

УДК 533.6.011.51

**АРТЕМЬЕВ В. И., БЕРГЕЛЬСОН В. И., НЕМЧИЛОВ И. В.,
ОРЛОВА Т. И., СМИРНОВ В. А., ХАЗИНС В. М.**

ИЗМЕНЕНИЕ РЕЖИМА СВЕРХЗВУКОВОГО ОБТЕКАНИЯ ПРЕПЯТСТВИЯ ПРИ ВОЗНИКНОВЕНИИ ПЕРЕД НИМ ТОНКОГО РАЗРЕЖЕННОГО КАНАЛА

Распространение ударной волны в среде, содержащей тонкие протяженные области пониженной плотности — «каналы», при определенных условиях сопровождается образованием предвестника — крупномасштабного клиновидного возмущения, опережающего основной ударный фронт [1–3]. Разреженные каналы в среде возникают под действием излучения самой ударной волны [2] либо могут быть инициированы [1, 3] горением, электроразрядом, вдувом легкого газа и другими способами.

В экспериментальных и теоретических исследованиях [3, 4] двумерных нестационарных течений с ударными волнами (задача о поршне, задача о сильном точечном взрыве) была продемонстрирована глобальная перестройка газодинамического течения под действием возмущения плотности, локализованного в тонком канале, и установлен факт выхода течения на предельный автомодельный режим, соответствующий нулевой толщине канала и являющийся обобщением аналогичных одномерных автомодельных задач [5]. Для сильных ударных волн в соответствии с подтвержденным в экспериментах и расчетах критерием Таганова [6] такая перестройка течения происходит при снижении плотности в канале всего лишь на 10–15% по сравнению с плотностью окружающей среды. Расчеты [4] выявили сложный вихревой характер течения в предвестнике, наличие системы внутренних волн и контактных разрывов.

Эффект глобальной перестройки течения при возникновении перед ударной волной тонкого разреженного канала должен наблюдаться и в первоначально стационарных течениях, например при сверхзвуковом обтекании препятствия. Одно из наиболее простых течений осуществляется в том случае, когда ударная волна поддерживаетсядвигаемым в газ с постоянной скоростью плоским поршнем конечных размеров, причем значительно больших, чем толщина канала. В начальные моменты времени, пока высота предвестника меньше диаметра поршня (но уже больше толщины канала), картина течения должна примерно соответствовать двумерному автомодельному течению, генерируемому плоским безграничным поршнем [4]. Однако с того момента времени, когда струя газа, прошедшего через боковую ударную волну предвестника, выйдет за границу обтекаемого тела (поршня), втекание ударно-сжатого газа в область предвестника и увеличение его размеров прекратятся.

Можно ожидать, что впереди обтекаемого затупленного препятствия возникает стационарная зона отрывного возвратно-циркуляционного течения, давление в которой в среднем выровнено, и, следовательно, эта зона будет иметь коническую (при цилиндрическом канале) либо клиновидную (при плоском канале) форму. Обтекание зоны отрыва эквивалентно обтеканию твердого конуса. Угол при вершине конуса для фиксированных параметров набегающего потока определяется относительной плотностью $\omega = \rho_c / \rho_0 < 1$ газа в канале (ρ_0 — плотность газа в невозмущенном потоке), а основание конуса равно диаметру поршня. Давление на поршне равно давлению за конической ударной волной, образующейся при обтекании конической зоны отрыва.

Расчет и эксперимент [4] показали, что в нестационарной автомодель-

ной задаче о взаимодействии ударной волны, генерируемой поршнем, с разреженным каналом угол α полураствора конической волны при не очень малых значениях числа Маха с неплохой точностью аппроксимируется простой оценочной зависимостью

$$\sin \alpha = \sqrt{\omega} \quad (1)$$

Если считать, что в стационарном режиме угол α будет определяться той же зависимостью, то давление на поршне при наличии канала должно упасть по сравнению с невозмущенным обтеканием — при больших сверхзвуковых скоростях с учетом (1) снижение давления составит $\sim \omega^{-1}$ раз. Учитывая разворот потока в боковой ударной волне предвестника в направлении, параллельном образующей застойного конуса, и соотношение (1), можно получить приближенное выражение для расстояния отхода вершины предвестника от поршня

$$z_M \approx \frac{R_0}{\sqrt{\omega(1-\omega)}} \left(\frac{(\gamma+1)/2}{1-M_0^{-2}\omega^{-1}} - \omega \right) \quad (2)$$

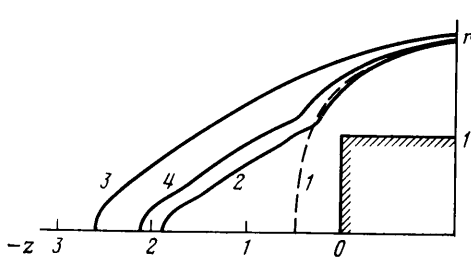
Здесь R_0 — радиус поршня, M_0 — число Маха невозмущенного потока, γ — показатель адиабаты. Формула (2) получена для клиновидного предвестника, однако ее можно использовать и для грубой оценки конического течения.

Таким образом, плотность газа в канале должна определять параметры предвестника и давление на поршне (обтекаемом препятствии). Вообще говоря, заранее не очевидно, что картина обтекания в присутствии канала будет стационарна. В принципе возможны нестационарные, в том числе и периодические («пульсирующие») режимы течения. Поэтому в данной работе влияние разреженного канала на обтекание препятствия сверхзвуковым потоком исследуется численно и экспериментально. Численный расчет проведен с использованием одного из вариантов методики [7].

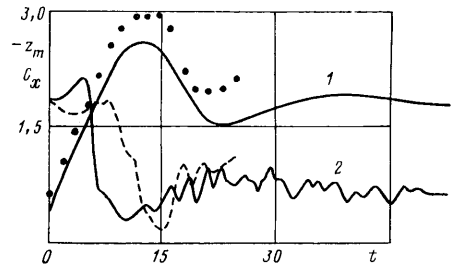
Рассмотрим результаты численного анализа на примере расчета обтекания цилиндрического торца потоком идеального газа с числом $M_0 = 3,07$ при $\gamma = 1,08$ (принятое эффективное значение γ характерно для пропана, использованного в экспериментах).

После установления режима стационарного обтекания с отошедшей головной ударной волной в момент времени $t=0$ перед фронтом волны вдоль оси симметрии z инициировался тонкий цилиндрический объем газа — «канал» радиуса $r_c = 0,1R_0$ с перепадом плотностей $\omega = 1/3$ (давление P_0 в набегающем потоке считалось выровненным, т. е. температура газа в канале больше температуры окружающего газа в ω^{-1} раз). В дальнейшем без введения новых обозначений будут использованы только безразмерные параметры, расстояния отнесены к величине R_0 , время — к величине R_0/U_0 , где U_0 — скорость набегающего потока.

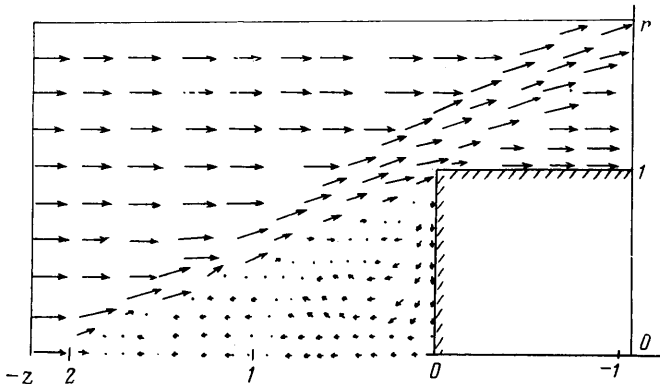
На фиг. 1 приведена форма головной ударной волны в различные моменты времени. Индексы 1–4 у кривых соответствуют моментам времени 0; 6,5; 11,6; 17,6. В результате перестройки течения образуется предвестник. С момента времени $t \approx 11$ движение вершины предвестника «вперед» — навстречу набегающему потоку сменяется движением «назад» — к торцу обтекаемого цилиндра, т. е. начало процесса носит колебательный характер. Из фиг. 1 видно, что характерный угол наклона конической ударной волны предвестника в процессе ее распространения изменяется достаточно слабо. Однако в данном случае форма боковой ударной волны в отличие от задачи о поршне [4] заметно непрямолинейна, а различие между расчетным значением самого угла и его оценкой (1) более значительно. В процессе роста предвестника и его отхода от торца наступает момент, когда струя ударно-сжатого газа в конической волне выходит за границу тела. При этом давление на теле резко уменьшается



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

и уже не может поддерживать предвестник. Ослабевшая ударная волна сносится к телу набегающим потоком, ударно-сжатый газ снова попадает в край торца, что приводит к новому повышению давления и отходу предвестника от тела.

Подобную схему процесса подтверждает фиг. 2, где представлены изменения во времени расстояния z_m вершины предвестника от торца (кривая 1) и коэффициента лобового сопротивления C_x (кривая 2). На фиг. 2 наряду с расчетными данными (сплошные кривые) приводятся и аналогичные экспериментальные результаты, отмеченные соответственно точками и штрихами. Результаты эксперимента обсуждаются ниже. В данном варианте отчетливо наблюдается лишь одно колебание положения ударной волны. С момента $t \approx 20$ вершина предвестника медленно отходит от тела, коэффициент C_x при этом в среднем сохраняет свое значение с точностью до высокочастотных пульсаций. Далее ударная волна достигает максимального во втором слабом колебании расстояния от торца, а затем выходит на стационарное положение $z_m \approx 1,8$ (отметим, что грубая оценка (2) дает для этого параметра значение $z_m \approx 2,5$). При этом величина коэффициента лобового сопротивления $C_x \approx 0,6$, т. е. падает примерно в 3 раза по сравнению со своим значением в режиме обтекания однородным невозмущенным потоком.

На фиг. 3, где демонстрируется поле скоростей течения в момент $t=40$, отчетливо видны коническая ударная волна и область возвратно-циркулярного движения перед обтекаемым торцом.

Применяемая в расчете антидиффузионная схема [7] обладает аппроксимационной вязкостью, хотя и малой по сравнению с другими эйлеровыми схемами, но тем не менее значительно большей, чем реальная физическая вязкость. Поэтому всегда даже в случае выхода численного решения на стационарный режим в рамках уравнений Эйлера, будет оставаться вопрос о точности учета диссипативных факторов. Как показывает практика [8] расчетов уравнений Эйлера с аппроксимационной вязкостью, крупномасштабная турбулентность в таких расчетах передается

достаточно правильно. Окончательным критерием достоверности результатов таких расчетов является их сравнение с экспериментом.

Одновременно с расчетом проводилось экспериментальное исследование режима сверхзвукового обтекания с разреженным каналом перед обтекаемым телом.

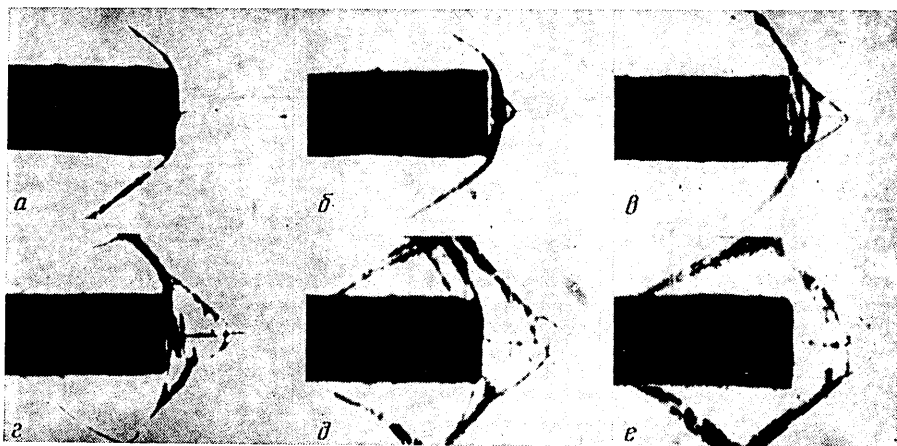
Сильная ударная волна генерировалась в ударной трубе; разреженный цилиндрический канал возникал при нагреве тонкой проволоочки импульсом электрического тока. Ударная труба состояла из секции высокого давления, секции низкого давления и измерительной секции. Секции высокого и низкого давления были разделены лавсановой диафрагмой. В проведенных экспериментах секция высокого давления заполнялась азотом, секция низкого давления и измерительная секция — пропаном. На оси измерительной секции устанавливался цилиндрический пьезодатчик, обтекаемый потоком. Для создания разреженного канала использовалась методика, аналогичная применявшейся в [3—4] при исследовании распространения сильных ударных волн вдоль нагретой поверхности. К центру торца пьезодатчика в направлении набегающего потока прикреплялась молибденовая нить, нагреваемая коротким (~5 мкс) электрическим импульсом. Для визуализации потока применялась тепловоская установка, сопряженная со скоростной камерой. Одновременно с кинесъемкой регистрировался сигнал с пьезодатчика. После разрыва диафрагмы в секции низкого давления и измерительной секции распространялась ударная волна, за которой возникал достаточно однородный сверхзвуковой поток длительностью до 130 мкс.

Характерные осциллограммы сигнала с пьезодатчика, обтекаемого сверхзвуковым потоком, при отсутствии и наличии нагреваемой нити резко различались: в первом случае устанавливался стационарный режим, во втором — после некоторого периода задержки давление на торце быстро уменьшалось почти до уровня фона.

Отметим, что наличие нити даже без нагрева приводило к снижению давления. Этот эффект обусловлен взаимодействием отошедшей ударной волны с вязким пограничным слоем, образующимся вдоль нити и также приводящим к появлению предвестника. Аналогичное явление отмечается при отражении плоской ударной волны от торца ударной трубы [9]. Влияние дефицита скорости в пограничном слое, инициирующее образование конической ударной волны, в принципе может быть сравнимо с аналогичным влиянием дефицита плотности там же, однако в условиях проведенных экспериментов «тепловое» действие проволоочки, обусловленное ее омическим нагревом, значительно превосходило «вязкий» эффект. Без нагрева снижение давления было гораздо менее ярко выражено, а время задержки значительно увеличивалось по сравнению со случаем, когда проволоочка нагревалась.

Теневые фотографии течения в одном из экспериментов (при $M_0 \approx 2$ и $\omega \approx 0,4$), приведенные на фиг. 4, подтверждают изложенную выше качественную картину процесса. Буквы $a—e$ соответствуют моментам времени 0; 2,1; 6; 8; 10; 12. В этом эксперименте обтекался датчик относительно большого диаметра, поэтому полное безразмерное время процесса (ограниченное в эксперименте еще и влиянием стенок измерительной секции) было сравнительно невелико и на представленных теплогограммах размеры предвестника непрерывно увеличиваются, а стадия его сокращения не реализуется.

На фиг. 2 вместе с расчетными величинами $z_M(t)$ и $C_x(t)$ представлены аналогичные параметры, полученные в эксперименте при $M_0 \approx 2,5$ и $\omega \approx 0,5$ (отметим, что оцениваемое в этом эксперименте отношение радиуса канала к радиусу торца не превышало 0,04). В этом опыте отчетливо видна фаза обратного движения конической ударной волны к торцу, причем и абсолютные величины расстояний z_M отхода вершины волны от торца в расчете и эксперименте оказываются близкими. Величины коэффициента сопротивления C_x в расчете и эксперименте, изменяясь качественно подобным образом, количественно различаются более сильно. Однако если совместить область максимальных градиентов C_x в расчете и эксперименте (сдвигом экспериментальной кривой на 3—4 единицы по безразмерному времени влево), то различие уменьшается. Обратим внимание, что такой сдвиг ненамного превышает временную «привязку» осциллограмм пьезодатчика, оцениваемую в 2—3 единицы безразмерного времени. На поздних временах на ход экспериментальных кривых могут оказывать влияние волны, отраженные от стенок измерительной секции, в которой обтекается пьезодатчик.



Фиг. 4

Таким образом, численный расчет варианта с параметрами потока и канала, близкими к параметрам в экспериментальной установке, демонстрирует удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных данных, что свидетельствует о непротиворечивости физических представлений, заложенных в модель явления.

Экспериментальные и расчетные данные демонстрируют эффект перестройки сверхзвукового течения при возникновении перед обтекаемым телом тонкого разреженного канала. Расчеты показали, что с изменением значений M_0 и γ характер перестройки течения сохранялся, однако с увеличением числа M_0 затухание колебаний параметров предвестника ослабевало и за время расчета установления стационарного режима не происходило.

Описанный эффект должен проявляться и в более общем случае, когда канал располагается под углом к набегающему потоку (во всяком случае, в определенном диапазоне таких углов), а возникающее течение трехмерно.

Постановка анализируемой задачи и полученные эффекты близки к описанным в [10], где рассматривалась нагретая область, созданная с помощью теплового источника, расположенного на некотором расстоянии от обтекаемого тела. Однако поперечный размер этой области в [10] был сравним с характерным размером обтекаемого тела. В настоящей работе утверждается, что благодаря автомодельности начальной стадии взаимодействия головной ударной волны с теплым слоем (каналом) установленные эффекты будут существовать независимо от величины поперечного размера такого слоя (в предельном случае — для бесконечно тонкого слоя).

Процессы, происходящие при взаимодействии головной ударной волны с тонким газовым каналом пониженной плотности, весьма сходны с процессами, определяемыми тонкой иглой, установленной перед телом, обтекаемым сверхзвуковым потоком (см., например, [8]). В этом случае осуществляется взаимодействие отошедшего скачка уплотнения с вязким пограничным слоем, локализованным у поверхности иглы. В результате возникает отрыв пограничного слоя, образуется перед телом зона отрывного течения, изменяются форма головной ударной волны и аэродинамические характеристики тела. Этот эффект интенсивно исследуется экспериментально и численно с начала 50-х годов.

Отметим общие качественные закономерности изменения режима сверхзвукового обтекания затупленного тела при возникновении перед ним тонкой иглы и тонкого разреженного канала. Под действием малого

возмущения происходит глобальная перестройка течения. Совпадает качественная картина течения — образуется коническая ударная волна и отрывная зона возвратно-циркуляционного течения. Существует зависимость параметров течения от некоторых параметров пограничного слоя или разреженного канала и параметров набегающего потока. Допускается возможность существования нестационарных режимов обтекания.

В то же время рассмотренный в работе невязкий механизм перестройки сверхзвукового течения отличает присутствие дополнительного свободного параметра ω и «бесконечная» длина канала — «тепловой иглы».

ЛИТЕРАТУРА

1. Садовский М. А., Адушкин В. В. Влияние нагретого пристеночного слоя на параметры ударной волны // Докл. АН СССР. 1988. Т. 300. № 1. С. 79–83.
2. Киселев Ю. Н., Клунов В. А., Рождественский В. Б., Юрьев В. Л. Исследование образования пристеночных возмущений при распространении ударных волн в трубах из различных материалов // ПМТФ. 1986. № 1. С. 116–120.
3. Артемьев В. П., Маркович П. Э., Немчинов И. В., Суллеев В. А. Двумерное автомодельное движение сильной ударной волны над нагретой поверхностью // Докл. АН СССР. 1987. Т. 293. № 5. С. 1082–1084.
4. Артемьев В. П., Бергельсон В. И., Калмыков А. А. и др. Развитие предвестника при взаимодействии ударной волны со слоем пониженной плотности // Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 2. С. 158–163.
5. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1972. 440 с.
6. Губкин К. Е. Распространение взрывных волн // Механика в СССР за 50 лет. М.: Наука, 1970. Т. 2. С. 269–311.
7. Борис Дж. П., Бук Д. Л. Решение уравнений непрерывности методом коррекции потоков // Вычислительные методы в физике. Управляемый термоядерный синтез. М.: Мир, 1980. С. 92–141.
8. Белоцерковский О. М., Белоцерковский С. М., Давыдов Ю. М., Ништ М. И. Моделирование отрывных течений на ЭВМ. М.: Научный совет по комплексной проблеме «Кибернетика» АН СССР, 1984. 122 с.
9. Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г. Нестационарные взаимодействия ударных волн. М.: Наука, 1977. С. 113–128.
10. Георгиевский П. Ю., Левин В. А. Сверхзвуковое обтекание тел при наличии внешних источников тепловыделения // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 8. С. 684–687.

Москва

Поступила в редакцию
4.X.1988