюдаемая на фотографии линия стекания $S_{A'}$, инициированная скачком A' , переходит в линию отрыва S_{3A} , которая является результатом суммарного воздействия скачка 3 и проникающего за ним скачка A' . Это относится и к линии растекания R_{3B} , которая в области за линией S_3 формируется под влиянием отмеченных скачков. Ниже по потоку пристенное течение проникает без отрыва через след скачка T_5 (см. рис. 13), который отражается от тела на пластину (см. рис. 11). Формирующаяся под вторым телом общая картина течения практически аналогична реализующейся под первым телом.

Проведенный более глубокий анализ топологии течения и поля давления на пластине в рассмотренных условиях существенно дополняет и уточняет результаты, изложенные в [12]. Естественно, что усиление эффектов, обусловленных отрывом пограничного слоя, а также развитием пространственных вязких вторичных течений, способствует дальнейшему росту отличий между расчетом и экспериментом в распределении давления на телах и пластине, которые отмечены ранее для предыдущего случая (см. рис. 8–10). Необходимо отметить, что, несмотря на достигнутое понимание многих свойств рассмотренных течений, некоторые их важные особенности требуют дальнейшего изучения. Например, заметно размытая линия стекания S_0 на поверхности тела (см. рис. 11, *a*) свидетельствует о повышенной нестационарности течения, возникающего в стесненном пространстве между телами и пластиной. Такие особенности характерны для режимов, близких к запирианию канала вследствие его загромождения пограничным слоем и отрывными зонами [17]. При этом вместо предсказываемого в рамках модели идеального газа простого регулярного взаимодействия пересекающихся скачков уплотнения (см. рис. 12, *c–f*) могут возникать более сложные волновые конфигурации из-за возможности их маховского взаимодействия. Аналогичным эффектам может также способствовать распространение из отрывной зоны пары возникающих в ней вихрей F и F' (см. рис. 13, *b*). Такие вихри могут разрушаться в процессе взаимодействия со скачками в пространстве между телами и пластиной с формированием свободных рециркуляционных зон [18, 19].

Как показали проведенные эксперименты и расчеты, при уменьшении угла раствора конических головных частей тел до $\theta = 40^\circ$ и прежних значениях расстояния между ними $Z = 1,8$ и удаления от пластины $Y = 0,96$ основные особенности реализующегося течения остаются качественно аналогичными рассмотренным выше для $\theta = 60^\circ$. Снижение интенсивности головных скачков сопровождается уменьшением размеров центральной и боковых отрывных зон на пластине. При этом заметно уменьшаются протяженность отрыва за линией S_0 (см. рис. 11, *a*) на обращенной к ней поверхности тела, а также интенсивность возникающих вторичных течений. Пересекающиеся вторичные скачки и волны разрежения несколько смещаются вниз по потоку, сохраняя качественно аналогичные особенности взаимодействия с пограничным слоем на пластине. Возникновение отрывных

зон и пространственных вторичных течений в пограничных слоях на телах и пластине, как и ранее, являются причиной наблюдавшихся отличий в распределениях давления, полученных в эксперименте и расчете. Топология предельных линий тока и реализующееся поле давления на пластине детально проанализирована в [12].

Несомненный практический интерес представляет анализ влияния поверхности на аэродинамические характеристики расположенных вблизи нее тел. Полученные экспериментальные и расчетные данные для коэффициентов аэродинамических сил C_y , C_z , действующих на тело B_1 , и соответствующих коэффициентов моментов m_z , m_y относительно его вершины при углах головной части $\theta = 40^\circ$ и 60° и различных расстояниях Z для рассматриваемого фиксированного их удаления от пластины $Y = 0,96$, показаны на рис. 14. Приведенные результаты трехкратных весовых измерений для $\theta = 40^\circ$ (обозначения 1) характеризуют влияние относительного расстояния между телами в диапазоне изменения $Z = 1,06-2,4$. Достаточно высокая точность весовых экспериментов, максимальная погрешность которых $\pm 3\sigma$ обоснована многократными измерениями и обозначена вертикальными отрезками, позволяет проследить проявляющиеся основные тенденции в изменениях аэродинамических сил и моментов, показанные на графиках усредняющими штриховыми линиями. Возникающие в результате интерференции с пластиной и вторым телом подъемная (C_y) и боковая расталкивающая тела (C_z)



силы уменьшаются с увеличением расстояния между телами. При этом постепенно уменьшаются и определенные относительно вершины (носика) тела моменты кабрирования ($m_z < 0$), обусловленные подъемной силой, и вызванные боковой силой моменты рыскания ($m_y < 0$), способствующие развороту носовых частей тел друг к другу. Коэффициенты указанных сил и моментов, полученные на основе интегрирования зафиксированных в эксперименте распределений давления на теле B_1 при $Z = 1,4$ и $1,8$ (обозначения 2), удовлетворительно соответствуют весовым измерениям. Небольшое их отличие от данных весовых экспериментов вполне объяснимо фиксированной приборной точностью измерителя

Рис. 14. Аэродинамические характеристики тела вращения B_1 при $M_\infty = 4,03$ и $Y = 0,96$. $\theta = 40^\circ$: весовые измерения (1), интегрирование давления на поверхности (2), расчет (3); $\theta = 60^\circ$: весовые измерения (4), расчет (5).

давлений, а также дополнительной погрешностью, возникающей в результате интегрирования его измеренных значений в дискретных дренажных точках с ограниченным шагом на поверхности тела. Полученные в численных расчетах коэффициенты сил и моментов для указанных выше двух значений Z (обозначения 3) отражают зафиксированные в эксперименте тенденции и в целом соответствуют весовым данным не хуже, чем результаты, полученные из измерений распределений давления. Вместе с тем необходимо отметить, что некоторое занижение расчетных значений C_y и C_z по сравнению с экспериментами представляется не случайным в связи с ранее отмеченными отличиями в распределениях давления на телах, проявляющихся в окрестности отрывных зон и областей интенсивных вторичных течений в пограничных слоях (см. рис. 8, 9). В этой связи лучшее предсказание моментных характеристик может оказаться случайным из-за суперпозиции ошибок в предсказании давления на поверхности тел.

Полученные с помощью весовых экспериментов коэффициенты аэродинамических сил и моментов для тела с углом конической головной части $\theta = 60^\circ$ при $Z = 1,8$ (см. рис. 14, обозначения 4) и их расчетные значения (5) демонстрируют рост подъемной и расталкивающих сил, а также увеличение момента кабрирования m_z . Такие изменения обусловлены ростом интенсивности падающих на пластину головных скачков, а также распространяющихся вниз по течению вторичных скачков между различными поверхностями. Однако величина m_y практически совпадает с характерной для $\theta = 40^\circ$ при аналогичном расстоянии Z между телами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные экспериментальные и расчетные исследования позволили уточнить особенности развития пространственных турбулентных отрывных течений в условиях сверхзвукового обтекания расположенных над плоской поверхностью двух тел вращения с коническими головными частями. На основе детального анализа распределений давления и предельных линий тока на телах и пластине в сочетании с численными расчетами реализующейся волновой структуры при невязком обтекании рассмотренных конфигураций объяснены основные эффекты, обусловленные вязко-невязким взаимодействием. При этом в условиях, близких к запирающему стесненному пограничному слою и отрывными зонами пространства между телами и поверхностью, реализующаяся волновая структура вероятнее всего характеризуется маховским взаимодействием пересекающихся скачков, а не предсказываемым расчетами их регулярным взаимодействием. Проявляющиеся в таких условиях газодинамические особенности и нестационарные эффекты требуют дальнейшего изучения на основе более детальных экспериментов и расчетов в рамках модели вязкого газа.

Согласно полученным экспериментальным данным, в рассмотренных условиях увеличение расстояния между телами при фиксированном угле раствора головных частей сопровождается уменьшением возникающих сил и моментов, обусловленных аэродинамической интерференцией их друг с другом и с поверхностью. Увеличение угла раствора головных частей тел при фиксированном расстоянии между ними способствует росту подъемной и боковой сил, а также увеличению момента кабрирования, однако практически не влияет на момент рыскания. Численные расчеты в рамках уравнений Эйлера в этих условиях позволяют удовлетворительно предсказывать действующие на тела аэродинамические силы и моменты. Вместе с тем, к таким расчетным оценкам следует относиться с известной осторожностью в связи с заметным влиянием отрыва пограничного

слоя на телах и расположенной под ними поверхности на распределение давления. Уточнение диапазона применимости расчетов для предсказания интегральных аэродинамических характеристик, как и развитие надежных подходов с учетом вязкости и турбулентности, требуют дальнейшего систематического сравнения с надежными экспериментами в более широком диапазоне изменения параметров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Волков В.Ф.** Алгоритм численного решения задач пространственного сверхзвукового взаимодействия двух тел. — Новосибирск, 1987. — 20 с. (Препринт / АН СССР. Сиб. отд-ние. Инст. теорет. и прикл. механики СО АН СССР; № 29–87).
2. **Забродин А.В., Луцкий А.Е., Бродецкий М.Д., Дерунов Е.К.** Сопоставление результатов расчетных и экспериментальных исследований сверхзвукового обтекания комбинации двух тел вращения // Теплофизика и аэромеханика. — 1995. — Т. 2, № 2. — С. 97–102.
3. **Волков В.Ф., Дерунов Е.К.** Математическое моделирование взаимодействия ударных волн при сверхзвуковом полете группы тел // Вычислительные методы и программирование. — 2005. — Т. 6, № 1. — С. 75–85.
4. **Волков В.Ф., Дерунов Е.К.** Взаимодействие комбинации тел в сверхзвуковом потоке. Интерференция и дифракция ударных волн при обтекании двух тел вращения // Инженерно-физический журнал. — 2006. — Т. 79, № 4. — С. 81–90.
5. **Еремин В.В., Михалин В.А., Родионов А.В.** Расчет аэродинамической интерференции элементов ракет-носителей при сверхзвуковых скоростях // Аэромеханика и газовая динамика. — 2002. — № 1. — С. 24–35.
6. **Volkov V.F.** Development of numerical methods on the basis of Euler equations as applied to supersonic aerodynamics problems // Inter. Conf. on the Methods of Aerophys. Research: Proc. Pt. 1. Novosibirsk, Russia, 29 June – 3 July, 1998. — P. 228–233.
7. **Бродецкий М.Д., Дерунов Е.К., Харитонов А.М., Забродин А.В., Луцкий А.Е.** Интерференция тел при сверхзвуковом обтекании. 1. Обтекание одного тела вращения над плоской поверхностью // Теплофизика и аэромеханика. — 1998. — Т. 5, № 3. — С. 301–306.
8. **Бродецкий М.Д., Дерунов Е.К., Харитонов А.М., Забродин А.В., Луцкий А.Е.** Интерференция комбинации тел при сверхзвуковом обтекании. 2. Обтекание двух тел вращения над плоской поверхностью // Теплофизика и аэромеханика. — 1999. — Т. 6, № 2. — С. 165–172.
9. **Volkov V.F., Derunov E.K., Zheltovodov A.A., Maksimov A.I.** Verification of numerical computations of supersonic flow around two bodies of revolution in the presence of surface // Inter. Conf. on the Methods of Aerophys. Research: Proc. Pt. 1. Novosibirsk, Russia, 28 June – 3 July, 2004. — P. 214–221.
10. **Derunov E.K., Zheltovodov A.A., Maksimov A.I.** Peculiarities of 3-D flow development at impinged and swept shock wave/surface interactions // Inter. Conf. on the Methods of Aerophys. Research: Proc. Pt. 1. Novosibirsk, Russia, 1 – 7 July, 2002. — P. 67–73.
11. **Дерунов Е.К., Желтоводов А.А., Максимов А.И.** Особенности развития пространственных отрывных течений в окрестности падающих скачков уплотнения // Струйные, отрывные и нестационарные течения: Тезисы докл. XXI Всерос. семинара. — Новосибирск, ИТАМ-2007. — С. 79–82.
12. **Дерунов Е.К., Желтоводов А.А., Максимов А.И.** Развитие пространственного турбулентного отрыва в окрестности падающих пересекающихся скачков уплотнения // Теплофизика и аэромеханика. — 2008. — Т. 15, № 1. — С. 31–58.
13. **Knight D., Yan H., Panaras A., Zheltovodov A.** Advances in CFD prediction of shock wave turbulent boundary layer interactions // Progress in Aerospace Sciences. — 2003. — Vol. 39. — P. 121–184.
14. **Zheltovodov A.A.** Some advances in research of shock wave turbulent boundary layer interactions // AIAA Paper. — 2006. — No. 2006-0496. — 25 p.
15. **Бабенко К.И., Воскресенский Г.П., Любимов А.Н., Русанов В.В.** Пространственное обтекание гладких тел идеальным газом. — М.: Наука, 1964. — 508 с.
16. **Schülein E.** Skin-friction and heat flux measurements in shock/boundary layer interaction flows // AIAA J. — 2006. — Vol. 44, № 8. — P. 1732–1741.
17. **Zheltovodov A.A., Maksimov A.I., Schülein E., Gaitonde D.V., Schmisser J.D.** Verification of crossing-shock-wave/boundary layer interaction computations with the $k-\varepsilon$ turbulence model // Inter. Conf. on the Methods of Aerophys. Research: Proc. Pt. 1. Novosibirsk, 2000. — P. 231–241.
18. **Затолака 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.
19. **Zheltovodov A.A., Pimonov, E.A., Knight D.D.** Numerical modeling of vortex/shock wave interaction and its transformation by localized energy deposition // Shock Waves. — 2007. — Vol. 17. — P. 273–290.

Статья поступила в редакцию 10 апреля 2008 г.