

УДК 532.536 + 533.601.15

## **Развитие пространственного турбулентного отрыва в окрестности падающих пересекающихся скачков уплотнения**

**Е.К. Дерунов, А.А. Желтоводов, А.И. Максимов**

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

Приводятся результаты экспериментального исследования особенностей развития пространственных турбулентных отрывных течений на плоской поверхности при числах Маха  $M_\infty = 4$  и Рейнольдса  $Re_1 \approx 55 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$  в условиях обтекания расположенных над ней параллельно друг другу и потоку двух идентичных цилиндрических тел вращения диаметром  $D = 50$  мм и удлинением корпуса  $L_b/D = 5$  с коническими головными частями с углами полураствора  $\beta_0 = 30, 20, 15$  и  $10^\circ$ . Рассматриваются характерные стадии развития пространственного отрыва с уменьшением расстояния между осями тел в диапазоне  $Z = \Delta z/D = 1,06 \div 3,0$  при фиксированном их удалении от поверхности ( $Y = \Delta y/D = 0,96$ ). Анализируются топология предельных линий тока и особенности полей давлений на поверхности, а также газодинамическая структура отрывных течений, возникающих при взаимодействии распространяющихся от тел пересекающихся головных скачков и вторичных возмущений с пограничным слоем.

### **ВВЕДЕНИЕ**

При сверхзвуковом обтекании потоком летательных аппаратов достаточно часто реализуются взаимодействия скачков уплотнения с пограничными слоями, развивающимися на различных поверхностях [1]. Возникающие в таких условиях пространственные турбулентные отрывные течения особенно сложны и продолжают активно изучаться. Уточнение характерных особенностей, а также общих закономерностей их развития важны для лучшего понимания определяющих физических свойств и проверки надежности развиваемых методов расчета для решения практических задач [2, 3]. При изучении пространственного отрыва с учетом сложности и многообразия его форм широко используются упрощенные канонические конфигурации, к которым относятся установленные на пластине стреловидный угол сжатия или ступенька, вертикальный киль или полуконус, два вертикальных кия, расположенные над поверхностью различные генераторы скачков и другие [2–7]. Такие конфигурации позволяют исследовать условия возникновения и характерные режимы развития турбулентного отрыва.

Глубокое экспериментальное изучение рассматриваемых сложных течений требует сочетания различных методов диагностики. Простым и эффективным методом является визуализация картин предельных линий тока на поверхности с помощью масло-сажевого покрытия, анализ которых позволяет не только определять местоположение и размеры вероятных отрывных зон, но и выявлять характерные топологические особенности, являющиеся основой для понимания реализу-

шейся пространственной газодинамической структуры. При этом является важной идентификация особых точек (седел, узлов и фокусов), которыми являются точки отрыва и присоединения потока, а также центры формирующихся вихрей. В процессе такой идентификации целесообразно привлекать теоретически обоснованное топологическое правило, согласно которому в случаях развитого отрыва седловые точки должны быть уравновешены узлами и фокусами [8, 9]. Положение линий стекания и растекания на поверхности, являющихся границами зон отрыва или формирующихся в пограничном слое вторичных течений, и, соответственно, реализующаяся пространственная газодинамическая структура определяются расположением таких особых точек. На основе анализа топологии предельных линий тока, а также оптической визуализации течений удастся объяснить многие особенности распределений давления и теплообмена [10–14], а также поверхностного трения [15, 16], которые могут быть измерены с помощью различных дополнительных методов.

К числу активно изучаемых ситуаций, представляющих практический интерес, относится пространственное взаимодействие пересекающихся скачков уплотнения с пограничным слоем на плоской поверхности. Такие взаимодействия возникают, например, при сверхзвуковом обтекании установленных на пластине двух вертикальных килей с отклоненными внутренними боковыми гранями, которые моделируют вход в воздухозаборник пространственного сжатия [12–14, 17], или расположенных над поверхностью двух тел вращения [18]. При сверхзвуковом обтекании первой конфигурации реализуется взаимодействие распространяющихся от передних кромок килей скользящих вдоль поверхности пересекающихся скачков с развивающимся на ней пограничным слоем. Второй случай характеризует взаимодействие падающих на поверхность пересекающихся головных скачков. Выполненный в работе [19] предварительный сравнительный анализ картин предельных линий тока для этих двух конфигураций продемонстрировал определенную общность их топологических свойств в условиях некоторых режимов вязко-невязкого взаимодействия. Вместе с тем, при обтекании расположенных над пластиной двух тел вращения обнаружены дополнительные режимы развития пространственного отрыва, которые нуждаются в углубленном анализе на основе более полных экспериментальных данных, а также накопленного авторами опыта предшествующих систематических экспериментальных и расчетных исследований течений в окрестности двух килей [12–14, 16–27].

Настоящая работа является продолжением исследований, направленных на уточнение закономерностей развития пространственного отрыва в окрестности расположенных над плоской поверхностью двух тел вращения при изменении расстояния между ними и интенсивности распространяющихся к поверхности головных скачков уплотнения.

#### УСЛОВИЯ И МЕТОДИКИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты проводились в сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-313 ИТПМ СО РАН с сечением рабочей части 600×600 мм при числах Маха  $M_\infty = 4$  и Рейнольдса  $Re_1 = (50 \div 56) \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ , давлении торможения потока  $P_0 = 1,074 \pm 0,002 \text{ МПа}$ . Поверхность модели была близка к адиабатической при температуре торможения  $T_0 = 291 \pm 1 \text{ К}$ .

Два одинаковых тела вращения 1 и 2 (рис. 1) с коническими головными частями с углами полураствора  $\beta_c = 30, 20, 15$  или  $10^\circ$ , цилиндрическими корпусами диаметром  $D = 50 \text{ мм}$  и удлинением  $L_b/D = 5$  располагались под нулевым углом

атаки параллельно друг другу над плоской пластиной 3 на удалении  $Y = \Delta y/D = 0,96$  от ее поверхности. Расстояние между их осями изменялось в пределах  $Z = \Delta z/D = 1,06 \div 3,0$ . Для этого тело 2 перемещалось по установленному за ним горизонтальному пилону относительно основного тела 1, которое крепилось на центральной державке аэродинамических весов [18]. 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 взаимодействие головных скачков с пограничным слоем для рассмотренных значений угла  $\beta_c$  начиналось на минимальных удалениях от передней кромки пластины  $90 \div 120$  мм. Толщина пограничного слоя на этих расстояниях составляла  $\delta \approx 1,4 \div 2,2$  мм, а числа Рейнольдса по этому параметру  $Re_\delta = (0,7 \div 1,23) \cdot 10^5$  соответствовали турбулентному его состоянию непосредственно после завершения ламинарно-турбулентного перехода.

Визуализация предельных линий тока на пластине шириной 424 мм и длиной 406 мм осуществлялась с помощью смеси трансформаторного масла с газовой сажей. Полученные их фотоснимки дополнительно обрабатывались на персональном компьютере с целью уточнения проявлявшихся характерных топологических особенностей.

Измерения давления на поверхности аналогичной дренированной пластины проводились с помощью многоканального измерителя МИД-100 класса 0,3 с диапазоном 0–0,1 МПа. Для этого пластина была оснащена дренированным вкладышем, на котором в одну линию по потоку располагались 100 дренажных отверстий диаметром 0,5 мм с шагом 3,5 мм. С целью получения панорамы распределений давления в области размерами  $346,5 \times 308$  мм (на основе измерений в 8900 точках) она перемещалась в боковом горизонтальном направлении относительно тел на расстояние до 77 мм с дискретным шагом 3,5 мм с помощью специального пневматического устройства [18]. При этом необходимая площадь измерений обеспечивалась изменением начального положения дренированного вкладыша. Погрешность измерений коэффициента давления на поверхности  $C_p = (p - p_\infty)/q_\infty$  оценивается величиной  $\pm 0,02$ .

Для контроля исходной волновой структуры, реализующейся между телами при отсутствии пластины, а также возникающих волн между телом и пластиной

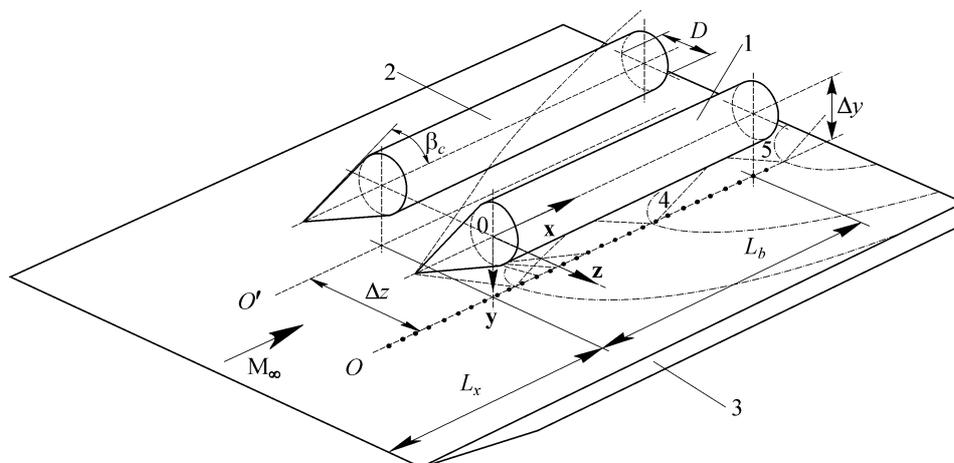


Рис. 1. Схема модели: 1, 2 — тела вращения, 3 — пластина.

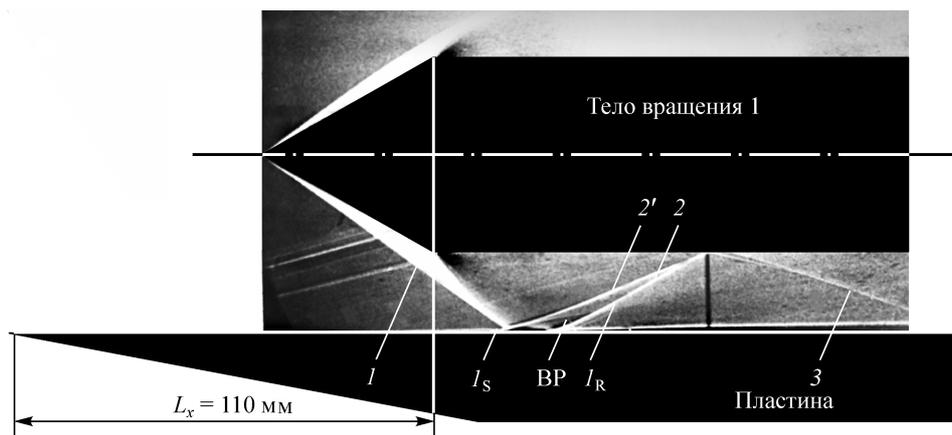


Рис. 2. Теплеровская фотография течения в окрестности одного тела над пластиной при  $M_\infty = 4$ ,  $\beta_c = 30^\circ$  и  $Y = 0,96$ .

использовались теплеровские фотографии. При этом в первом случае тела устанавливались в вертикальной плоскости друг над другом.

#### РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

В условиях аэродинамической интерференции при сверхзвуковом обтекании тел, расположенных вблизи поверхности, реализуется достаточно сложное течение. Некоторые его газодинамические особенности в вертикальной плоскости, проходящей через ось симметрии тела вращения 1 при отсутствии тела 2 (см. рис. 1), демонстрирует теплеровская фотография (рис. 2), полученная для  $\beta_c = 30^\circ$ ,  $Y = 0,96$ . Падающий на пластину конический головной скачок 1 отрывает развивающийся на ней пограничный слой, из-за чего выше по потоку появляется направленный от поверхности к телу отрывной скачок  $I_S$ . В результате его пересечения с головным формируется отраженный скачок 2', а присоединение оторвавшегося пограничного слоя на пластину сопровождается появлением замыкающего скачка  $I_R$ . Между этими двумя скачками во внешний поток распространяется веер волн разрежения (BP), возникающий в процессе взаимодействия ориентированного к поверхности головного скачка 1 с оторвавшимся пограничным слоем. Объединяясь, скачки 2' и  $I_R$  формируют единый отраженный скачок уплотнения 2, который достигает поверхности тела вращения. Этот скачок стимулирует отрыв тонкого пограничного слоя на теле, а формирующиеся при этом отрывной и замыкающий скачки, объединяясь вблизи тела, распространяются к пластине в виде вторичного отраженного скачка 3. Как показывает дальнейший анализ, при рассматриваемом удлинении корпуса ( $L_b/D = 5$ ) ниже по потоку (вне поля фотографии) процесс отражения возмущений между пластиной и телом повторяется. При этом от пластины к телу распространяется вторично отраженный скачок 4, аналогичный скачку 2, а на ее поверхность от тела возвращается еще один отраженный скачок 5 (см. рис. 1), подобный скачку 3. Отмеченные вторичные скачки, возникающие между телами и пластиной, схематично показаны под телом 1 на рис. 1.

Рассмотренные особенности взаимодействия конического головного скачка с пограничным слоем и многократного отражения возмущений между осесимметричным телом и пластиной качественно сходны с ранее изучавшимся в [28, 29] обтеканием изолированного конуса, расположенного над плоской поверхностью.

**Интенсивности головных скачков в окрестности точки их пересечения  
на поверхности пластины при  $M_\infty = 4$ ,  $Y = 0,96$**

Вариант	$\beta_c$ , град.	$Z$	$P_1/P_\infty$
1	30	3,0	2,603
2	30	2,4	3,285
3	30	1,8	4,217
4	30	1,4	4,922
5	30	1,06	5,479
6	20	1,8	2,194
7	20	1,4	2,493

В анализируемом случае (см. рис. 2) по мере удаления от вершины тела конический головной скачок  $I$  ослабевает под влиянием веера волн разрежения, распространяющегося от линии сопряжения конуса с цилиндрическим корпусом. Поэтому в условиях обтекания двух тел интенсивность головных скачков в окрестности точки пересечения их следов на поверхности пластины определяется как углом их головных частей  $\beta_c$ , так и относительным расстоянием между телами  $Z$ . Это, естественно, влияет на характер взаимодействия головных скачков между собой и с пограничным слоем на пластине. Приведенная таблица дает представление о влиянии относительного расстояния  $Z$  между телами с углами  $\beta_c = 30^\circ$  и  $20^\circ$  на отношение давления  $P_1/P_\infty$  на фронтах головных скачков непосредственно перед точкой пересечения их следов на поверхности пластины. Указанные интенсивности скачков получены на основе численных расчетов обтекания изолированных тел в рамках уравнений Эйлера с использованием метода, рассмотренного в [30].

На рис. 3 показана фотография предельных линий тока на пластине, а на рис. 4,  $a-d$  — полученные на ее основе топологические схемы для случая обтекания двух тел (табл., вариант 1), аналогичных рассмотренному выше одному, при относительном расстоянии между их осями  $Z = 3$ . Поведение этих линий на поверхности в окрестности проекций осей тел  $O$  и  $O'$  (соответствующих телам 1 и 2 на рис. 1) вне центральной части течения между телами (см. рис. 4,  $a$ ) сходно со случаем обтекания расположенного над поверхностью такого же одиночного тела [31]. Например, под телом 1 в результате отрыва пограничного слоя в окрестности падающего на пластину головного скачка  $I$  и последующего отраженного от тела скачка  $3$  (см. рис. 2) формируются отчетливые линии стекания  $S_1$  и  $S_3$  (см. рис. 3 и 4,  $a$ ). Эти линии стекания практически соответствуют следам пространственных отрывных скачков, которые распространяются от поверхности во внешний поток. Как показано на увеличенных фрагментах (см. рис. 4,  $b, c$ ), такие линии стекания исходят из седловых точек отрыва  $C_1$  и  $C_3$  и вырождаются в постепенно расширяющиеся вниз по течению области стекания конечной ширины, в пределах которых линии тока на поверхности перестают сливаться и, постепенно сближаясь, лишь стремятся к некоторой асимптотической линии стекания (см. рис. 4,  $a$ ). При этом отрывные скачки постепенно трансформируются на периферии в систему волн сжатия. Такие особенности связаны с вырождением отчетливых отрывных зон с рециркуляционным течением, наблюдаемых в окрестности сингулярных точек, в пространственные вторичные течения в пограничном слое, для которых характерны значительные горизонтальные, а не свойственные отрыву большие вертикальные отклонения потока [5, 7, 12, 13, 32]. За линиями стекания  $S_1$  и  $S_3$  образуются соответственно линии растекания  $R_1$  и  $R_3$  (см. рис. 4,  $a-c$ ), которые

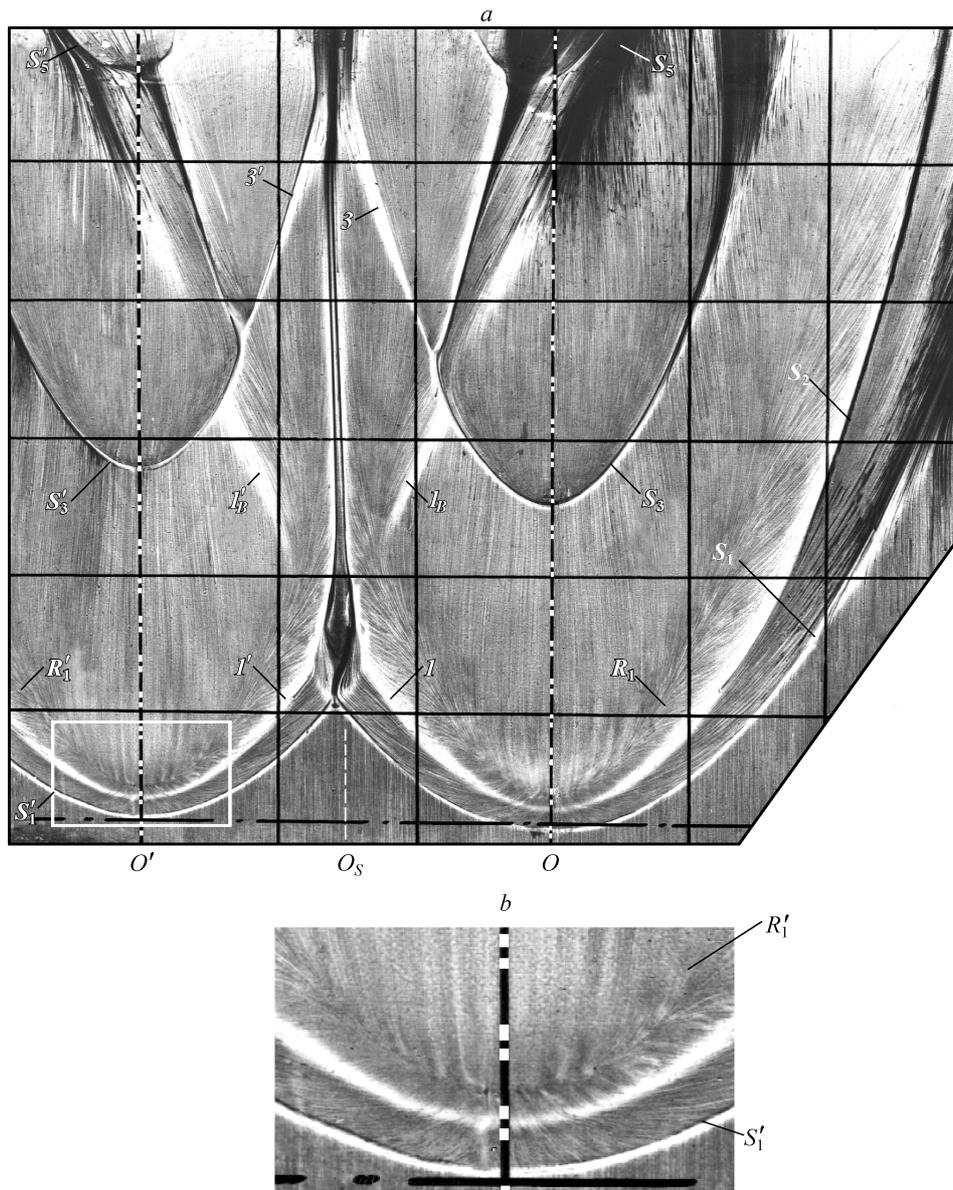


Рис. 3. Масло-сажевая картина предельных линий тока на пластине при  $M_\infty = 4$ ,  $\beta_c = 30^\circ$  и  $Z = 3,0$  (вариант 1).

исходят из центральных узловых точек присоединения  $N_1$  и  $N_3$ . Эти линии растекания фактически являются нижними границами формирующихся отрывных зон, постепенно вырождающихся в пространственные вторичные течения. В соответствии с описанной выше газодинамической структурой течения, от линий растекания во внешний поток распространяются замыкающие скачки, постепенно вырождающиеся в волны сжатия с удалением от узловых точек.

Примечательной особенностью являются заметные на фотографии (см. рис. 3, *a, b*) периодические продольные линии стекания, распространяющиеся вниз по течению от основных линий растекания  $R_1$  и  $R'_1$  с шагом  $\approx 2\delta$ , между которыми существуют и продольные линии растекания. Как видно из увеличенного фрагмента

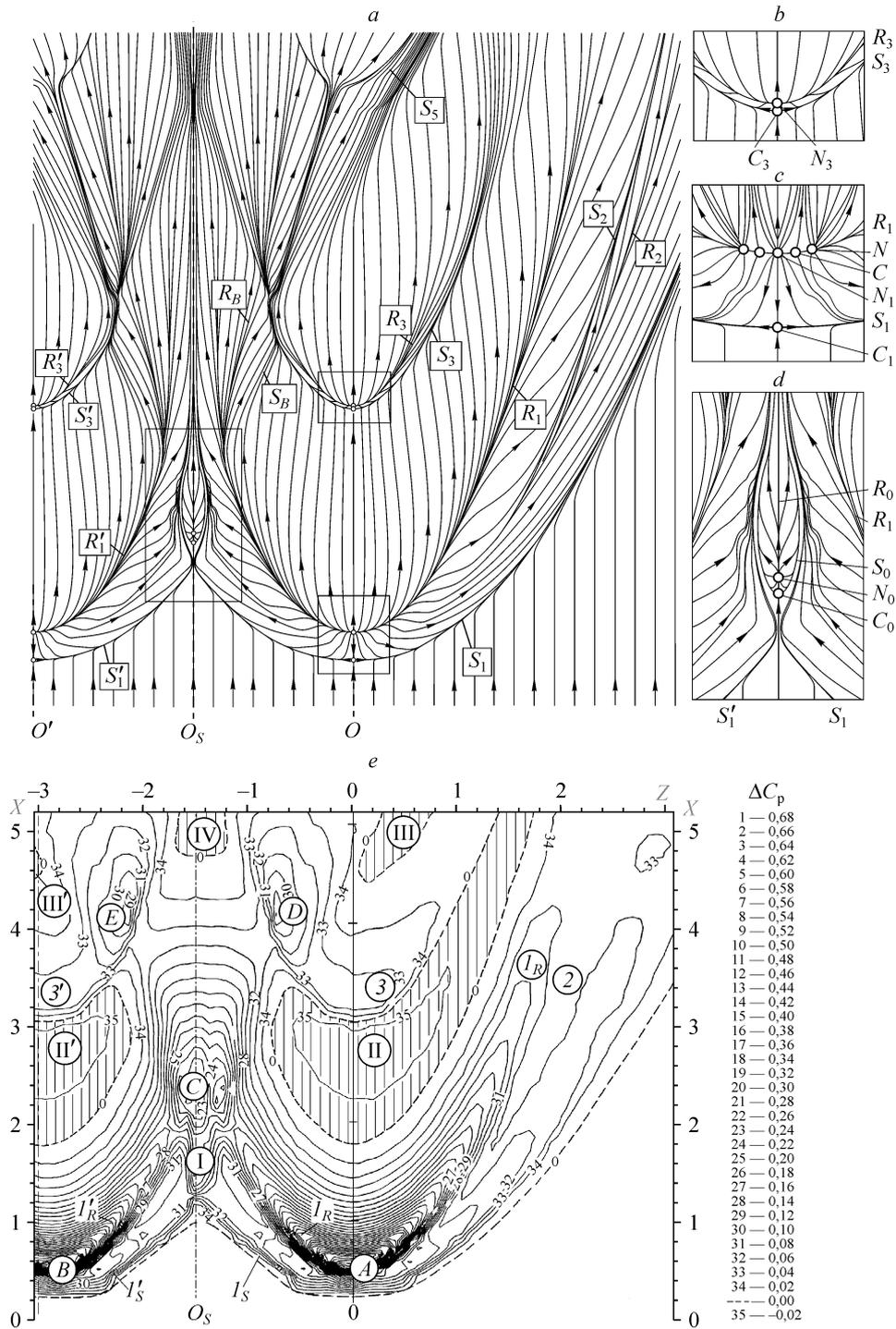


Рис. 4. Предельные линии тока (a-d) и изолинии коэффициентов давления на поверхности пластины (e) при  $M_\infty = 4$ ,  $\beta_c = 30^\circ$  и  $Z = 3,0$  (вариант 1).

(см. рис. 3, *b*) выделенной на пластине области в окрестности места падения головного скачка под телом 2 (см. рис. 3, *a*), аналогичные особенности проявляются и в возвратном течении в направлении основных линий стекания  $S_1$  и  $S'_1$ . Такие дополнительные пространственные эффекты ассоциируются с зафиксированной в экспериментах и расчетах возможностью формирования продольных вихрей Гертлера под влиянием кривизны линий тока в окрестности отрывных зон [13, 33–35]. Появление таких вихрей сопровождается возникновением дополнительных чередующихся и уравнивающих друг друга седловых и узловых точек, признаки которых обычно достаточно четко проявляются на линиях растекания и менее отчетливы на расположенных перед ними линиях стекания. Такие дополнительные чередующиеся особые седловые и узловые точки ( $C$ ,  $N$  и их симметричные аналоги) показаны на увеличенном фрагменте (см. рис. 4, *c*). Указанные особые точки на линиях растекания  $R_1$  и  $R'_1$ , а также исходящие из них продольные линии стекания и растекания в рассматриваемом случае довольно отчетливо просматривались под каждым из тел на участке шириной  $(12-14)\delta$ , а далее — исчезали. При этом ниже по течению в областях повторного падения отраженных от тела вторичных скачков отчетливых признаков таких периодических структур не наблюдалось.

В области между основными линиями  $S_1$  и  $R_1$  формируются дополнительные (или вторичные) линии стекания и растекания  $S_2$  и  $R_2$  (см. рис. 4, *a*), которые часто ассоциируются с вероятным повторным (вторичным) отрывом развивающегося от линии  $R_1$  пристенного течения [3, 7, 12, 13, 25, 32]. В окрестности попадающего на пластину последнего отраженного от тела ослабленного скачка 5 (см. рис. 1) наблюдается характерное отклонение пристенного течения, однако с формированием не линии, а области стекания конечной ширины  $S_5$ . В пределах этой области предельные линии тока, отклоняясь, постепенно приближаются друг к другу. Учитывая такой характер их развития и отсутствие признаков особых (седловых и узловых) точек, можно предположить, что в этих условиях отрыв пограничного слоя отсутствует, и над поверхностью реализуются лишь пространственные вторичные течения. Все рассмотренные выше особенности картин предельных линий тока на пластине свойственны и течению под вторым телом в окрестности проекции его оси  $O'$  (см. рис. 4, *a*), где соответствующие основные и вторичные линии стекания и растекания обозначены аналогичным образом, но со штрихом.

Изолинии коэффициента давления  $C_p$  на поверхности пластины (см. рис. 4, *e*) с учетом фоновых значений на ней при отсутствии тел вместе с пространственной картиной его распределения (или относительного давления  $P/P_\infty$ , для которого приведена вторая шкала (рис. 5) характеризуют дополнительные особенности анализируемого течения. В соответствии с полем давления под первым телом, ось которого проецируется на линию  $Z = 0$  (см. рис. 4, *e*), отчетливо проявляются признаки формирующегося над линией  $S_1$  отрывного скачка  $I_S$ , след которого примерно соответствует возникающей первой области максимального градиента давления. За ним от линии растекания  $R_1$  распространяется замыкающий скачок  $I_R$ , след которого соответствует линии максимальных давлений с максимумом  $A$  в отмеченной выше узловой точке  $N_1$ , отношение давления в которой  $P_A/P_\infty = 8,85 \pm 5\%$ . Аналогичный максимум  $B$ , а также соответствующие следы отрывного ( $I'_S$ ) и замыкающего ( $I'_R$ ) скачков заметны и под вторым телом. Приведенные на рис. 5 данные наглядно иллюстрируют постепенное вырождение интенсивных отрывных и замыкающих скачков в слабые волны сжатия в процессе трансформации отрывных течений во вторичные, по мере удаления от седловых и узловых

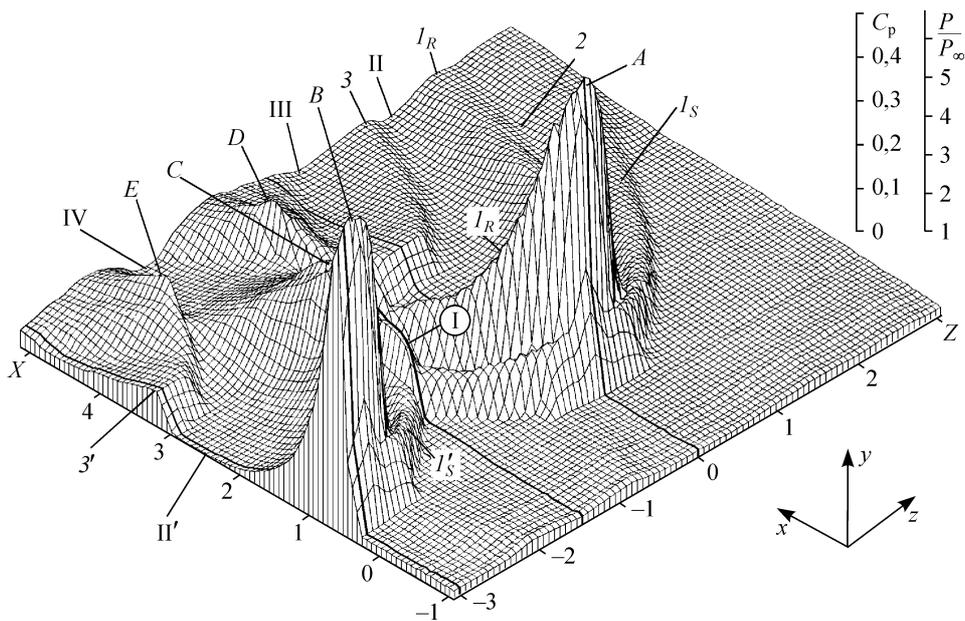


Рис. 5. Распределение давления на пластине при  $M_\infty = 4$ ,  $\beta_c = 30^\circ$  и  $Z = 3,0$ .

особых точек  $C_1$ ,  $N_1$  и их симметричных аналогов  $C'_1$  и  $N'_1$  соответственно, на линиях стекания и растекания на поверхности под телами. При этом видно, что формирование вторичной линии стекания  $S_2$  (см. рис. 4, *a*) обусловлено влиянием положительного градиента давления, который преодолевает развивающееся от линии растекания  $R_1$  к линии  $S_1$  пристенное течение после прохождения области пониженного давления 2 (см. рис. 4, *e* и 5).

Волны разрежения, распространяющиеся на пластину от стыков головных частей тел с их цилиндрическими корпусами, вызывают появление двух симметричных зон пониженного давления  $II$  и  $II'$  со значениями  $C_p < 0$  (см. рис. 4, *e* и 5), за которыми следуют области повышенного давления 3 и 3', обусловленные отраженными от тел скачками 3 (см. рис. 2). Как видно на рис. 5, реализующийся на этих скачках уровень давления заметно ниже, чем в окрестности головных скачков, что является основной причиной менее развитого отрыва в окрестности скачков 3 (см. рис. 4, *a - c*). Наблюдаемые ниже по течению зоны пониженного давления  $III$  и  $III'$  (см. рис. 4, *e* и 5), расположенные симметрично относительно следа вертикальной плоскости симметрии между телами (штрих-пунктирная линия  $O_S$ ), как и аналогичная центральная зона  $IV$ , инициированы вторичными волнами разрежения. Эти вторичные волны сформировались в процессе последовательного отражения распространяющихся от тел исходных веерообразных волн разрежения от пластины, а затем от нижних и боковых поверхностей тел вращения. Из-за ограниченных размеров дренированной области в направлении по потоку картина изолиний коэффициентов давления (см. рис. 4, *e*) не включала участок течения с зонами взаимодействия в окрестности линий стекания  $S_5$  и  $S'_5$ , показанный на рис. 4, *a*. (Для удобства сопоставления оба рисунка приведены в одинаковом масштабе.)

Дополнительные особенности рассматриваемого течения в области взаимодействия пересекающихся головных скачков уплотнения, распространяющихся от тел, с пограничным слоем на пластине, а также развивающихся вниз по потоку вторичных возмущений проявляются в окрестности следа плоскости симметрии

между телами  $O_S$  (см. рис. 4, *a*). В соответствии с рис. 4, *a*, *d*, проникающие в эту область линии стекания  $S_1$  и  $S'_1$  не объединяются, а формируют своеобразный канал с “горлом”, контуры которого напоминают сопло Лавалья. Как и в случае обтекания двух симметричных вертикальных килей, установленных на пластине (см., например, [12, 19, 20, 21, 23, 25, 26]), за таким “горлом” формируется пара центральных особых точек: седло  $C_0$  и узел  $N_0$  (см. увеличенный фрагмент на рис. 4, *d*). Исходящие из седловой точки  $C_0$  симметричные линии стекания  $S_0$  образуют внешний контур центральной зоны отрыва, внутри которой поток расходится в стороны от исходящей из узловой точки  $N_0$  центральной линии растекания  $R_0$ . Распространяющиеся навстречу друг другу интенсивные течения от линий растекания  $R_1$  и  $R'_1$  ограничивают эту зону, в результате чего  $R_0$  постепенно вырождается в обычную разделяющую линию тока (линию симметрии), расположенную между продолжениями линий  $S_1$  и  $S'_1$ .

Как следует из рис. 4, *e*, образованное линиями  $S_1$  и  $S'_1$  “горло” формируется в окрестности точки пересечения следов отрывных скачков  $I_S$  и  $I'_S$ , проявляющих признаки регулярного взаимодействия. Из этой точки исходят следы отраженных отрывных скачков, которые препятствуют проникновению к центральной отрывной зоне линий стекания  $S_1$  и  $S'_1$  и пристенных вторичных течений непосредственно за ними. За этими отраженными отрывными скачками формируется область повышенного давления  $I$  в окрестности центральной узловой точки  $N_0$  (см. рис. 4, *e* и 5). Далее давление возрастает до максимума  $C$  с относительным уровнем  $P_C/P_\infty = 3,93$  за распространяющимися над линиями растекания  $R_1$  и  $R'_1$  навстречу друг к другу ослабевающими замыкающими скачками  $I_R$  и  $I'_R$  (см. рис. 4, *a*, *e* и 5), а также пересекающимися головными скачками. На поверхности пластины следы этих головных скачков располагаются в пределах наблюдаемых на фотографии (см. рис. 3) светлых полос  $I_B$  и  $I'_B$ . Дальнейшее постепенное снижение давления за максимумом  $C$  (см. рис. 4, *e* и 5) обусловлено влиянием проникающих в эту область пересекающихся вееров волн разрежения, распространяющихся от стыков головных частей тел с их корпусами (см. рис. 2). Распространяющиеся от плоскости симметрии отраженные головные скачки  $I_B$  и  $I'_B$  (см. рис. 3) не вызывают отрыва пограничного слоя, а лишь стимулируют возникновение в нем пространственных вторичных течений с постепенно искривляющимися предельными линиями тока соответственно между зоной стекания  $S_B$  и линией растекания  $R_B$  и их симметричными аналогами (см. рис. 4, *a*). Пересечение этих скачков вблизи поверхности с отраженными от тел скачками  $3$  и  $3'$  (см. рис. 3) стимулирует появление симметричных локальных областей с максимумами давления  $D$  и  $E$  (см. рис. 4, *e* и 5). Эти области “расталкивают” пристенные течения и препятствуют проникновению линий стекания  $S_3$  и  $S'_3$  к центру, отклоняя их к вершинам следов последующих отраженных от тел скачков  $5$  и  $5'$  (см. рис. 1) в окрестности области стекания  $S_5$  и ее симметричного аналога  $S'_5$  (см. рис. 4, *a*).

Необходимо отметить небольшую асимметрию течения в окрестности центральной отрывной зоны на фотографиях картин предельных линий тока (см. рис. 3), которая не отображена на соответствующей топологической схеме (см. рис. 4, *a*). Основной причиной такой асимметрии стали небольшие отличия в деформациях центральной державки первого тела и установленной на горизонтальном пилоне державки второго тела под действием аэродинамических нагрузок. Признаки асимметрии проявляются и на изолиниях коэффициента давления (см. рис. 4, *e*), где следы отраженных отрывных скачков  $I_S$  и  $I'_S$  после их пересе-

чения имеют несколько отличающиеся углы отклонения. Перемещения пластины в боковом направлении при проведении измерений давления вызывали также небольшую деформацию вертикального пилона, на котором она изначально устанавливалась строго горизонтально, что могло быть дополнительной причиной отмеченной асимметрии течения. Несмотря на незначительное проявление асимметрии, которую в экспериментах было трудно исключить, она принималась во внимание при трактовке анализируемых результатов.

Уменьшение расстояния между телами до значения  $Z = 2,4$  при  $\beta_c = 30^\circ$  приводит к росту интенсивности головных скачков  $P_1/P_\infty$  непосредственно перед точкой пересечения их следов на пластине (см. табл., вариант 2) и заметному изменению топологии течения в окрестности центральной отрывной зоны (см. рис. 6, *a, b*). Повышающееся противодавление за пересекающимися головными скачками стимулирует более интенсивное растекание потока от центральной узловой точки  $N_0$ , и возвратное течение от нее распространяется далее навстречу набегающему потоку. При этом ранее наблюдавшееся “горло” между линиями  $S_1$  и  $S'_1$  исчезает и образуется выступающая поперечная линия стекания  $S_0$ , исходящая из центральной седловой точки отрыва  $C_0$  и ограниченная на концах узловой точкой  $N_2$  и ее симметричным аналогом (см. увеличенный фрагмент рис. 6, *b*). В распространяющихся от линий растекания  $R_1$  и  $R'_1$  к плоскости симметрии встречных поперечных течениях формируются симметричные седловые точки  $C_2$  и  $C'_2$  по бокам центральной зоны отрыва. Перед этими седловыми точками такие поперечные

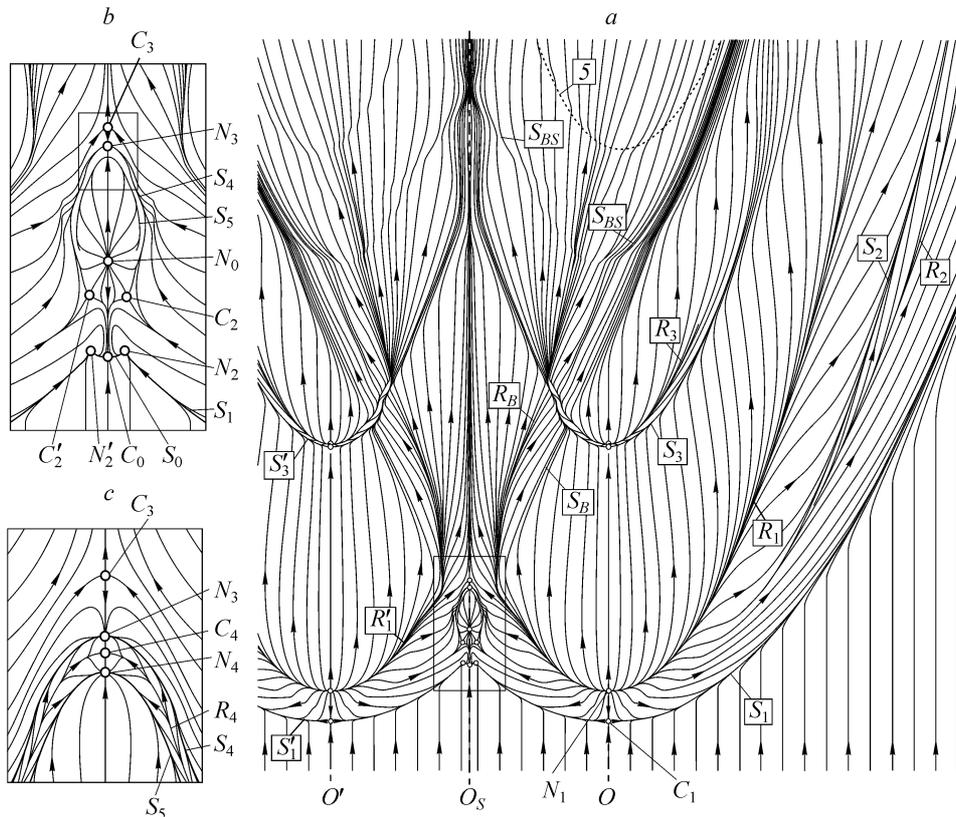


Рис. 6. Предельные линии тока на поверхности пластины при  $M_\infty = 4$ ,  $\beta_c = 30^\circ$  и  $Z = 2,4$  (вариант 2).

течения проникают в зону отрыва за линию  $S_0$  и ограничивают по ширине возвратный поток, распространяющийся от  $N_0$  к  $C_0$ . В процессе объединения этих поперечных течений за отрывной зоной формируется дополнительная седловая точка  $C_3$ .

Необходимо отметить, что последовательные стадии формирования описанной топологической структуры центральной отрывной зоны с характерными боковыми седловыми точками (см. рис. 6, *b*) ранее были зафиксированы на поверхности между двумя вертикальными киями при  $M_\infty = 5$  и изменении углов отклонения их внутренних граней с малым шагом:  $\beta = 16, 17, 17,5$  и  $18^\circ$  [16]. Выполненная в этой работе киносъемка движения масла с очень низкой вязкостью, которое использовалось для визуализации предельных линий тока и измерений поверхностного трения, позволила уточнить и характер течения между внешней линией стекания  $S_4$ , ограничивающей центральную отрывную зону, и формирующейся внутренней линией стекания  $S_5$  (см. увеличенный фрагмент рис. 6, *b* на рис. 6, *c*). В течении, проникающем между этими линиями стекания, обнаружена разделяющая их линия растекания  $R_4$ . При этом в рассматриваемом случае с двумя телами вращения за замкнутой центральной отрывной зоной образуется последовательность узловых ( $N_3, N_4$ ) и седловых ( $C_3, C_4$ ) точек.

Основные детали картины предельных линий тока в областях под телами (см. рис. 6, *a*) качественно сходны с рассмотренными ранее на рис. 4, *a*. Вместе с тем заметным является существенное ослабление влияния отраженного от тела последнего скачка 5 под правым телом, что приводит к вырождению ранее существовавшей области стекания  $S_5$  (см. рис. 4, *a*) в едва заметный излом предельных линий тока (см. рис. 6, *a*). При этом между областями влияния отраженных от тела скачков 3 и 5 (см. рис. 2, 1 соответственно) на поверхности под телом наблюдаются дополнительные характерные искривления предельных линий тока ( $S_{BS}$ ). Как показал анализ реализующейся волновой структуры, отмеченные искривления обусловлены распространением к пластине головного скачка правого тела после его отражения от внутренней боковой поверхности левого тела, приобретающего сложную пространственную форму в результате дифракции на этой поверхности. Естественно, что аналогичные особенности проявляются и под левым телом.

Следует отметить наблюдаемое соответствие количества седловых и узловых точек в окрестности центральных отрывных зон в каждом из рассмотренных режимов (см. рис. 4, *d* и 6, *b, c*), а также в областях отрыва под телами (см. рис. 4, *a-c* и 6, *a-c*). Такое соответствие удовлетворяет известному топологическому правилу [8, 9].

Обнаруженное появление поперечной линии отрыва  $S_0$  между распространяющимися к центру линиями стекания  $S_1$  и  $S'_1$  и изменение топологии течения (см. рис. 6, *a, b*) ассоциируются с начинающимся нерегулярным (маховским) взаимодействием отрывных скачков в пограничном слое, в котором число Маха понижается по мере приближения к поверхности пластины. Такие особенности проявляются еще более отчетливо с уменьшением расстояния между телами до значения  $Z = 1,8$  (рис. 7, *a, b*). Дальнейший рост в этих условиях интенсивности головных скачков  $P_1/P_\infty$  непосредственно перед их пересечением (см. табл., вариант 3) способствует значительному увеличению противодавления на поверхности пластины в области вязко-невязкого взаимодействия в окрестности линии симметрии  $O_S$  между телами (см. рис. 7, *c* и рис. 8). При этом, в отличие от случая с регулярным взаимодействием отрывных скачков  $I_S$  и  $I'_S$  (см. рис. 4, *e*), в рассматриваемых условиях наблюдается их объединение в единый фронт с выпуклым против потока следом  $I_S$  (см. рис. 7, *c*). Пересекающиеся за этим фронтом следы

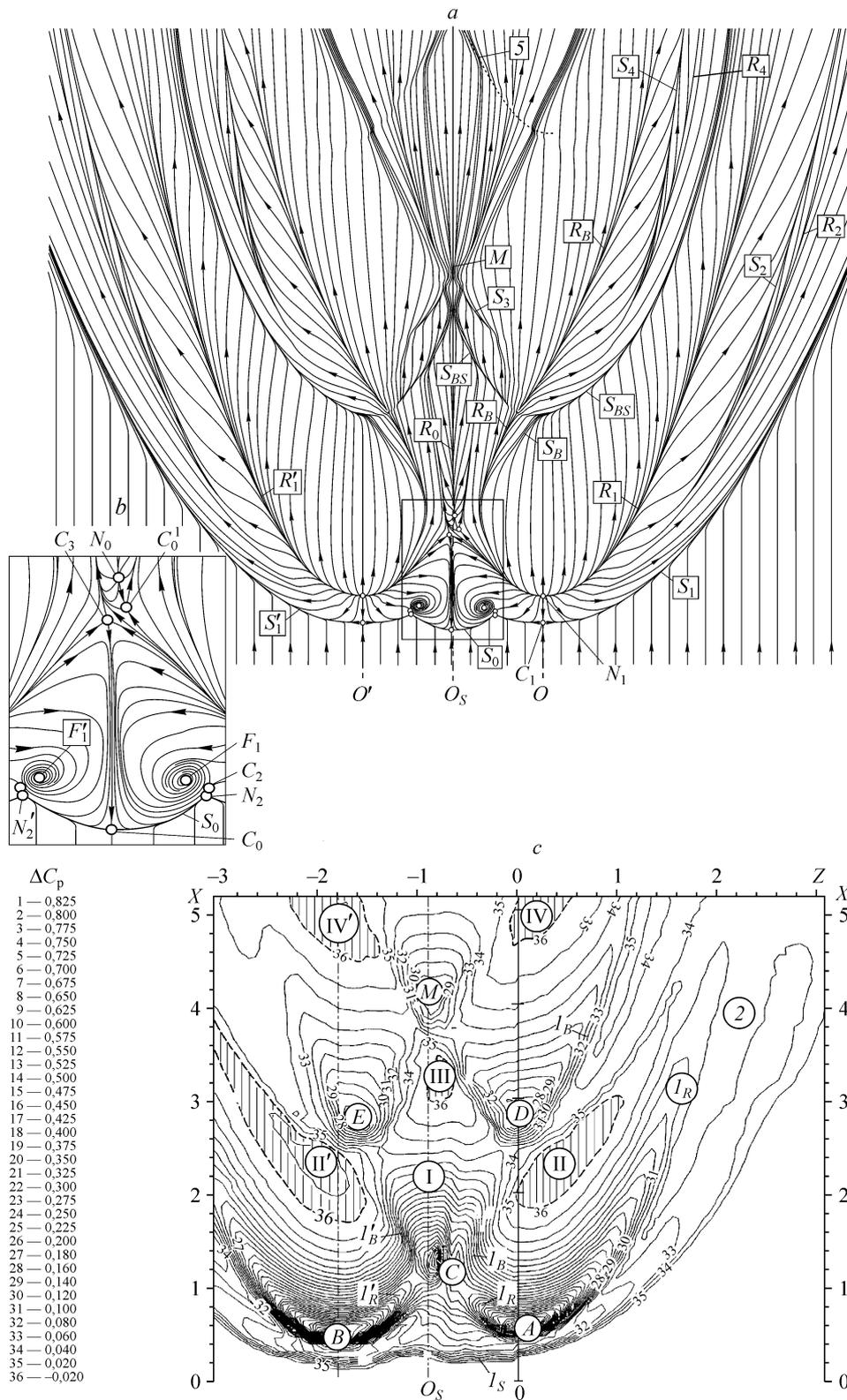


Рис. 7. Предельные линии тока (a, b) и распределение давления на поверхности пластины (c) при  $M_\infty = 4$ ,  $\beta_c = 30^\circ$  и  $Z = 1,8$  (вариант 3).

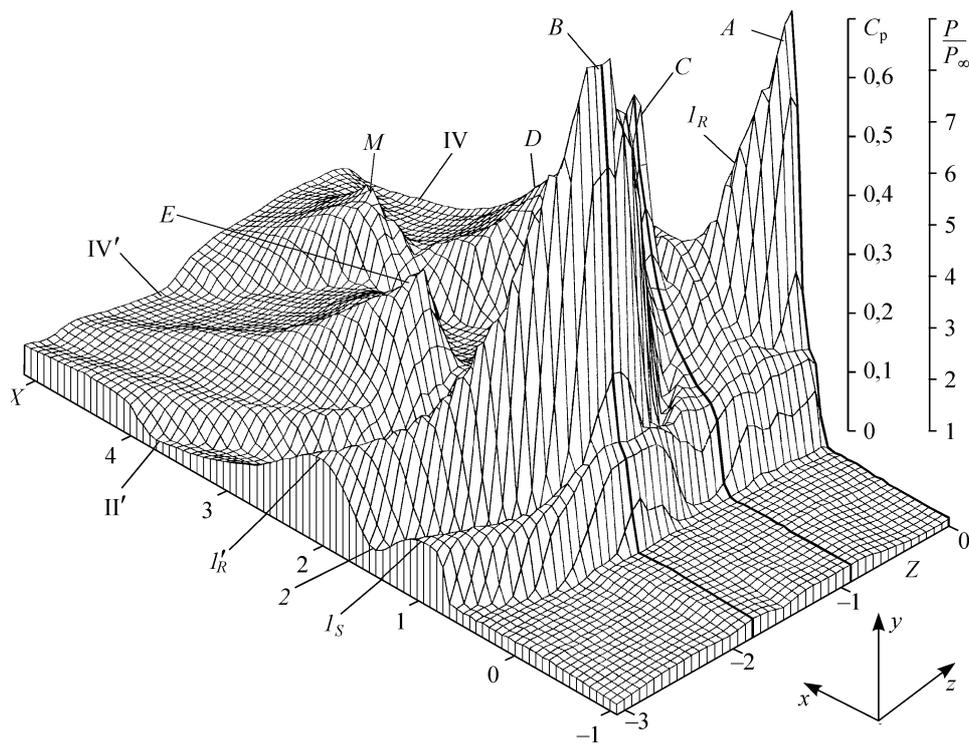


Рис. 8. Распределение давления на пластине при  $M_\infty = 4$ ,  $\beta_c = 30^\circ$  и  $Z = 1,8$ .

закрывающих скачков  $I_R$  и  $I'_R$  также проявляют признаки начинающегося маховского взаимодействия. Формирующийся за ними максимум давления  $C$  в окрестности центральной узловой точки  $N_0$  с уровнем  $P_C/P_\infty = 7,48$  начинает приближаться по величине к реализующимся максимумам в точках  $A$  и  $B$  ( $P_A/P_\infty \approx P_B/P_\infty = 8,85 \pm 5\%$ ) под телами в окрестности симметричных узловых точек, расположенных на линиях растекания  $R_1$  и  $R'_1$  (см. также рис. 7, *a, b* и 8). Такое значительное увеличение противодавления на поверхности в окрестности линии симметрии между телами способствует росту масштабов сформировавшейся в условиях предыдущего режима центральной отрывной зоны и изменению топологии течения в ней (см. рис. 7, *a, b*). Центральная седловая точка отрыва  $C_0$  вытесняется далее навстречу набегающему потоку более интенсивным возвратным течением, распространяющимся от возникающей в области повышенного давления второй седловой точки  $C_3$ , что сопровождается ростом протяженности выступающей поперечной линии отрыва  $S_0$ , ограниченной симметричными узловыми точками  $N_2$  и  $N'_2$  (см. рис. 7, *a, b*). Этому также в значительной степени способствует проникновение газа в возвратное течение довольно близко к центральной линии  $O_S$  из областей повышенного давления на линиях растекания  $R_1$  и  $R'_1$  из-за сближения расположенных на них максимумов давления  $A$  и  $B$  в узловых точках  $N_1$  и  $N'_1$  (см. линии максимальных значений  $I_R$  и  $I'_R$ , соединяющие точки  $A$  и  $B$  с областью  $C$  на рис. 7, *c* и 8). В таких проникающих встречных течениях формируются симметричные фокусы  $F_1$  и  $F'_1$  (см. рис. 7, *a, b*). Взаимодействие вовлекаемых в вихри интенсивных пристенных течений в центральной зоне, проникающих к фокусам, с распространяющимися навстречу также интенсивными потоками от узловых точек  $N_1$  и  $N'_1$ , расположенных под телами на линиях растекания  $R_1$  и  $R'_1$ ,

стимулирует возникновение за симметричными узлами  $N_2$  и  $N'_2$  дополнительной пары седловых точек отрыва  $C_2$  и ее симметричного аналога  $C'_2$ . Появление фокусов, из которых вовлекаемый газ отводится во внешний поток возникающей парой вихрей, является признаком избытка массы, поступающей в отрывную зону.

Соответствие общего количества формирующихся на поверхности фокусов и узловых точек ( $F_1, F'_1, N_2, N'_2$ ) количеству седловых точек ( $C_0, C_2, C'_2, C_3$ ) в пределах рассмотренной крупномасштабной центральной зоны отрыва (см. рис. 7, *b*) опять согласуется с топологическим правилом [8, 9]. При этом расположенный непосредственно за этой зоной узел  $N_0$  уравнивается седловой точкой  $C_0^1$ . Последняя пара особых точек напоминает наблюдавшиеся на начальной стадии формирования центральной отрывной зоны (см. рис. 4, *a, d*), которая была ограничена сдвигивающими ее интенсивными течениями, распространяющимися от линий растекания  $R_1$  и  $R'_1$ . Вместе с тем, появление в рассматриваемых условиях отчетливого центрального максимума  $C$  с высоким давлением (см. рис. 8) в окрестности узловой точки  $N_0$  (см. рис. 7, *b*) свидетельствует о проникновении к поверхности и торможении внешнего потока, обладающего повышенной энергией. Это приводит к более интенсивному его растеканию на линии  $R_0$  и формированию расходящихся от нее течений в плоскости симметрии между телами (см. рис. 7, *a*) в условиях постепенно уменьшающегося давления в области I (см. рис. 7, *c*) из-за влияния волн разрежения, распространяющихся от линий сопряжения головных частей тел с корпусами. Необходимо отметить, что наблюдаемая небольшая асимметрия течения, вероятные причины которой обсуждались выше, приводит к тому, что особые точки  $C_0, C_3, C_0^1$  и  $N_0$  на поверхности располагаются с небольшим смещением относительно центральной линии  $O_S$  (см. рис. 7, *a, b*).

Влияние асимметрии в условиях рассматриваемого режима течения проявилось более заметно в измерениях распределения давления на использовавшейся пластине с дренажом (см. рис. 7, *c*). В результате этого положение выпуклой центральной линии отрыва  $S_0$ , полученной с помощью масло-сажевой визуализации предельных линий тока (см. рис. 7, *a, b*), несколько отличается от смещенной вправо выпуклой части следа отрывного скачка  $I_S$  на изолиниях коэффициента статического давления  $C_p$  на поверхности (см. рис. 7, *c*). Наблюдается и некоторое отличие формы зафиксированных под телами областей II и II' минимального давления ( $C_p < 0$ ), обусловленных падающими на пластину волнами разрежения за головными скачками, а также аналогичных областей IV и IV' в зонах влияния вторичных волн разрежения, повторно отразившихся от тел вращения. При этом небольшая центральная зона минимального давления III в области пересекающихся падающих волн разрежения за головными скачками также несколько смещена вправо от центральной линии  $O_S$  (см. рис. 7, *c*).

Несмотря на отмеченную асимметрию полученного поля давлений на пластине распределение давления (см. рис. 7, *c*), хорошо коррелирует с картиной предельных линий тока на ее поверхности (см. рис. 7, *a*) и позволяет объяснить многие дополнительные особенности. Как и в ранее рассмотренных случаях (рис. 4, *a* и 6, *a*), проникающие под тела следы пересекающихся головных скачков  $I_B$  и  $I'_B$  (см. рис. 7, *c*) являются основной причиной формирования интенсивных вторичных течений между линией растекания  $R_B$  и областью стекания  $S_B$  под правым телом, а также их симметричными аналогами под левым телом (см. рис. 7, *a*). Вследствие значительного сближения тел более интенсивные головные скачки уплотнения, отраженные от их внутренних боковых поверхностей, попадают на пластину перед отраженными от нижних поверхностей скачками 3 и 3'. В результате

этого под правым телом отчетливая линия стекания  $S_{BS}$  формируется перед расположенной ниже по потоку менее выраженной линией стекания  $S_3$  (см. рис. 7, *a*), в отличие от предыдущего случая (см. рис. 6, *a*). Аналогичная картина наблюдается и под левым телом. Как видно, линия растекания  $R_B$  продолжается вниз по потоку, прерывая линию стекания  $S_{BS}$  (см. рис. 7, *a*). Анализ поля давлений (см. рис. 7, *c*) показал, что такая особенность может быть объяснена тем, что на фоне повышенного давления вдоль линии  $R_B$  реализующиеся здесь градиенты давления меньше, чем в сечениях справа и слева от нее при переходе в область за линией стекания  $S_{BS}$ . Расположенные за пересекающимися скачками симметрично относительно линии  $O_S$  максимумы давления  $D$  и  $E$ , а также дополнительный центральный максимум  $M$  (см. рис. 7, *c*) показаны и на пространственной картине (см. рис. 8), которая более наглядно иллюстрирует особенности реализующегося поля давлений на поверхности пластины. Как следует из рис. 7, *a*, центральный максимум давления  $M$  лишь “расталкивает” пристенное течение без формирования отрывной зоны.

Следует отметить, что согласно полученным тепловым фотографиям все рассмотренные выше режимы течений наблюдались в условиях регулярного взаимодействия пересекающихся головных скачков во внешнем потоке вне пограничного слоя. Уменьшение расстояния между телами до значения  $Z = 1,4$  при  $\beta_c = 30^\circ$  вызывает дальнейший рост интенсивности этих скачков  $P_1/P_\infty$  непосредственно перед пересечением их следов на пластине (см. табл., вариант 4). Как показала оптическая визуализация обтекания двух тел без пластины, в таких условиях проявляются признаки начинающегося нерегулярного взаимодействия головных скачков. При их пересечении во внешнем потоке между телами лишь начинает формироваться маховская ножка, ширина которой пока еще довольно мала и не превышает  $1 \div 1,5$  мм или  $(0,02-0,03)D$ . Однако она способствует дальнейшему повышению противодавления и существенному изменению топологии течения на поверхности в окрестности центральной линии  $O_S$  между телами (рис. 9). Как видно на рис. 9, *c*, внутри пограничного слоя в области пересечения на пластине следов замыкающих скачков  $I_R$  и  $I'_R$ , а также головных скачков  $I_B$  и  $I'_B$  отчетливо наблюдается более широкий (около  $0,6D$ ) след маховской ножки, за которым находится область  $C$  с максимумом давления в центральной узловой точке  $N_0$  (см. рис. 9, *b*). Относительный уровень давления (рис. 10) в этой точке ( $P_C/P_\infty \approx 10,31$ ) начинает заметно превышать пики давления  $A$  и  $B$  ( $P_A/P_\infty \approx P_B/P_\infty \approx 8,2 \pm 2\%$ ), соответствующие узлам  $N_1$  и  $N'_1$  на линиях растекания  $R_1$  и  $R'_1$  (см. рис. 9, *a*). Это стимулирует очень интенсивное растекание потока во все стороны от точки  $N_0$ , и возвратное течение от нее распространяется еще выше навстречу набегающему потоку (см. рис. 9, *b*). При этом, проникая через центральную седловую точку  $C_3$ , сформировавшуюся на предшествующей стадии (см. рис. 7, *a, b*), оно способствует появлению вместо нее двух симметричных боковых седловых точек  $C_3$  и  $C'_3$  (см. рис. 9, *a, b*). Как уже отмечалось, впервые качественно аналогичное деление центральной седловой точки на две боковые было зафиксировано в экспериментах [16] при  $M_\infty = 5$  на более ранних стадиях развития течений, аналогичных показанным на рис. 4 и 6. Такое явление наблюдалось при возрастании интенсивности пересекающихся регулярным образом во внешнем потоке скользящих скачков между двумя вертикальными киями в процессе увеличения углов отклонения их внутренних поверхностей в диапазоне  $\beta = 17 \div 18^\circ$ . Реализованная в этих экспериментах практически идеальная симметрия картин предельных линий тока позволяет однозначным образом характеризовать их эволюцию и в рассматриваемых условиях, где проявлялась небольшая асимметрия.

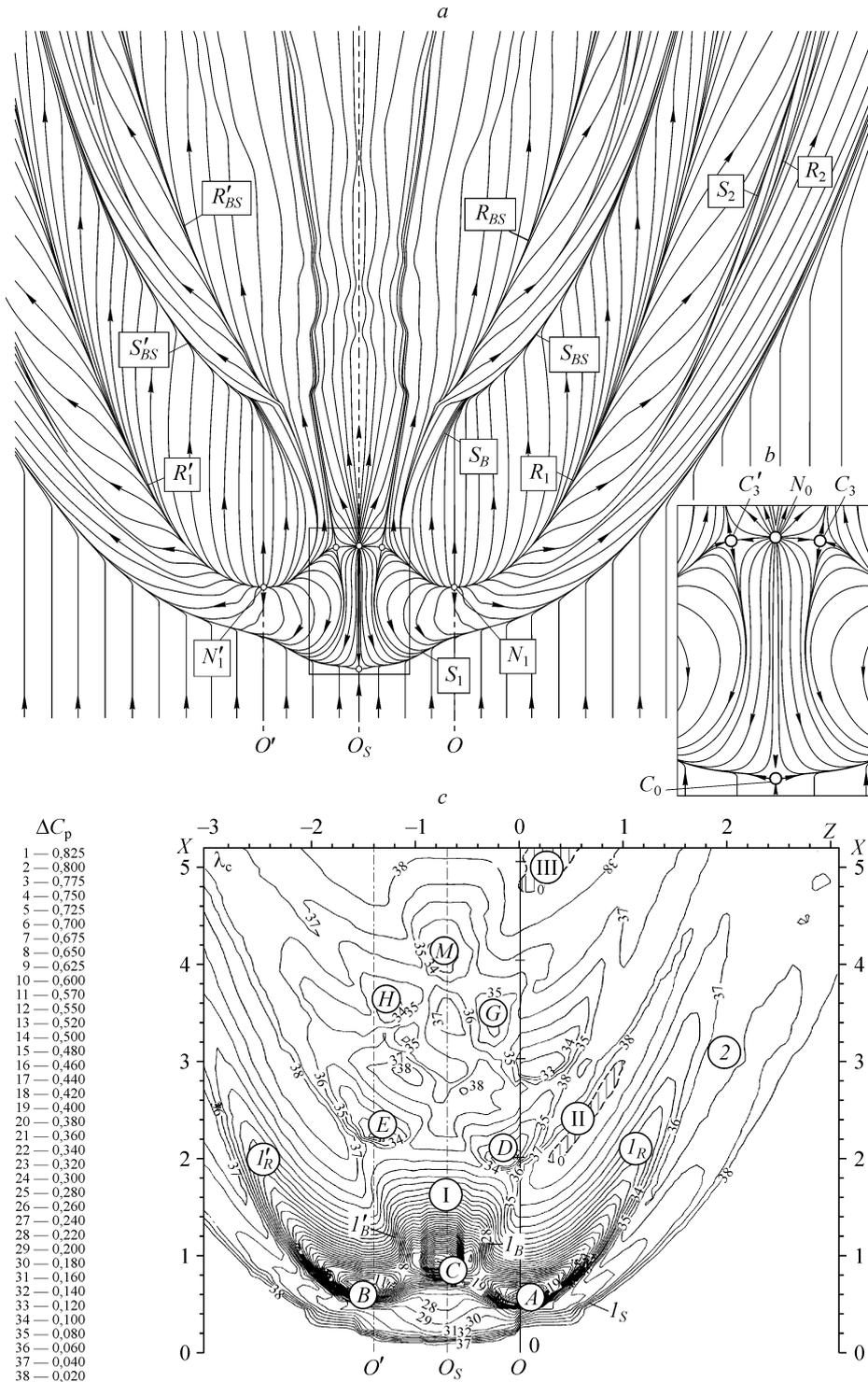


Рис. 9. Предельные линии тока (a, b) и изолинии коэффициентов давления на пластине (c) при  $M_\infty = 4$ ,  $\beta_c = 30^\circ$  и  $Z = 1,4$  (вариант 4).

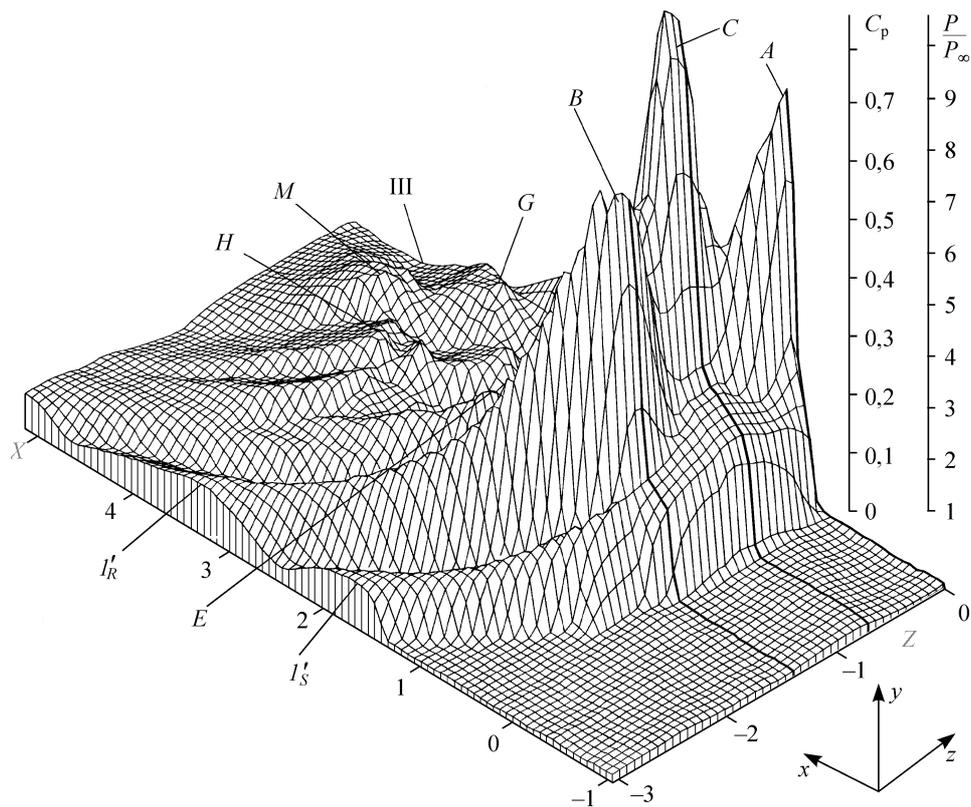


Рис. 10. Распределение давления на пластине при  $M_\infty = 4$ ,  $\beta_c = 30^\circ$  и  $Z = 1,4$ .

Как видно (см. рис. 9, *a, b*), предельная линия тока, соединяющая узел  $N_0$  с седловыми точками  $C_3$  и  $C'_3$ , является поперечной линией растекания. Объединяясь с линиями  $R_1$  и  $R'_1$  под телами, она отделяет область возвратного течения от ориентированного в противоположном направлении потока. Распространяющееся от такой поперечной линии растекания интенсивное возвратное течение в центральной части между предельными линиями, исходящими из симметричных точек  $C_3$  и  $C'_3$ , препятствует проникновению в него встречных течений из областей под телами. Это приводит к формированию единственной центральной седловой точки  $C_0$  в наиболее выпуклой против потока части линии стекания  $S_1$  и вырождению ранее существовавших дополнительных симметричных седловых точек на ней  $C_1$  и  $C'_1$  вместе с исчезновением ранее наблюдавшихся симметричных фокусов  $F_1$  и  $F'_1$  в отрывной зоне (см. рис. 7, *a, b*). Вместе с тем для реализуемой новой топологической структуры (см. рис. 9, *a, b*) по-прежнему сохраняется равенство количества седловых ( $C_0, C_3, C'_3$ ) и узловых ( $N_0, N_1, N'_1$ ) точек. Картина предельных линий тока под телами в этом случае в окрестности проекций на пластину их осей  $O$  и  $O'$  и во внешних от них областях качественно близка рассмотренному предыдущему случаю. Однако в ней превалируют признаки воздействия проникающих под тела отраженных от их боковых поверхностей головных скачков, стимулирующих возникновения линий  $S_{BS}, R_{BS}$  и их симметричных аналогов, и почти не видно влияния вторичных скачков, отраженных от нижних поверхностей тел.

Следует отметить, что предельные линии тока в области падения на пластину головных скачков под телами во всех рассмотренных выше случаях обнаруживают признаки продольных вихрей Гертлера, как и при  $\beta_c = 30^\circ$ ,  $Z = 3,0$  (см. рис. 3 и 4, *c*). Однако с целью упрощения на соответствующих топологических схемах показаны лишь центральные седловые и узловые точки  $C_1$  и  $N_1$ , а также их симметричные аналоги, и не изображены аналогичные дополнительные особые точки (см. рис. 6, 7, *a*, 9, *a*), из которых вниз и вверх по течению распространяются описанные ранее продольные линии стекания и растекания.

Проведенный анализ топологии течения на пластине при  $Z = 1,4$  существенно уточняет описанные в [18] особенности течения. Дальнейшее уменьшение расстояния между телами до значения  $Z = 1,06$  при  $\beta_c = 30^\circ$  приводит к формированию более простой картины предельных линий тока на пластине, которая близка картине, реализующейся под единым, сплюснутым по вертикали телом (рис. 11, *a, b*). Для нее характерны центральная седловая точка  $C_0$  и узел  $N_0$ , расположенные соответственно на основных линиях стекания  $S_1$  и растекания  $R_1$ . При этом не видно отчетливых признаков аналогичных дополнительных парных особых точек и вихрей Гертлера. Такая картина формируется в условиях развитого маховского взаимодействия головных скачков уплотнения во внешнем потоке между телами и, очевидно, полного запираания течения между ними и пластиной. Зафиксированное относительное давление на поверхности  $P_c/P_\infty \approx 19,4$  в окрестности центрального максимума  $C$  (рис. 12), соответствующего узловой точке  $N_0$  (см. рис. 11, *b*), начинает превышать расчетное статическое давление во внешнем потоке за прямым скачком ( $P_2/P_\infty = 18,5$ ) и стремится к давлению торможения за таким скачком ( $P_{02}/P_\infty = 21,07$ ). Это стимулирует формирование наиболее интенсивного возвратного течения именно в окрестности центральной линии  $O_S$ , которое постепенно ослабевает и вырождается на периферии. За основной линией растекания  $R_1$  наблюдаются дополнительные линии стекания  $S_{BS}$ , растекания  $R_{BS}$  и их симметричные аналоги, обусловленные воздействием проникающих под тела головных скачков, отраженных от их внутренних боковых поверхностей (см. рис. 11, *a*). Ниже по течению проявляются незначительные отклонения предельных линий тока в слабых вторичных скачках (3 и 3', а также 5 и 5'), отраженных от нижних поверхностей тел. Признаки слабых скачков 3 и 3' отчетливо видны на поле давлений под телами во внешних областях относительно проекций их осей симметрии на пластине (см. рис. 12).

Рассмотренные выше результаты характеризуют основные стадии развития пространственного турбулентного отрыва на поверхности под двумя несимметричными телами с углом полураствора конических головных частей  $\beta_c = 30^\circ$  при уменьшении относительного расстояния между их осями в диапазоне  $Z = 3 \div 1,06$  и фиксированном расстоянии до пластины  $Y = \Delta y/D = 0,96$ . Полученные дополнительные данные для других значений  $\beta_c$  в условиях регулярного взаимодействия головных скачков вне пограничного слоя уточняют реализующиеся промежуточные топологические режимы течения. Например, в случае  $\beta_c = 20^\circ$ ,  $Z = 1,8$  зафиксирован момент формирования центральной отрывной зоны, ограниченной расположенными на линии  $O_S$  последовательными центральными седловыми точками  $C_0$  и  $C_3$  (рис. 13). Аналогичная картина предельных линий тока наблюдалась на стадиях развития запираания канала между установленными на пластине киями [12, 13]. Особенностью этого режима является отсутствие за отмеченными центральными седлами узловой точки  $N_0$ , которая возникала в ранее обсуждавшемся случае

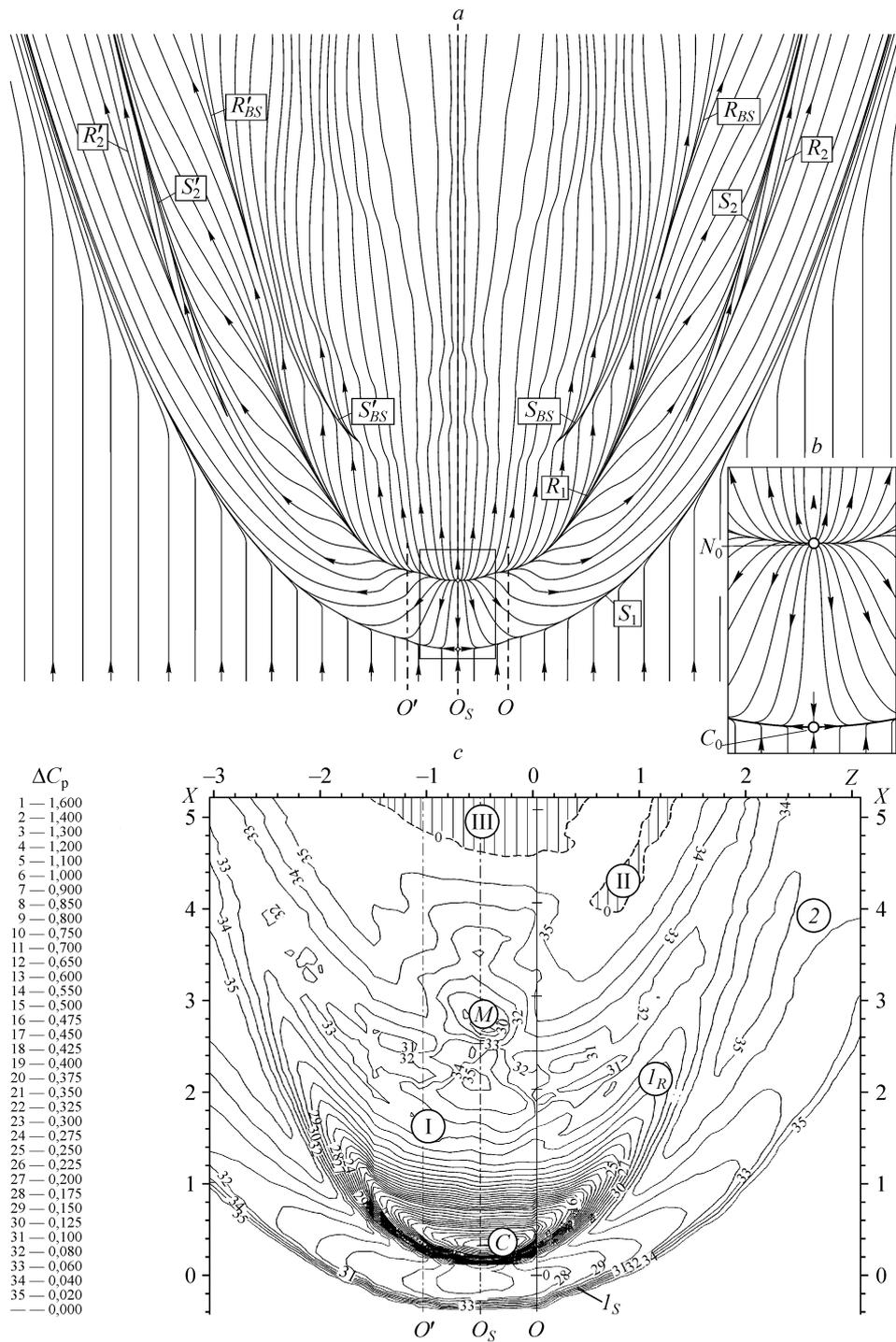


Рис. 11. Предельные линии тока (a, b) и изолинии коэффициентов давления на пластине (c) при  $M_\infty = 4$ ,  $\beta_c = 30^\circ$  и  $Z = 1,06$  (вариант 5).

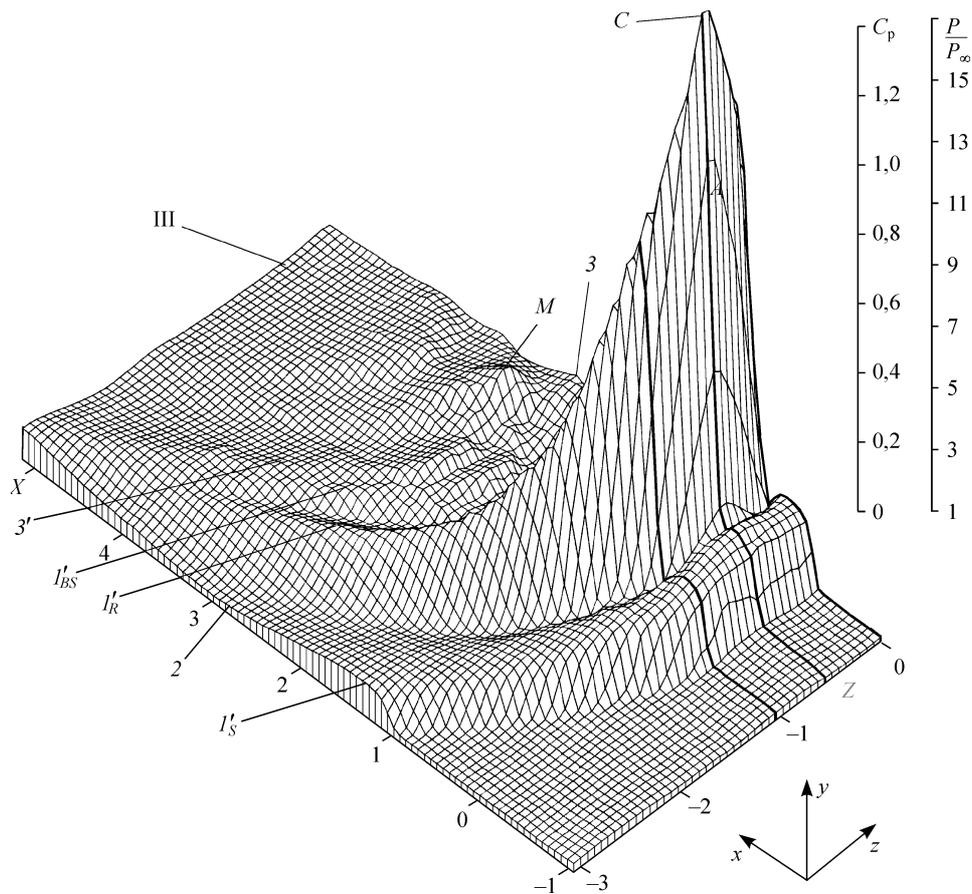


Рис. 12. Распределение давления на пластине при  $M_\infty = 4$ ,  $\beta_c = 30^\circ$  и  $Z = 1,06$ .

при  $\beta_c = 30^\circ$ ,  $Z = 1,8$  (см. рис. 7, *a, b*). Такая узловая точка зафиксирована при  $\beta_c = 20^\circ$  с уменьшением расстояния между телами до  $Z = 1,4$  (рис. 14). Распространяющееся от нее возвратное течение в этом случае проникает в отрывную зону до самой линии стекания  $S_0$ , что приводит к формированию двух боковых седловых точек  $C_3$  и  $C'_3$  вместо ранее наблюдавшегося одного центрального седла  $C_3$ . Значительный дополнительный приток массы в отрывную зону от линий растекания  $R_1$  и  $R'_1$  из-за их сближения способствовал росту ее размеров и перемещению центральной седловой точки  $C_0$  выше по потоку относительно положения седел  $C_1$  и  $C'_1$  под телами. Таким образом, по топологическим признакам рассмотренный ранее режим (см. рис. 7) является промежуточным между показанными на рис. 13 и 14. Примечательно, что в последнем случае вследствие проявляющейся асимметрии и вырождения левого фокуса в выступающей отрывной зоне исчезает и симметричный аналог правой седловой точки  $C_2$  за узлом  $N'_2$  (рис. 14, *b*), что сохраняет общий баланс между количеством возникающих седловых точек и суммой узлов и фокусов.

Уменьшение угла полураствора головных частей тел до  $\beta_c = 15^\circ$  при сохраняющемся расстоянии между телами  $Z = 1,4$  приводит к тому, что центральная отрывная зона формируется несколько ниже по течению (рис. 15, *a, b*), чем в предыдущем случае (см. рис. 14, *a, b*). При этом центральная седловая точка  $C_0$  между

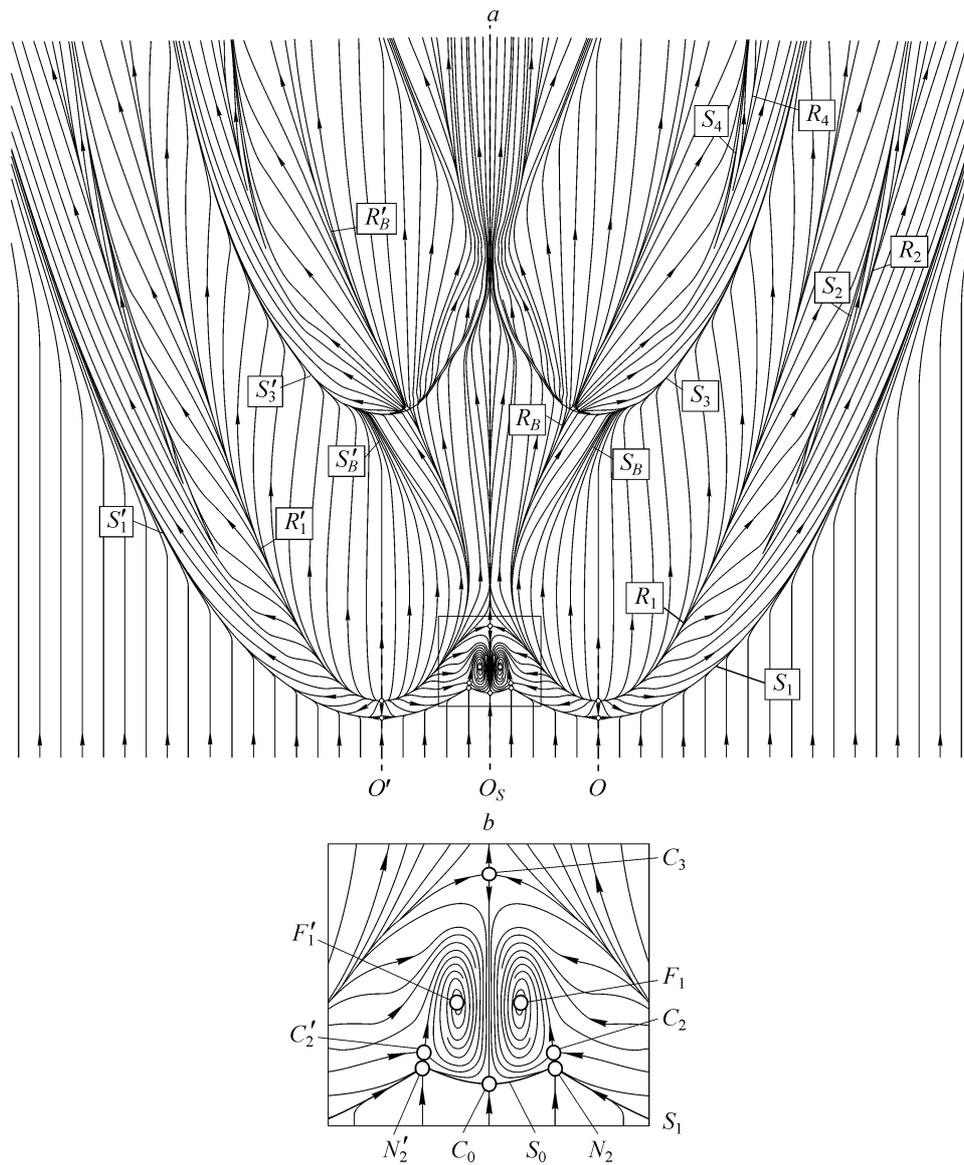


Рис. 13. Предельные линии тока на поверхности пластины при  $M_\infty = 4$ ,  $\beta_c = 20^\circ$  и  $Z = 1,8$  (вариант б).

тeлaми рaспoлaгaeтcя прaктичeски нa oднoм гoризoнтaльнoм урoвнe c фoрмирующимися пoд ними симметричными седлами  $C_1$  и  $C'_1$  (см. рис. 15, б), а в отрывной зоне восстанавливаются два симметричных фокуса  $F_1$  и  $F'_1$ . Такая эволюция течения обусловлена понижением давления как в узле  $N_0$ , так и на линиях растекания  $R_1$  и  $R'_1$  под телами в результате снижения интенсивности падающих на поверхность головных скачков и соответственно уменьшением притока массы в центральную отрывную зону. Необходимо подчеркнуть, что уменьшение расстояния  $Z$  между телами и соответственно сближение областей сильно повышающегося давления вдоль указанных линий растекания в окрестности расположенных на них узловых точек  $N_1$  и  $N'_1$  в ряде случаев может быть определяющим фактором, влияющим на процесс формирования центральной отрывной зоны и ее масштабы.

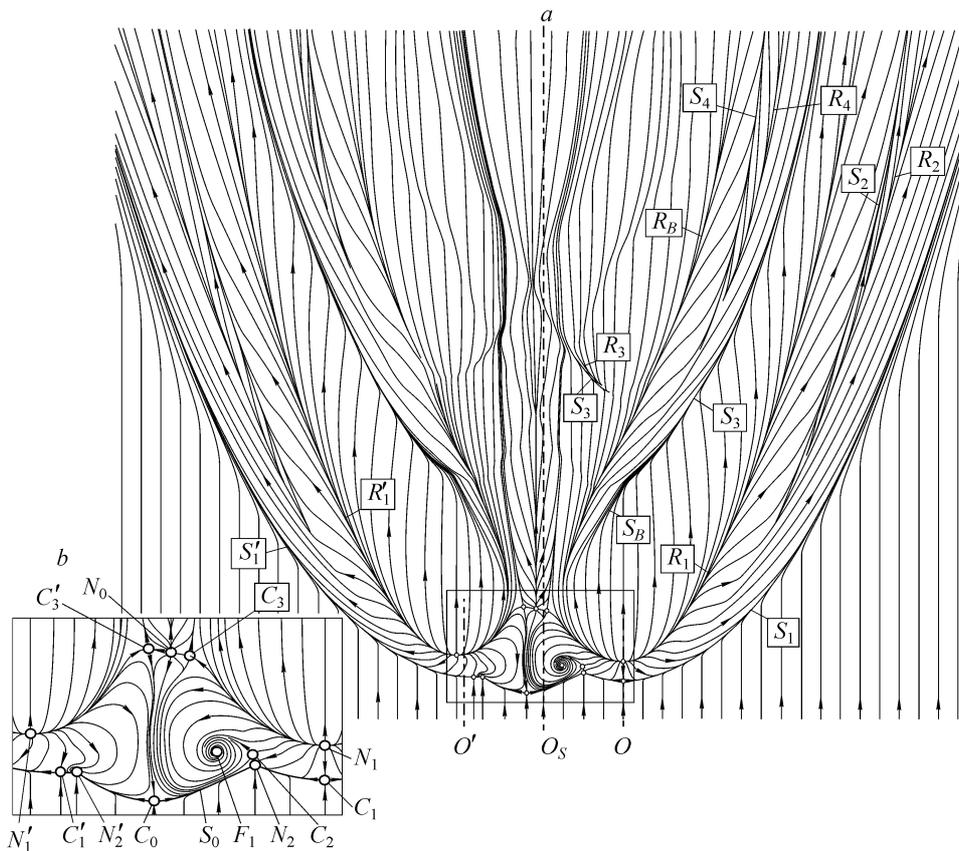


Рис. 14. Предельные линии тока на поверхности пластины при  $M_\infty = 4$ ,  $\beta_c = 20^\circ$  и  $Z = 1,4$  (вариант 7).

Исходя из описанных свойств, рассмотренный последний режим развития течения (см. рис. 15) является промежуточным между представленными на рис. 7 и 14.

Фотография предельных линий тока на пластине при  $\beta_c = 10^\circ$ ,  $Z = 1,4$  (рис. 16) характеризует особенности течения в условиях отсутствия выраженных признаков отрывных зон под телами. На поверхности под ними не удается зафиксировать симметричные седловые точки отрыва и ниже по потоку — узловые точки присоединения с распространяющимися из них линиями растекания. На периферии (вдали от центральной линии между телами) наблюдаются зоны стекания и растекания, характерные для формирующихся пространственных вторичных течений в пограничном слое. За линиями стекания  $S_1$  и  $S'_1$  видны следы слабого скачка  $W$ , распространившегося от передней кромки пластины и отразившегося от головных частей тел. В центральной области между телами наблюдаются признаки очень маленькой рециркуляционной зоны за узкой поперечной линией отрыва  $S_0$ , топология течения в которой близка изображенной на рис. 13. Однако отсутствие притока массы от несуществующих линий присоединения под телами является причиной ее весьма малого размера. В связи с этим и при меньшем расстоянии между телами в случае  $\beta_c = 10^\circ$ ,  $Z = 1,06$  характер течения сохраняется аналогичным и наблюдается лишь небольшое увеличение ширины поперечной линии отрыва и размеров расположенной за ней области рециркуляции. Как и в случаях пересекающихся скользящих скачков малой интенсивности в окрестности установленных на поверхности двух килей [12, 21, 23, 25], в рассматриваемых условиях

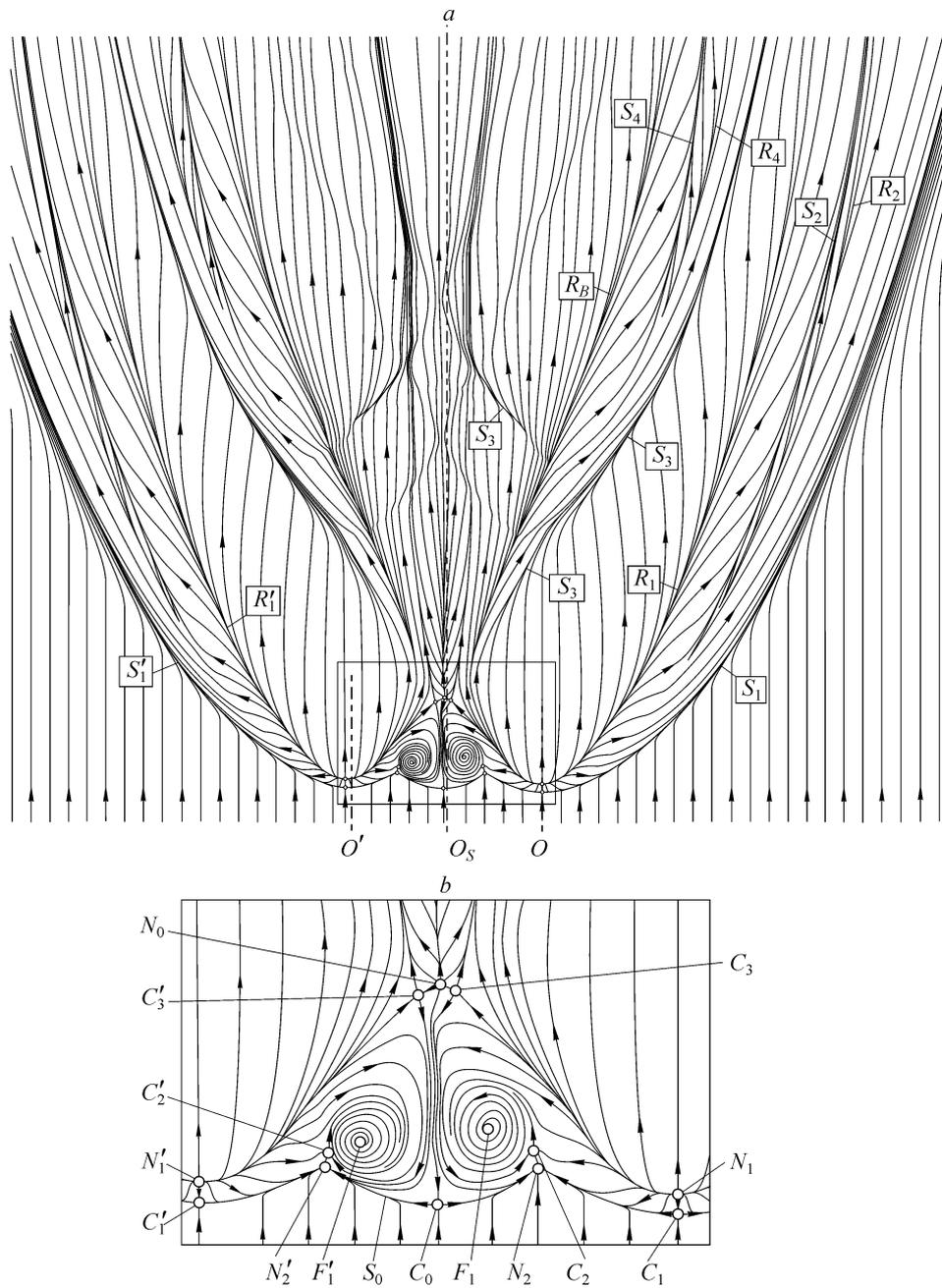


Рис. 15. Предельные линии тока на поверхности пластины при  $M_\infty = 4$ ,  $\beta_c = 15^\circ$  и  $Z = 1,4$ .

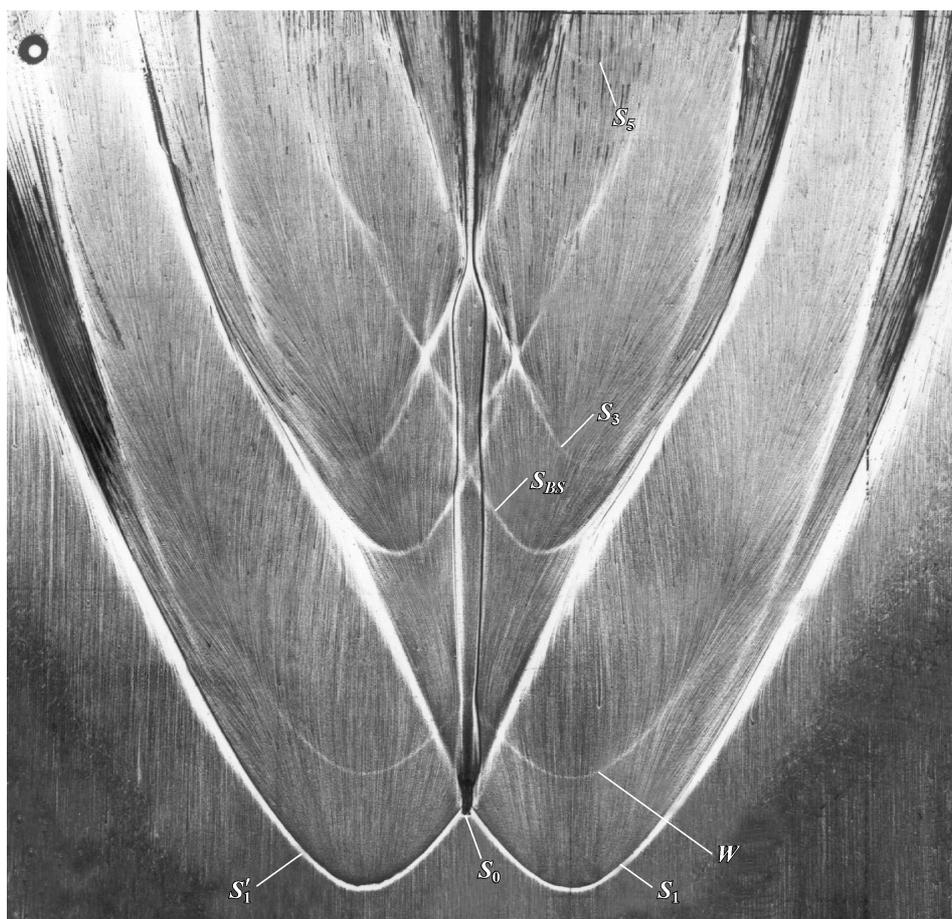


Рис. 16. Предельные линии тока на поверхности пластины при  $M_\infty = 4$ ,  $\beta_c = 10^\circ$  и  $Z = 1,4$ .

при  $\beta_c = 10^\circ$ ,  $Z \geq 2,4$  наблюдалось расширение “горла”, формирующегося между ориентированными к центру пристенными потоками (см. рис. 4), с исчезновением центральных особых точек отрыва  $C_0$  и присоединения  $N_0$  и вырождением отрывных течений во вторичные.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные экспериментальные исследования позволили проанализировать особенности развития пространственных турбулентных отрывных течений в окрестности падающих на поверхность пересекающихся скачков уплотнения, генерированных двумя осесимметричными телами с коническими головными частями. Показано, что изменение топологии таких течений на стадиях возникновения и развития отрыва при уменьшении расстояния между телами определяется переходом от регулярного к маховскому режиму взаимодействия как пересекающихся отрывных и замыкающих скачков, распространяющихся от линий стекания и растекания на поверхности, так и проникающих к ней внешних головных скачков.

Обнаружено, что реализующиеся режимы развития рассмотренных отрывных течений более разнообразны и сложны, чем наблюдавшиеся в окрестности скользящих пересекающихся скачков между установленными на поверхности двумя вертикальными киями, несмотря на сходство некоторых возникающих топологи-

ческих структур в этих двух случаях. С уменьшением углов полураствора головных частей тел и соответственно интенсивности головных скачков последовательность повторяющихся характерных режимов проявляется при меньших расстояниях между телами. При этом топология течения в центральной отрывной зоне в области пересечения скачков и ее размеры в значительной степени определяются наличием или отсутствием периферийных отрывных зон под телами из-за возможности реализации в них более высоких давлений на линиях присоединения, стимулирующих интенсивный приток массы к центру. При достижении более высоких давлений за центральной отрывной зоной течение из нее распространяется на периферию и влияет на топологические особенности в отрывных зонах под телами.

С целью уточнения пространственной структуры рассмотренных сложных течений целесообразны дальнейшие экспериментальные и расчетные исследования.

Авторы благодарны В.Ф. Волкову за предоставленные дополнительные расчетные данные, которые оказались полезны при анализе рассмотренных течений.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гогинш Л.В., Степанов Г. Ю. Турбулентные отрывные течения. — М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1979. — 368 с.
2. 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.
3. Zheltovodov A.A. Some advances in research of shock wave turbulent boundary layer interactions // AIAA Paper. — 2006. — No. 2006-0496. — 25 p.
4. Settles, G.S., Dolling, D.S. Swept shock/boundary-layer interactions – Tutorial and update // AIAA Paper. — 1990. — No. 90-0375. — 29 p.
5. Bogdonoff S.M. Flowfield modeling of a three-dimensional shock wave turbulent boundary layer interaction. Separated Flows and Jets. / Ed. V.V. Kozlov, A.V. Dovgal. — IUTAM Symposium, Novosibirsk, USSR 1990. — Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1991. — P. 279–302.
6. Settles, G.S., Dodson, L.J. Supersonic and hypersonic shock/boundary-layer interaction database // AIAA J. — 1994. — Vol. 32, No. 7. — P.1377–1383.
7. Zheltovodov A.A. Shock waves / turbulent boundary-layer interactions – Fundamental studies and applications // AIAA Paper. — 1996. — No. 96-1977. — 27 p.
8. Chapman G.T., Yates L.A. Topology of flow separation on three-dimensional bodies // Applied Mechanics Reviews. — 1991. — Vol. 44, No. 7. — P. 329–345.
9. Delery J.M. Physics of vortical flows // J. of Aircraft. — 1992. — Vol. 29, No. 5. — P. 856–876.
10. Боровой В.Я. Течение газа и теплообмен в зонах взаимодействия ударных волн с пограничным слоем. — М.: Машиностроение, 1983. — 141 с.
11. Андреев Г.И., Глаголев А.И., Зубков А.И., Лягушин Б.Е., Миносцев В.Б. Исследование трехмерных отрывных течений. Гидроаэродинамика и космические исследования / Отв. ред. академик В.С. Авдуевский. — М.: Наука, 1985. — С. 136–151.
12. Желтоводов А.А., Максимов А.И., Шевченко А.М. Топология пространственного отрыва в условиях симметричного взаимодействия пересекающихся скачков уплотнения и волн разрежения с турбулентным пограничным слоем // Теплофизика и аэромеханика. — 1998. — Т. 5, № 3. — С. 319–340.
13. Желтоводов А.А., Максимов А.И., Шевченко А.М., Кнайт Д.Д. Топология пространственного отрыва в условиях взаимодействия несимметричных скачков уплотнения и волн разрежения с турбулентным пограничным слоем // Теплофизика и аэромеханика. — 1998. — Т. 5, № 4. — С. 529–551.
14. Knight D.D., Garrison T.J., Settles G.S., Zheltovodov A.A., Maksimov A.I., Shevchenko A.M., Vorontsov S.S. Asymmetric crossing-shock-wave/turbulent-boundary-layer interaction // AIAA J. — 1995. — Vol. 33, No. 12. — P. 2241–2249.
15. Schülein E. Skin-friction and heat flux measurements in shock/boundary layer interaction flows // AIAA J. — 2006. — Vol. 44, № 8. — P. 1732–1741.

16. Schuelein E., Zheltovodov A.A. Development of experimental methods for the hypersonic flows studies in Ludwig tube // Proc. Inter. Conf. on the Methods of Aerophys. Res. Pt. I. — Novosibirsk, 1998. — P. 191–199.
17. Gaitonde D.V., Visbal M.R., Shang J.S., Zheltovodov A.A., Maksimov A.I. Sidewall interaction in an asymmetric simulated scramjet inlet configuration // J. of Propulsion and Power. — 2001. — Vol. 17, No. 3. — P. 579–584.
18. 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.
19. Derunov E.K., Zheltovodov A.A., Maksimov A.I. Peculiarities of 3-D flow development at impinged and swept shock wave/surface interactions // Proc. Inter. Conf. on the Methods of Aerophys. Res. Pt. I. — Novosibirsk, 2002. — P. 67–73.
20. Gaitonde D.V., Shang J.S., Garrison T.J., Zheltovodov A.A., Maksimov A.I. Evolution of the separated flowfield in a 3-D shock-wave/turbulent-boundary-layer interaction // AIAA Paper. — 1997. — No. 97-1837. — 14 p.
21. Желтоводов А.А., Максимов А.И., Гайтонде Д.В., Висбал М.Р., Шэнг Д.С. Экспериментальное и расчетное исследования симметричного взаимодействия пересекающихся скачков уплотнения и волн разрежения с турбулентным пограничным слоем // Теплофизика и аэромеханика. — 2000. — Т. 7, № 2. — С. 159–176.
22. Knight D., Gnedin M., Becht R., Zheltovodov A. Numerical simulation of crossing-shock-wave/turbulent-boundary-layer interaction using a two-equation model of turbulence // J. Fluid Mech. — 2000. — Vol. 409. — P. 121–147.
23. 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 // Proc. Inter. Conf. on the Methods of Aerophys. Res. Pt. I. — Novosibirsk, 2000. — P. 231–241.
24. Schmisser J.D., Gaitonde D.V., Zheltovodov A.A. Exploration of 3-D shock turbulent boundary layer interactions through combined experimental/computational analysis // AIAA Paper. — 2000. — No. 2000-2378. — 11 p.
25. Thivet F., Knight D. D., Zheltovodov A. A., Maksimov A. I. Insights in turbulence modeling for crossing-shock-wave/boundary-layer interactions // AIAA J. — 2001. — Vol. 39, No. 6. — P. 985–995.
26. Thivet F., Knight D.D., Zheltovodov A.A., Maksimov A.I. Analysis of observed and computed crossing-shock-wave/turbulent-boundary-layer interactions // Aerospace Science and Technology. — 2002. — Vol. 6. — P. 3–17.
27. Желтоводов А.А., Максимов А.И., Гайтонде Д.В., Шэнг Д.С. Исследование особенностей несимметричного взаимодействия пересекающихся скачков уплотнения и волн разрежения с турбулентным пограничным слоем // Теплофизика и аэромеханика. — 2003. — Т. 10, № 4. — С. 539–557.
28. Панов Ю.А. Взаимодействие падающего трехмерного скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1968. — № 3. — С. 158–161.
29. Glagolev A.I., Zubkov A.I., Lyagushin B.E., Panov Yu.A. Three-dimensional open separation in supersonic flows. Separated Flows and Jets. / Ed. V.V. Kozlov, A.V. Dovgal. — IUTAM Symposium, Novosibirsk, USSR, 1990. — Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1991. — P. 361–376.
30. 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.
31. 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.
32. Желтоводов А.А., Максимов А.И., Шилейн Э.Х. Развитие турбулентных отрывных течений в окрестности скользящих скачков уплотнения // Взаимодействие сложных пространственных течений / Под ред. А. М. Харитонova. — Новосибирск, 1987. — С. 67–91.
33. Loginov M.S., Adams N.A., Zheltovodov A.A. Large-eddy simulation of shock-wave/turbulent-boundary-layer interaction // J. Fluid Mech. — 2006. — Vol. 565. — P. 135–169.
34. Желтоводов А.А., Шилейн Э.Х., Яковлев В.Н. Развитие турбулентного пограничного слоя в условиях смешанного взаимодействия со скачками уплотнения и волнами разрежения. — Новосибирск, 1983. — 51 с. (Препринт / ИТПМ СО АН СССР, № 28-83).
35. Lüdeke H., Schülein E. Simulation of streamwise vortices at the flaps of re-entry vehicles. // AIAA Paper. — 2004. — No. 2004-0915. — 11 p.

*Статья поступила в редакцию 3 июля 2007 г.*