

УДК.533.601.15:536.46

СВЕРХЗВУКОВОЕ ОБТЕКАНИЕ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ТЕЛ ПРИ ГОРЕНИИ В ПЕРЕДНИХ И ДОННЫХ ЗОНАХ ОТРЫВА *

А.И. ЗУБКОВ¹, А.Ф. ГАРАНИН², В.Ф. САФРОНОВ³, Л.Д. СУХАНОВСКАЯ¹,
П.К. ТРЕТЬЯКОВ²

¹Институт механики МГУ, Москва

²Институт теоретической и прикладной механики СО РАН,
Новосибирск

³ГУП ФНПЦ “Прибор”, Москва

Представлены результаты экспериментальных исследований аэродинамических характеристик осесимметричных тел при внешнем подводе массы и горении. Изучена газодинамическая структура обтекания тел с передней и донной отрывными зонами при их различных геометрических конфигурациях. Исследовано влияние параметров внешнего течения, подвода инертной и химически активной массы, физико-химических характеристик топлива, волновых воздействий и т. п. на сверхзвуковое обтекание. Предложены обобщающие зависимости для нахождения головного и донного сопротивлений, учитывающие особенности воздействия подвода массы и горения на сверхзвуковое обтекание.

1. ОБТЕКАНИЕ ЗАТУПЛЕННЫХ ТЕЛ С АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ ИГЛОЙ ПРИ МАССОПОВОДЕ И ГОРЕНИИ В ПЕРЕДНЕЙ ОТРЫВНОЙ ЗОНЕ

Известно, что при сверхзвуковом обтекании затупленных тел слабые возмущения внешнего потока приводят к существенной перестройке газодинамической структуры течения и значительному уменьшению интенсивности ударной волны. Такие возмущения могут создаваться, например, нагретой проволочкой [1] или вихревым следом за небольшим (по сравнению с диаметром обтекаемого тела) препятствием (рис. 1). Эти способы имеют, по-видимому, одинаковый механизм воздействия на обтекание, приводящий к образованию зоны отрыва потока перед телом. Условно такое воздействие может быть названо эффектом “аэродинамической иглы”. Класс течений с аэродинамической иглой без массоподвода и горения достаточно хорошо исследован

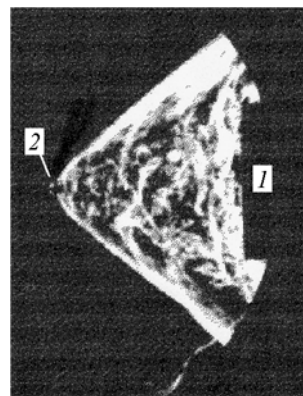


Рис. 1. Структура течения перед затупленным цилиндром. Вихревой след создается подвешенной на нити бусиной, $M = 2$,
1 — цилиндр, 2 — бусина.

* Работа выполнена при финансовой поддержке Президента РФ (грант № НШ-2002.2003), РФФИ (грант № 02-01-00754).

и отражен во многих публикациях и монографиях (например, [2]). Настоящая работа направлена на изучение газодинамической структуры обтекания затупленных тел с аэродинамической иглой в зависимости от физико-химических свойств инжектируемой массы, геометрической формы головной части тел, а также определение эффективности массоподвода и горения для снижения сопротивления.

1.1. Виды отрыва, воздействие массоподвода и горения

Как известно [2], на структуру обтекания затупленных тел с аэродинамической иглой существенное влияние оказывают параметры внешнего потока (числа Маха и Рейнольдса), геометрическая форма конца иглы и торца тела, отношение диаметров иглы и тела. Характерными являются два режима обтекания: с “концевым” и “затянутым” отрывом. Переход от одного режима обтекания к другому происходит при изменении длины иглы. Для случаев непрерывного изменения длины (выдвижении навстречу потоку) [2] переход от концевого отрыва к затянутому и обратно (при изменении направления движения) происходит при неодинаковых значениях длины иглы. Причины появления гистерезиса весьма разнообразны [3], и требуются детальные исследования механизма изменения структуры течения для каждого конкретного случая. Наличие массоподвода и горения накладывает на этот процесс дополнительные особенности.

Схема эксперимента приведена на рис. 2. Аэродинамическая игла перемещалась вдоль оси модели с помощью координатного устройства. Имелась возможность подачи газов: воздуха, аргона и водорода. На торце модели измерялось давление. Опыты проводились при числах Маха $M = 2,0$ и Рейнольдса $Re = 23 \times 10^6$ 1/м.

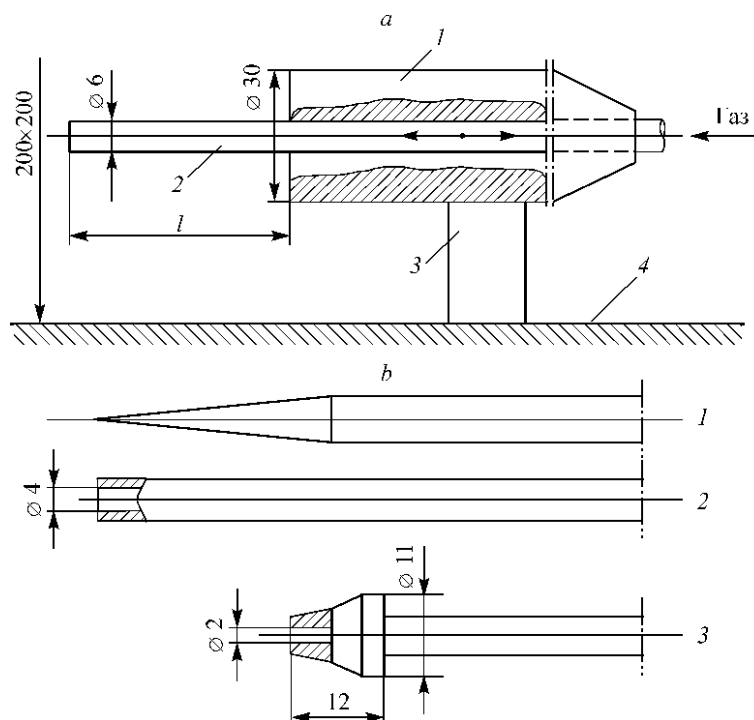


Рис. 2. Схема эксперимента.

a — модель: осесимметричное тело (1), аэродинамическая игла (2), державка (3), стенка аэродинамической трубы (4); *b* — аэродинамическая игла: заостренная (1), трубка (2), конический наконечник (3).

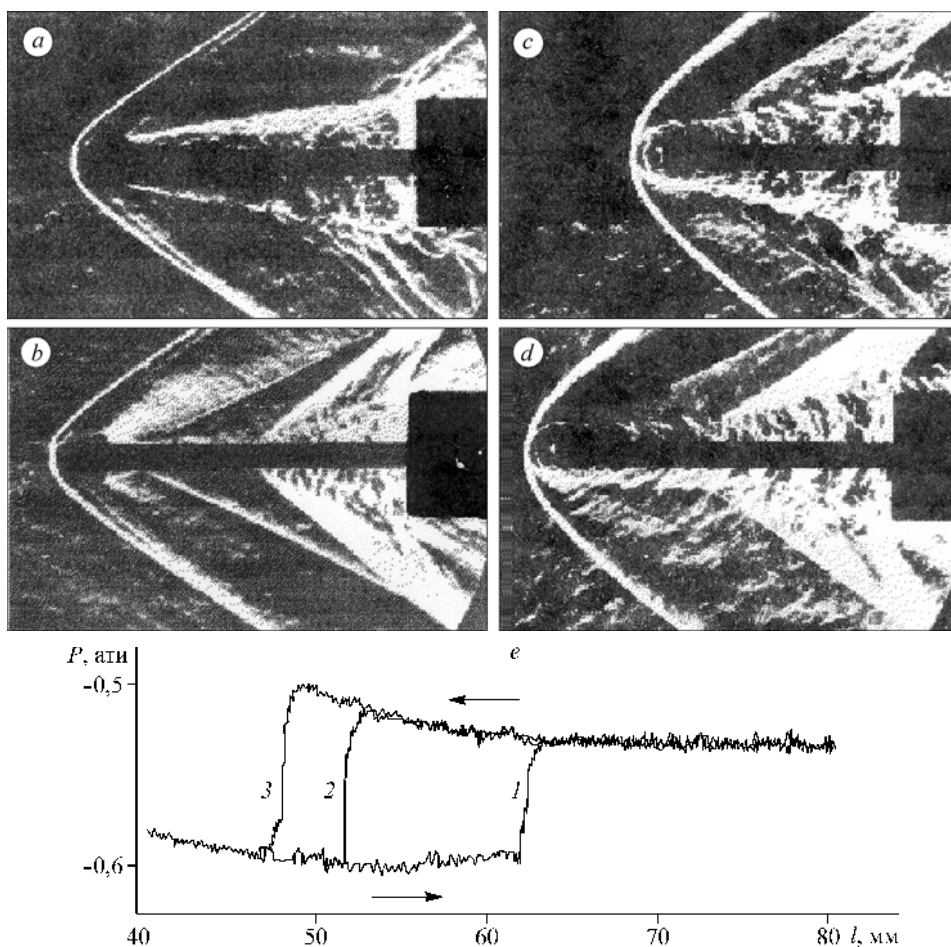


Рис. 3. Структура течения и изменение давления.

a, b — $\bar{G}_j = 0$; c, d — $\bar{G}_{H_2} = 0,0015$; e — давление на переднем торце модели. Переходы от концевому отрыва к затынутому при увеличении длины иглы (1), от затынутого отрыва к концевому (2), от затынутого отрыва к концевому при повторном цикле изменения длины иглы (3).

Смена режима обтекания фиксировалась по изменению давления и по оптическим наблюдениям за структурой течения. Иллюстрации структуры течения приведены на рис. 3, $a-d$, давления — на рис. 3, e . Последний рисунок отражает изменение давления при двукратном непрерывном изменении длины иглы (перемещении в сторону ее увеличения и обратно). Видно, что при обратном движении переход от затынутого отрыва к концевому наступает при неодинаковых значениях длины иглы. Это свойственно иглам формы 2 (см. рис. 2, b) и, возможно, связано с неустойчивой структурой течения у носка иглы. Качественно течение с инъекцией инертного газа подобно течению без инъекции. Отличие заключается в том, что меняется характер обтекания носовой части за счет формирования новой структуры течения от встречной струи, когда появляется локальная зона отрыва. В режиме затынутого отрыва инъекция газа приводит к утолщению дозвукового слоя вблизи поверхности иглы. Поперечный размер этого слоя приблизительно равен диаметру контактной поверхности и, как следствие, можно принять, что увеличивается поперечный размер аэродинамической иглы. На рис. 4 приведена область гистерезиса (по длине иглы) при инъекции инертных газов в зависимости от отношения полного давления в струе к давлению за прямым скачком внешнего течения.

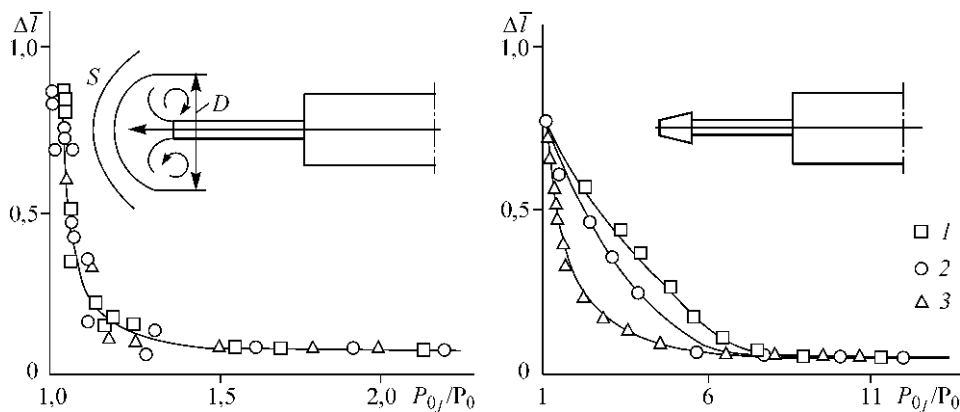


Рис. 4. Область гистерезиса.

Выдув инертных газов. $M = 2,0$. Водород (1), воздух (2), аргон (3). D — диаметр контактной поверхности, S — ударная волна.

Величина гистерезиса $\bar{\Delta l} = \Delta l / d$ (d — диаметр миделевого сечения модели) хорошо обобщается от этого отношения, которое характеризует диаметр контактной поверхности. Однако при наличии на конце иглы конического наконечника такого обобщения нет, что связано с существенным влиянием наконечника на течение и, в частности, образованием отрывной зоны от уступа наконечника. Процесс горения оказывает воздействие на обтекание и границы смены режима. На рис. 5 приведены фотографии, иллюстрирующие воздействие горения на структуру течения для двух режимов обтекания. Горение вызывает некоторое увеличение поперечного размера зоны отрыва перед торцевой поверхностью тела (по сравнению со случаем без горения при одинаковом расходе водорода) и небольшому увеличению продольного размера (для затянутого отрыва). Характер поведения давления на торцевой поверхности модели подобен инертному выдуву. С увеличением расхода область гистерезиса суживается. Границы перехода представлены на рис. 6. Там же обозначены границы срыва пламени. При малых расходах срыв происходил при переходе течения с концевым отрывом к течению с затянутым отрывом, что свидетельствует об обеднении смеси водорода с воздухом. При больших расходах срыв горения происходил при переходе затянутого отрыва в концевой («богатая» граница срыва). Сужение области гистерезиса при горении можно объяснить известным фактом увеличения диаметра контактной поверхности примерно в 1,5 раза по сравнению с инъекцией такого же расхода водорода без горения. Наличие наконечника, а именно, взаимодействие локальных зон отрыва, возникающих от

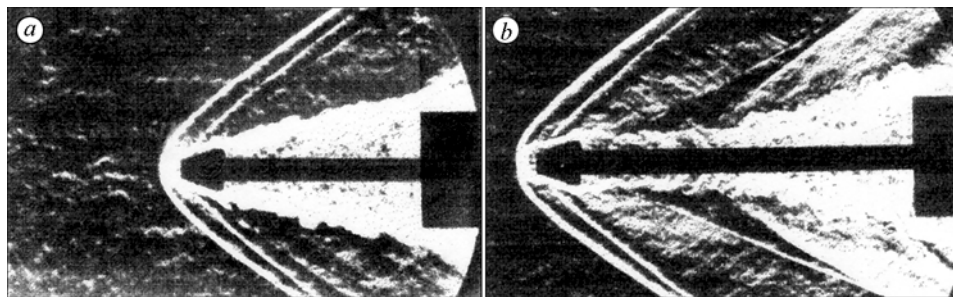


Рис. 5. Структура течения при горении.

$M = 2,0$ и $\bar{G}_{H_2} = 0,005$. Отрывы: концевой (а), затянутый (б).

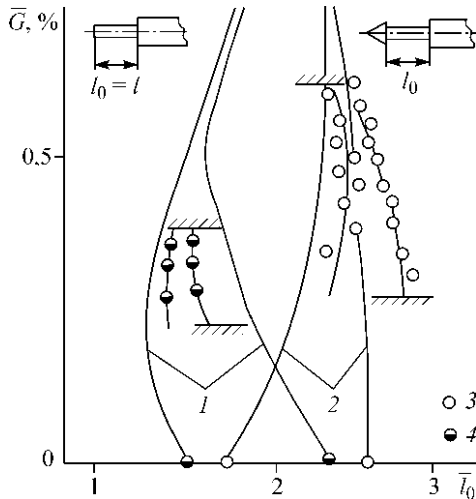
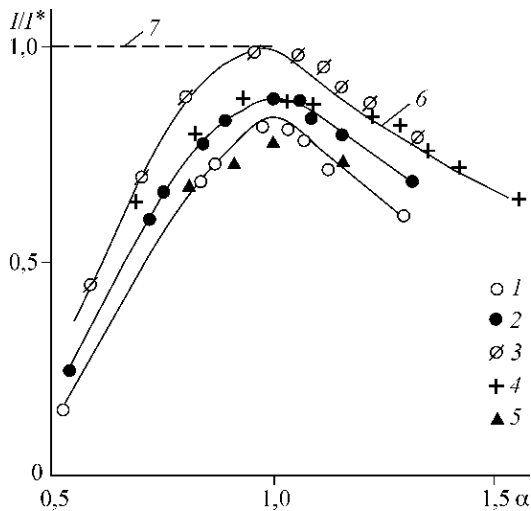
Рис. 6. Область гистерезиса.
 Инертный выдув водорода (1, 2), горение водорода (3, 4), срыв пламени (//////).

инжекции и уступа, сказывается на области гистерезиса. Концевой отрыв сохраняется при больших значениях длины аэродинамической иглы, а с горением смена режима еще более затягивается.

1.2. Параметры течения в отрывной зоне. Влияние внешних воздействий

Для определения характеристик процесса горения в зоне отрыва (полноты сгорания, коэффициента избытка воздуха) в зависимости от ее протяженности, режима обтекания и воздействия волновых возмущений внешнего потока применялся оптический метод [4]. Не останавливаясь детально на его сущности, отметим, что он базировался на получении информации об интенсивности излучения из отрывной зоны на длине волны $\lambda = 0,3$ мкм с помощью оптико-механического сканера (“тепловизора”). Предполагалось, что в зоне отрыва горение гомогенное и интенсивность излучения пропорциональна количеству сгоревшего водорода, что наиболее применимо для горения “бедных” смесей. Точность измерения интенсивности излучения находилась в пределах $\pm 1,0$ %. Линейная зависимость интегрального излучения от расхода подтверждена опытами в [4] с погрешностью, равной погрешности измерения расхода водорода ($\pm 3\div 5$ %). Экспериментальная информация в относительном виде приведена на рис. 7. Здесь интенсивность излучения (I) из зоны отрыва отнесена к максимальной измеренной величине (I^*) для каждого значения длины иглы. Максимальной полноте сгорания соответствуют линии 6 — для “бедных” смесей ($\eta = 1,0$) и 7 — для “богатых” ($\eta = \alpha$).

Можно констатировать, что наиболее эффективно горение происходит при длинах игл $\bar{l} = 2,0$ и $2,33$. Воздействие внешних возмущений на горение в зоне отрыва исследовалось в описанных выше условиях проведения эксперимента. Опыты проводились для постоянного значения длины иглы с коническим наконечником ($\bar{l} = 2,5$). Для создания возмущений в потоке использовался плоский клин. В зависимости от угла наклона клина по отношению к внешнему потоку от него возникал либо скачок



отрыва исследовалось в описанных выше условиях проведения эксперимента. Опыты проводились для постоянного значения длины иглы с коническим наконечником ($\bar{l} = 2,5$). Для создания возмущений в потоке использовался плоский клин. В зависимости от угла наклона клина по отношению к внешнему потоку от него возникал либо скачок

Рис. 7. Относительная интенсивность излучения из зоны отрыва ($\lambda = 0,3$ мкм).

$\bar{l} = 1,5, 1,66, 2,0, 2,33, 2,66$ (1–5);
 $\eta: 1,0$ (6), α (7).

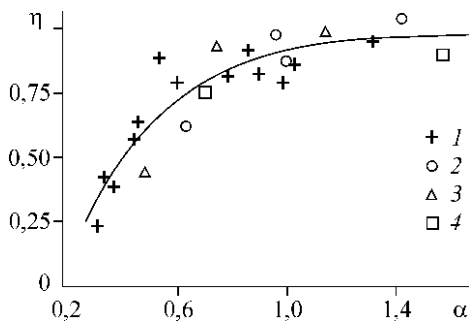


Рис. 8. Полнота сгорания.

Горение при отсутствии внешних воздействий (1); положение скачка уплотнения на разных расстояниях от торца модели (2, 3, 4).

уплотнения (угол скачка к направлению потока 45°), либо веер волн разрежения (соответствующий развороту потока на 5°). Как показали эксперименты, падение скачка в зону отрыва увеличивает интенсивность излучения, при этом увеличивается угол фронта пламени. Из анализа теневых снимков можно сделать вывод, что за скачком уплотнения происходит изменение направления внешнего течения к оси модели. Такое изменение является препятствием для истекающих из зоны отрыва продуктов сгорания и вызывает дросселирующий эффект, который приводит к увеличению ее объема, заполненного реагирующей смесью и, как следствие, расширению пламени. При этом возрастает количество воздуха, поступающего в зону горения. Действие волн разрежения противоположно действию скачка: уменьшаются угол фронта пламени и количество воздуха, поступающего в зону горения. Эффективность горения зависит от коэффициента избытка воздуха в зоне отрыва. Этот факт отражают результаты, приведенные на рис. 8. Разброс в полноте сгорания можно объяснить и эффектами обтекания, возникающими из-за несимметричности воздействия (плоские волновые структуры), и достаточно грубыми предположениями о гомогенности состава в зоне отрыва (особенно при $\alpha < 1$, так как горение в этом случае может идти вне этой зоны). Тем не менее общая закономерность влияния α не противоречит наблюдаемому физическому явлению.

1.3. Аэродинамические характеристики

Как уже отмечалось выше, применение аэродинамической иглы может приводить к существенному снижению аэродинамического сопротивления затупленных тел. Ряд опытов [5] свидетельствует о возможности дополнительного снижения сопротивления за счет горения. В работе [6] упоминается о российском ученом Шиловском, который проводил во Франции в 1917 году опыты “с семидесятипятимиллиметровыми снарядами, снабженными спереди тонким стержнем, на конце которого вырывалось пламя горящего фосфора, обтекавшего снаряд в полете. Предполагалось, что это понизит сопротивление воздуха и увеличит дальность стрельбы”. Измерения на “динаграфе” показали уменьшение давления потока на снаряд с пламенем при обтекании со скоростью примерно 365 м/с.

Ниже приводится часть результатов экспериментов с горением водорода при числе Маха $M = 2,0$. Схема установки модели в рабочей части аэродинамической трубы приведена на рис. 9. В процессе опытов проводились весовые измерения

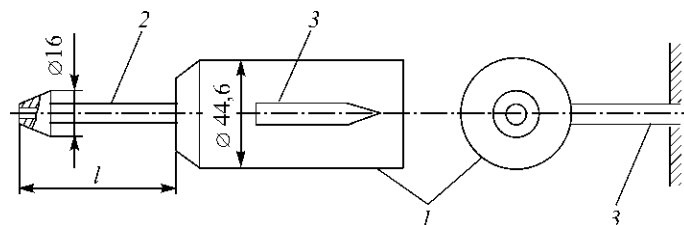
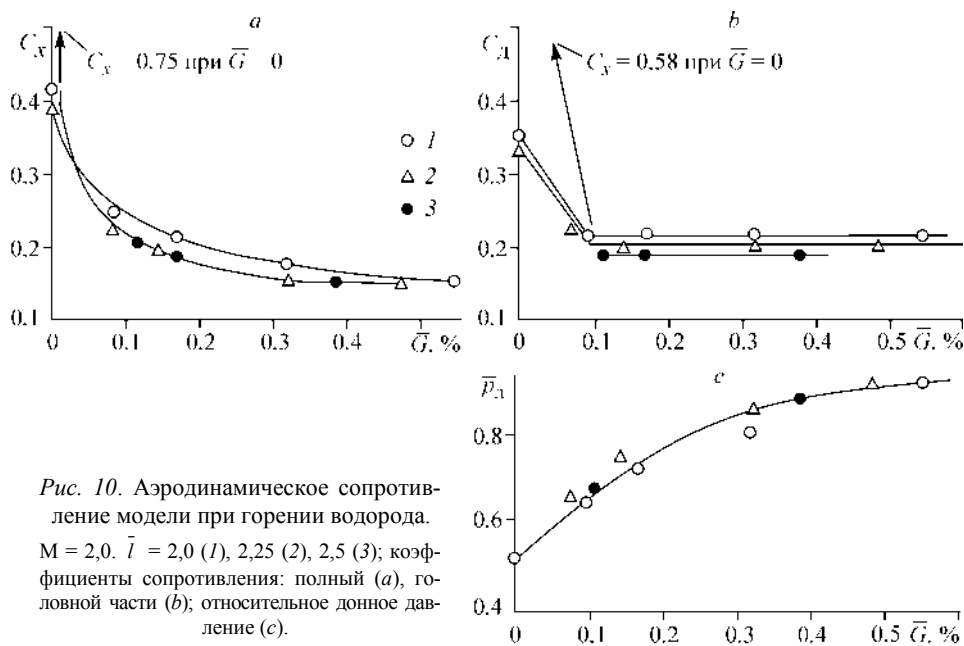


Рис. 9. Модель в аэродинамической трубе.

1 — модель, 2 — аэродинамическая игла, 3 — державка, 4 — стенка трубы.

и регистрация донного давления. Изменение структуры обтекания при горении водорода вызывает уменьшение полного сопротивления тела (рис. 10, *a*). Уменьшение вызвано снижением головного сопротивления (рис. 10, *b*) и повышением донного давления (см. рис. 10, *c*). Необходимо отметить, что коэффициент головного сопротивления, начиная с расхода водорода $\bar{G} = 0,1\%$, не зависит от его дальнейшего увеличения. Этот результат становится понятным, если обратиться к полноте сгорания в зоне отрыва. Ее физическое значение (как уже отмечалось выше) близко к единице, а увеличение расхода горючего приводит к обогащению смеси в зоне отрыва, так как расход воздуха, поступающего в нее, приблизительно сохраняется неизменным. Следовательно, в зоне отрыва сгорает то же самое количество водорода (соответствующее расходу воздуха) и плотность продуктов сгорания остается постоянной. Эффект снижения сопротивления тела носит газодинамический характер и зависит от плотности в зоне отрыва. Уменьшение плотности газа при горении в зоне отрыва приводит к увеличению ее поперечного размера. Увеличение объема зоны отрыва изменяет волновую структуру обтекания, характеризующуюся ослаблением интенсивности или полным исчезновением волн сжатия в головной части тела, и тем самым снижается давление на его торцевую поверхность. Этот факт подтверждается распределением давления на торцевой поверхности тела. На рис. 11 приведены иллюстрации обтекания тела с полусферической формой торца, а на рис. 12 — распределение давления для случаев: отсутствия инжекции, инжекции инертного газа и горения водорода. В первых двух случаях давление на поверхности возрастает в области присоединения скачка к головной части. При горении происходит заметное снижение давления в периферийной области поверхности, что связано с отсутствием скачка уплотнения. Этот механизм является определяющим для степени снижения головного сопротивления. Также можно отметить независимость давления на поверхности от расхода водорода. Рациональность организации процесса горения может быть охарактеризована коэффициентом полезного действия $\eta = \Delta F U_0 / G_j H_u$ (аналог полетного КПД), где ΔF — полезная сила, вызвавшая уменьшение сопротивления, U_0 —



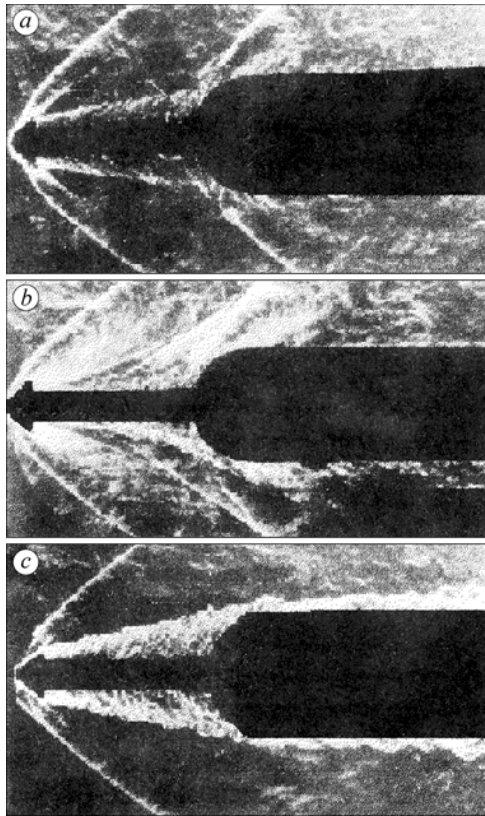


Рис. 11. Структура течения.
 $a - \bar{G}_j = 0$, $b - \bar{G}_{H_2} = 0,002$ (инертный вы-
 дув), $c - \bar{G}_{H_2} = 0,002$ (горение).

скорость потока, Hu – calorificity топлива. Результаты оценок пред-
 ставлены на рис. 13 в зависимости
 от относительной calorificity 1 кг
 исходной топливоздушнoй смеси.
 Точки и заштрихованные области
 отражают результаты экспериментов
 с горючими газами, отличающимися
 теплотворной способностью и сте-
 хиометрическим коэффициентом.
 Наличие максимума свидетельствует
 о существовании оптимальных фи-
 зико-химических свойств горючего.

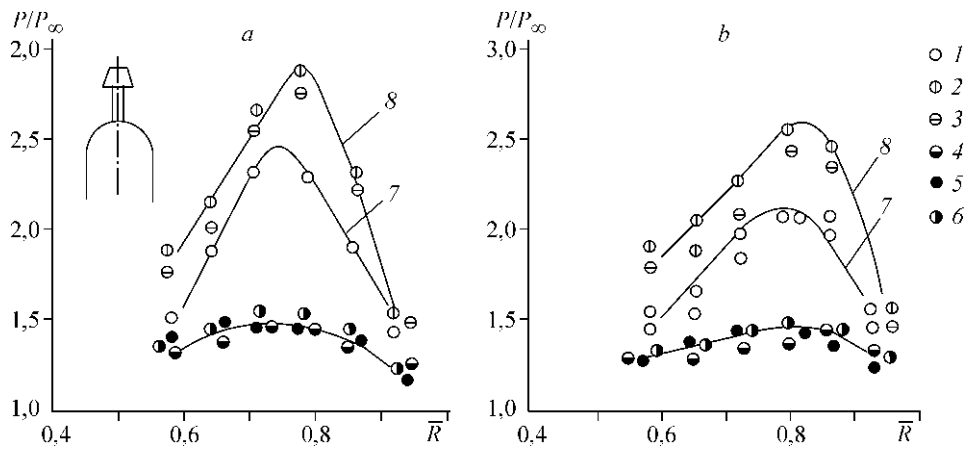


Рис. 12. Распределение давления на лобовой поверхности.
 $M = 2,0$, $T_0 = 260$ К (а), 380 К (б): $\bar{G} = 0$ (1), инертный выдув водорода, \bar{G}_{H_2} : 0,0017 (2), 0,0021 (3);
 горение, \bar{G}_{H_2} : 0,0007 (4), 0,0017 (5), 0,0021 (6); затянутый отрыв (7), концевой отрыв (8).

2. ДОННЫЕ ТЕЧЕНИЯ С МАССОПОДВОДОМ И ГОРЕНИЕМ

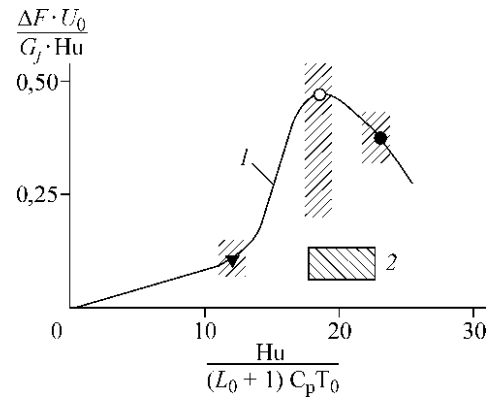
Проблеме течения в донной области тел посвящено большое количество ис-
 следований, в том числе с инъекцией инертной и химически активной массы. Из-
 даны монографии [2, 7, 8], в которых содержится анализ донных течений и приво-
 дятся расчетные методы. В ранних исследованиях [9] рассматривались прибли-

Рис. 13. Полетный КПД.

$M = 2,0$, $\bar{G}_j = 0,002$ (const) (1), область прямо- точного двигателя (2).

женные схемы расчета донного да- вления, а также прикладные вопросы, связанные с увеличением дальности полета снарядов и пуль за счет дого- рания в донной области продуктов неполного сгорания в газогенераторах на твердых топливах. К настоящему времени можно отметить достижения в создании таких газогенераторов для повышения дальности. Так, применение “base bleed unit” (донной приставки)* приводит к существенному увеличению дальности снарядов.

Тем не менее для практики остается важным физическая интерпретация на- блюдаемых явлений, их описание и возможность предсказания поведения донного давления от воздействия различных факторов. В задачу исследования входило обобщение воздействия инжекции массы и горения на донное сопротивление.



2.1. Структура течения. Обобщение экспериментальных данных по снижению донного сопротивления

Структура течения и давление в донной области зависят от способа инжекции газа в эту зону. При выдуве инертного газа через отверстие в донном срезе возможно несколько режимов течения. Сначала донное давление повышается до определенной величины, затем снижается до минимального значения (рис. 14). При дальнейшем увеличении расхода донное давление монотонно возрастает. Практический интерес представляет режим повышения донного давления при малых значениях инжектируемой массы. В этом режиме зона отрыва присоединена к донному торцу. Некоторые особенности в изменении донного давления при различных

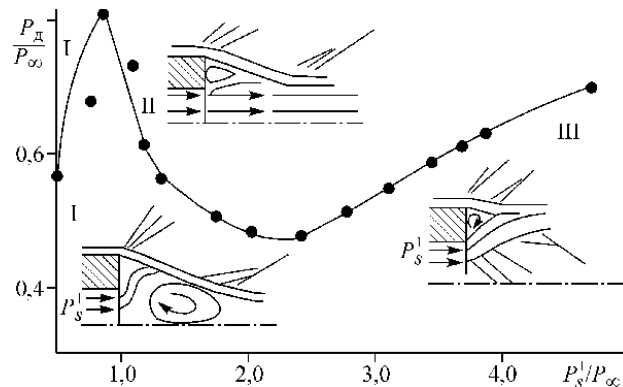


Рис. 14. Режимы течения.

I — зона отрыва присоединена к донному торцу; II, III — кольцевые зоны отрыва.

* Материалы фирмы Somchem Division of Denel (Pty) Ltd. <http://www.army-technology.com>.

способах выдува водорода и продуктов неполного сгорания пиротехнических составов приведены в работах [10–13].

При изучении донных течений многие исследователи отмечают необходимость учета начальной энтальпии горючего газа, его теплотворной способности и стехиометрического коэффициента. Можно заметить, что в камерах сгорания основным параметром, определяющим процесс, является относительный теплоподвод, т. е. отношение полных энтальпий продуктов сгорания и свежей смеси, что, по сути, является термодинамической характеристикой.

В работе Льюиса и Чепкиса [14] подобный критерий (в опытах использовались инертные газы, поэтому относительное теплосодержание определялось их теплофизическими свойствами) был опробован для обобщения прироста донного давления при инъекции в донную область плоского клина гелия и азота. Оказалось, что осевые распределения статического давления и числа Маха в следе (на длине до 8 высот клина) удовлетворительно совпадали для гелия и азота при одинаковой величине относительных потоков полной энтальпии.

В настоящих исследованиях относительный теплоподвод в виде

$$(\theta - 1) = \bar{G}_j (C_{pj} T_{0j} + H_u \eta) / (C_p T_0)_\infty$$

применялся для анализа структуры течения и снижения донного сопротивления при инъекции инертных и реагирующих газов, где $\bar{G}_j = G_j / S_M (\rho U)_\infty$ — относительный расход; T_0, T_{0j} — полная температура внешнего потока и инжектируемой массы, C_p — удельная теплоемкость.

Иллюстрация течения в донном следе при горении водорода приведена на рис. 15. Там же представлено распределение давления по оси следа для случаев: отсутствия инъекции, инъекции инертного газа и горения водорода. Схематично обозначена протяженность зоны отрыва.

Как следует из рис. 16, существует прямая связь между размером зоны отрыва

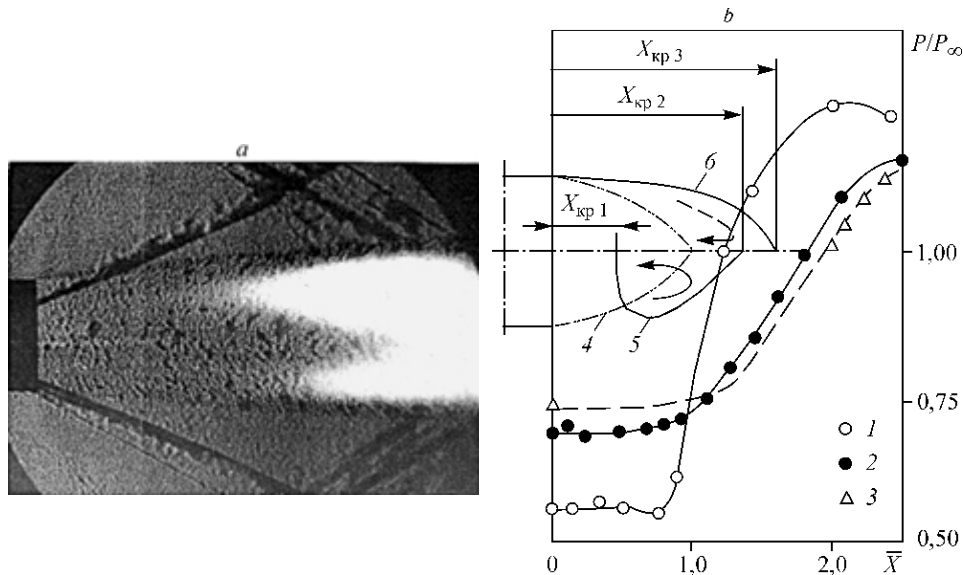


Рис. 15. Распределение давления по оси следа.

$M = 2,0$. a — $\bar{G}_j = 0$; b — $\bar{G}_{H_2} = 0,0028$ (инертный выдув); c — $\bar{G}_{H_2} = 0,0003$ (горение). Границы зоны рециркуляции: без выдува (4), инертный выдув (5), горение водорода (6). X_{kp1} — передняя критическая

точка; X_{kp2}, X_{kp3} — задние критические точки.

ва и донным давлением. При инъекции инертного газа максимальному повышению донного давления соответствует исчезновение зоны отрыва (зоны рециркуляции).

Для однородного пористого выдува скорость инжекции в этом случае была равна скорости звука. При сосредоточенной инжекции (через одно или несколько отверстий) перестройка течения в ближнем следе может произойти при меньших скоростях инжектируемого газа. Известно, что коэффициент донного давления при отсутствии инжекции зависит от многих факторов: параметров внешнего течения (M , Re), характера обтекания (ламинарный или турбулентный), геометрических характеристик (внешняя геометрия, форма головной и хвостовой частей, наличие надстроек и т. п.). Учет этих факторов затруднителен. Тем не менее можно предложить простой комплекс для приведения донного сопротивления к единым начальным условиям. Для этого необходимо выбрать базовую зависимость донного давления (или коэффициента донного сопротивления) от числа Маха. В качестве такой зависимости можно принять любое полуэмпирическое соотношение. По опытным данным, полученным в ИТПМ СО РАН, в диапазоне чисел Маха $M = 1,5 \div 4,0$ была предложена обобщающая зависимость:

$$\bar{P}_{д0}^* = 0,15 + \frac{1}{\left(1 + \frac{\chi - 1}{2} M^2\right)^{\frac{\chi + 1}{\chi}}}$$

В качестве комплекса, отражающего эффекты изменения донного сопротивления от инжекции массы и горения, принято отношение

$$\frac{\Delta C_{зд}}{C_{зд}^*} \frac{\bar{P}_{д0}^*}{P_{д0}}$$

где

$$C_{зд0}^* = \frac{P_\infty - P_{д0}^*}{(\rho U^2 / 2)_\infty} \frac{S_d}{S_M}, \quad \Delta C_{зд} = \frac{P_d - P_{д0}}{(\rho U^2 / 2)_\infty} \frac{S_d}{S_M},$$

$P_{д0}$ — донное давление при отсутствии инжекции, P_d — донное давление при наличии инжекции инертной массы или горения, \bar{P}_d — отношение донного давления к давлению внешнего потока.

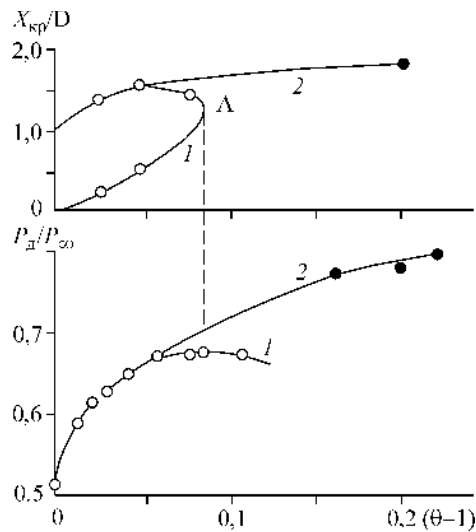
Из обработки результатов выполненных исследований и литературных данных для оптимальных условий инжекции инертных и химически активных газов можно обобщающую зависимость представить в виде соотношения

$$\frac{\Delta C_{зд}}{C_{зд}^*} \frac{\bar{P}_{д0}^*}{P_{д0}} = 1,26 (\theta - 1)^{0,35} - 0,12,$$

которое с достаточной для практических целей точностью описывает экспериментальные данные [15]. Пример применения термодинамического критерия для обобщения относительного уменьшения донного сопротивления при догорании в донном следе пиро-

Рис. 16. Связь донного давления с протяженностью зоны отрыва.

$M = 2,0$. 1 — выдув инертного газа, 2 — горение.



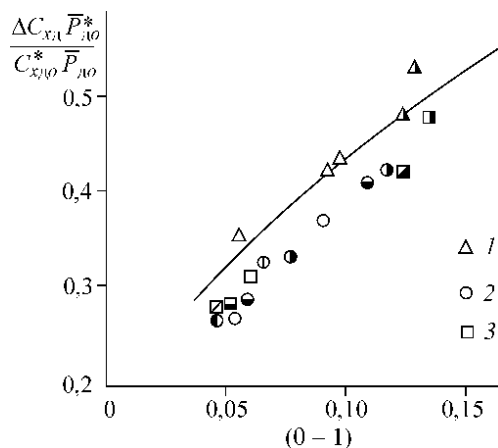


Рис. 17. Эффективность горения пиротехнических топлив в донном газогенераторе.

$Hu = 10 \div 16$ МДж/кг. $M_\infty = 1,8$ (1), 2,0 (2), 2,5 (3).

технических составов иллюстрирует рис. 17.

В заключение можно отметить, что приведенные здесь материалы исследований не являются исчерпывающими, но они могут оказаться полезными для исследователей, занимающихся вопросами управления сверхзвуковым полетом осесимметричных тел с передними и донными отрывными зонами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Артемьев В.И., Бергельсон В.И., Немчинов И.В., Орлова Т.И., Смирнов В.А., Хазинс В.М. Эффект “тепловой иглы” перед затупленным телом в сверхзвуковом потоке // Докл. АН СССР. — 1990. — Т. 310, № 1. — С. 47–50.
2. Чжен П. Отрывные течения. Т. 1–3. — М.: Мир, 1973.
3. Гужавин В.И., Коробов Я.П. О гистерезисе сверхзвуковых отрывных течений // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. — 1984, № 2. — С. 116.
4. Баев В.К., Головичев В.И., Третьяков П.К. и др. Горение в сверхзвуковом потоке. — Новосибирск: Наука, 1984.
5. Maurer F., Brungs W. Shockwave and drag variation of blunt bodies in supersonic flow by heat addition in the stagnation point region. — ICAS Paper. — 1968, Vol. 13. — P. 23.
6. Сибрук В. Роберт Вуд. — М.: Наука, 1980.
7. Швец А.И., Швец И.Т. Газодинамика ближнего следа. — Киев: Наукова думка, 1976.
8. Гогин Л.В., Степанов Т.Ю. Турбулентные отрывные течения. — М.: Наука, 1979.
9. Aerodynamics of Base Combustion / Ed. S.N.B. Murthy. Progress in Astronautics and Aeronautics. — N. Y., 1976. — Vol. 40.
10. Баев В.К., Гаранин А.Ф., Третьяков П.К. Исследование структуры течения за осесимметричным телом, обтекаемым сверхзвуковым потоком при вдуве инертных и реагирующих газов // Физика горения и взрыва. — 1975. — № 6. — С. 859–863.
11. Глаголев А.И., Зубков А.И., Гаранин А.Ф., Третьяков П.К. Влияние тепло- и массоподвода на донное давление тел вращения при сверхзвуковых скоростях // Физика горения и взрыва. — 1996. — Т. 32, № 3. — С. 107–112.
12. Гаранин А.Ф., Глаголев А.И., Зубков А.И., Сухановская Л.Д. Сопротивление тел вращения с тепломассоподводом в ближнем следе при сверхзвуковых скоростях // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. — 2002. — № 2. — С. 158–165.
13. Glagolev A.I., Garanin A.F., Krainev V.L., Tretyakov P.K. Control by the base drag with method using the change of the burning zone position to the body base // Intern. Conf. Meth. Aerophys. Research: Proc. Pt 2. — Novosibirsk, 1996. — P. 76–79.
14. Lewes J.E., Chapkis R.L. Mean properties of the turbulent near wake of a slender body with and without base injection // AIAA J. — 1969. — No. 5. — P. 835–841 (см. также: РТК. — 1969. — Т. 7, № 5. — С. 46–54).
15. Третьяков П.К. Обобщение данных по эффективности воздействия вдува и горения на донное давление // Тр. ЦИАМ. — 1985. — № 1140.

Статья поступила в редакцию 16 декабря 2004 г.