

03;12

Возможности и результаты варьирования температурного фактора моделей на баллистической установке

© И.М. Дементьев, А.Н. Михалев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: mikhalev@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 8 июня 2006 г.)

Описана методика варьирования температурного фактора баллистических моделей путем изменения их исходной температуры. Эксперимент на трассе выполнен при сверхзвуковом полете затупленного конуса с полууглом 15° с числом Маха 2.3. Изучен поток в донной области в диапазоне переходных чисел Рейнольдса от ламинарного к турбулентному течению. Измерения донной геометрии выполнены по мгновенным прямотеневым снимкам спектров обтекания моделей. Путем траекторной обработки определен коэффициент сопротивления затупленного конуса при нулевом угле атаки. Обнаружены и обсуждены различия геометрии ближнего следа и коэффициента сопротивления на моделях лабораторной температуры 290 и охлажденных до 120 К.

PACS: 47.40.Ki

Введение

Среди влияния критериев подобия, определяющих параметры обтекания тел, малоизученным является вклад температурного фактора. За температурный фактор моделей нами принималось отношение T_w/T_0 , где T_w — температура стенки, T_0 — температура торможения потока. Задачей баллистического эксперимента являлось определение влияния сниженного температурного фактора на геометрические параметры донного потока модели, регистрируемые по спектрам обтекания. Был известен сложный характер поведения геометрии донной области тел в функции переходных чисел Рейнольдса. Варьируя температуру выстреливаемых моделей в диапазоне переходного обтекания, предполагалось оценить вклад температурного фактора в параметры ближнего следа. Траекторные измерения по трассе позволяли определить коэффициент сопротивления. Сравнение его величины для моделей конуса лабораторной температуры и охлажденных также нуждалось в объяснении.

Температурный фактор отражает условия теплообмена баллистических моделей с потоком. Практически независимо от материала модели температура модели остается в полете заданной при выстреливании, так как воздействие мощного теплового потока, пропорционального T_0 , который квадратично растет с числом Маха, очень непродолжительно, вследствие того что время пролета моделью трассы в 20 м составляет порядка десятков миллисекунд и общее количество полученного тепла незначительно [1]. Лишь на трассах в 200–300 м температура модели по оценкам повысится на $\sim 10\%$.

Таким образом, при фиксированных числах Маха мы имели температурный фактор с температурой стенки модели, имевшейся при выстреливании. В экспериментах, которые мы будем рассматривать, модели при лабораторной температуре поверхности имели при числе

Маха $M_\infty = 2.3$ (∞ — на бесконечности) температурный фактор $T_w/T_0 \approx 0.5$.

Экспериментальная часть

Методика варьирования температурного фактора моделей

Нагревание. Модель в поддоне (и в гильзе, показанной в [2]) нагревалась в электропечи до $T \sim 460$ К, выбранные в качестве модели латунные затупленные конусы при выстреливании — $T_w = 390\text{--}460$ К. Причина различий в том, что на установке нужно было затратить 1–3 min для стыковки модели в казенную часть ствола и для открывания фотокассет. Остывание учитывалось тарировкой температуры модели от времени (остывания), и фиксировалась температура выстреливания.

Охлаждение. Модель в поддоне (и в гильзе) помещалась в термос с жидким азотом ($T = -196^\circ\text{C}$). Латунные конуса во фторопластовых поддонах охлаждались в жидком азоте и через 1–3 min выстреливались по трассе. По тарировке прогревания определялась их фактическая температура выстреливания ($T_w = 100\text{--}200$ К).

Модели следует изготавливать из материала с высокой удельной теплоемкостью $C = 0.02\text{--}0.03$ J/g · deg и теплопроводностью $\Lambda = 200\text{--}400$ W/m · deg (латунь, медь). Для поддона следует выбирать материал с низкой теплопроводностью $\Lambda = 0.2\text{--}0.3$ W/m · deg (фторопласт, полиэтилен, полистирол, дельта-древесина). Поддоны должны выдерживать задаваемую температуру, и предлагаемые материалы соответствуют этим требованиям.

Геометрические характеристики ближнего следа

На рис. 1 приведена схема потока в сечении сверхзвукового ближнего следа конуса, который служил

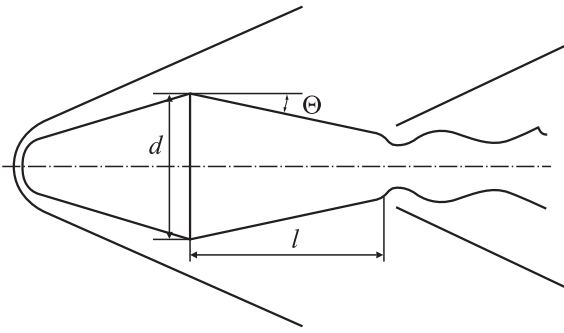


Рис. 1. Геометрическая схема потока в ближнем следе затупленного конуса.

предметом исследования. Важными характеристиками ближнего следа (донной области) являются угол схода потока θ с кромки дна и расстояние до горла следа l , приводимое как l/d , d — диаметр основания конуса. Горло следа принимается в сечении, где сходящийся поток пересекается с линией продолжения хвостового скачка уплотнения, как в [3]. Давление в области, ограниченной дном, слоем смешения и областью горла, называется донным давлением; его величина определяет донное сопротивление, которое при рассматриваемых числах Маха может составлять до 40% полного аэродинамического сопротивления. Как показали обмеры донного потока на различных конических и сегментально-конических формах, с изменением числа Рейнольдса угол схода потока изменяется немонотонно, приблизительно обратно донному давлению. Погрешности обмера донной геометрии по нашим теньвым фотографиям в диапазоне охваченных чисел Рейнольдса составляли в среднем $\Delta\theta = \pm 1^\circ$, $\Delta l/d = \pm 0.1$. Они соответствовали благоприятным условиям съемки — достаточно большим числам Рейнольдса, умеренным сверхзвуковым числам Маха. Относительная ошибка определения температуры моделей конуса (см. выше) составляла $\Delta T_w/T_0 \approx 0.04$.

Геометрическая структура ближнего следа (рис. 1) исследована в функции числа Re , как в [3]. Воздействие температурного фактора тела именно на ближний след ожидалось наиболее выраженным. Это область, где локальные теплообменные процессы обтекания тела трансформируются в параметры образования отрывной зоны, которую наполняет газ внутренней части пограничного слоя.

Зависимости параметров горла следа конуса от числа Рейнольдса в рассмотренном диапазоне имеют характер, выраженный на графиках рис. 2. Значения параметров связаны с положением точки перехода к турбулентному обтеканию на поверхности модели, в свободных слоях смешения или в области горла следа и дальнем следе. График изменения угла схода потока, имеющий вид, обратный изменению донного давления с числом Рейнольдса [3], позволяет качественно судить о местоположении точки перехода. Мы не будем аргументировать, ускоряет или замедляет охлаждение или нагревание пограничного слоя, однако это покажут оценки

внутренних чисел Рейнольдса, которые мы делали [4] по параметрам газа при определяющей температуре пограничного слоя (см. ниже).

Охарактеризуем результаты по геометрии донной области. В различных экспериментах давление на трассе устанавливалось от атмосферного к пониженному, обеспечивая снижение чисел Re . При наибольших из реализованных чисел $Re_{\infty d}$ (d — диаметр) угол схода θ имеет почти постоянное значение. Это соответствует турбулентному обтеканию, что проверено и при дальнейшем росте $Re_{\infty d}$ (при атмосферном давлении). Далее при понижении давления на трассе и чисел $Re_{\infty d}$ рост угла схода (падение донного давления) связан с попаданием точки перехода в слой смешения. Позднее падение угла схода (возрастание донного давления) связано с отходом точки перехода в область горла следа и следа конуса. Дальнейшая стабилизация угла схода (на более низком уровне, чем при высоких числах $Re_{\infty d}$ из диапазона) соответствует ламинарному обтеканию конуса и ламинарному сходу потока с кромки. Сход более толстого ламинарного слоя при еще меньших числах $Re_{\infty d}$ их охваченного диапазона дает несколько бóльшую массу

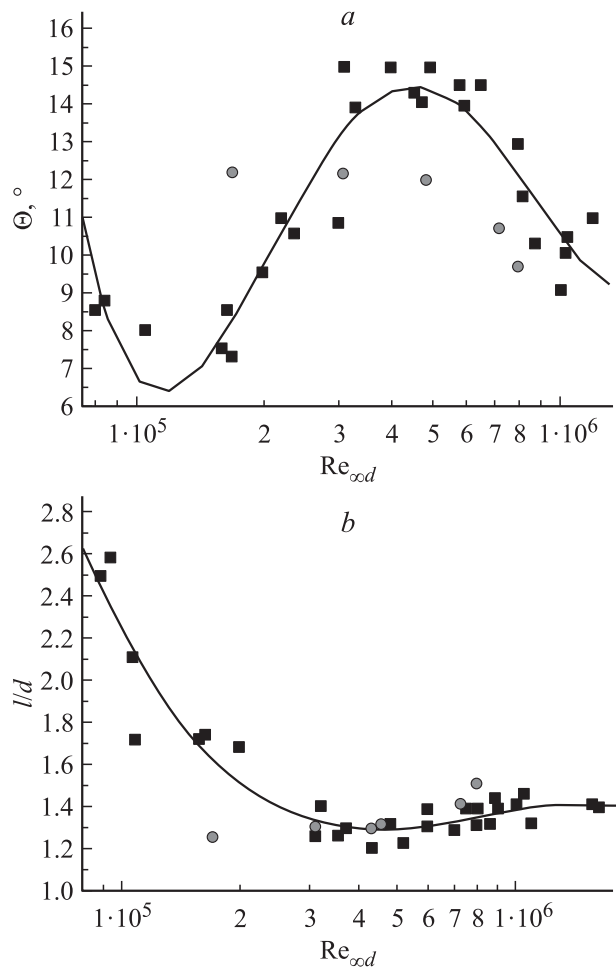


Рис. 2. *a* — зависимость угла схода потока с кромки дна конуса, *b* — зависимость относительного расстояния до горла следа конуса от числа Рейнольдса при лабораторной температуре стенки $T_w = 290$ (■) и охлажденной 120 К (●).

газа в застойную область, угол схода невысок (донное давление несколько увеличено). Аналогичное немонотонное поведение расстояния до горла следа l/d можно наблюдать на рис. 2, *b*. Здесь, уменьшая давление в экспериментах (по числам $Re_{\infty d}$), вначале мы видим полку — неизменное расстояние до горла следа. Далее, по мере сдвига точки перехода к турбулентности в слой смешения мы видим снижение расстояния до горла следа (уменьшение донного давления). Когда при достаточно низких числах Re точка перехода оказывается вблизи горла следа конуса, расстояние до горла и донное давление монотонно растут. По-видимому, это происходит до того момента, пока поток в погранслое конуса не станет полностью ламинарным и замедлится с ростом толщины ламинарного погранслоя [3].

На рис. 2 нанесены величины угла схода и расстояния до горла следа моделей охлажденных конусов с $T_w = 120$ К. Тенденции влияния температуры стенки прослеживаются при стрельбе охлажденными моделями при пониженных числах Re из диапазона. Это влияние сниженного температурного фактора модели на геометрию ближнего следа заметно превышает ошибку измерений, как видно по данным геометрии, приведенным на рис. 2.

В силу осредняющего характера геометрии ближнего следа, рассматриваемой в функции числа Re , уместно воспользоваться для трактовки поведения донного течения осредняющим параметром пограничного слоя. Если обратиться к известной определяющей температуре Эккерта T_E [5], характеризующей сложный профиль температуры в погранслое, то она понижается с понижением T_w (и соответственно повышается с ростом). Основная часть $T_E \approx (T_w + T_\delta)/2$, где T_w — температура стенки, T_δ — температура на внешней границе погранслоя. Но тогда, рассматривая число Рейнольдса, составленное по температуре Эккерта, в котором даны связи с температурой плотности и вязкости $Re_{Ed} = \rho(T_E) V d / \mu(T_E)$, где плотность $\rho(T_E)$ растет с понижением температуры, а вязкость $\mu(T_E)$ падает, мы видим тенденцию повышения таких чисел Рейнольдса с понижением температуры Эккерта. Это и приводит к физически повышенным внутренним действующим числам Рейнольдса при сниженной температуре стенки модели.

Нет сомнения, что изменения геометрических характеристик горла следа, угла схода θ и относительного расстояния до горла l/d охлажденных моделей, как и моделей лабораторной температуры с числом Рейнольдса, связаны с переходностью обтекания. Как мы уже отмечали, возвращение точки перехода на поверхность и к лобовой части модели вызвано увеличением внутренних чисел Re . Рассмотрим, на какие тенденции указывает поведение геометрии горла следа охлаждения конусов. На графике зависимости угла схода потока от числа Re (рис. 2, *a*), построенного по данным моделей с лабораторной температурой, нанесены данные углов схода на охлажденных моделях при нескольких числах

$Re_{\infty d}$. Для приведения результатов на общую кривую просматривается тенденция сдвига данных охлажденной модели вправо к возрастанию чисел Рейнольдса на величину добавки $Re_{\infty d} = (3-4) \cdot 10^5$ (для соответствия параметрам погранслоя при осредненной температуре). Ясно, что при пониженной температуре выше плотность и ниже вязкость, что дает увеличение физических чисел Re .

Прямого соответствия рассмотренных графиков угла схода потока и расстояния до горла нет, поскольку с числом Рейнольдса несколько меняется ширина горла, помимо этого „обратный конус“ слоев смешения принимает бочкообразную форму при малых Re , и в итоге линейная связь угла схода и расстояния до горла несправедлива.

По графику расстояния до горла следа от числа Рейнольдса (рис. 2, *b*) видно, что у охлажденных ($T_w = 120$ К) моделей расстояния до горла несколько выше, чем у моделей, имевших лабораторную температуру. Рассмотрение этого параметра охлажденных моделей показывает, что он соответствует также повышенным числам Re обтекания. В самом деле, если принять, что эффективная температура в пограничном слое ниже у охлажденных моделей, то их внутренние эффективные числа Re обтекания выше на $(3-4) \cdot 10^5$.

Коэффициент сопротивления конуса при нулевом угле атаки

Рассмотрим рис. 3, где нанесены полученные траекторной обработкой значения коэффициента нулевого сопротивления моделей с лабораторной температурой и охлажденных до $T = 120$ К. С падением числа $Re_{\infty d}$ коэффициент сопротивления моделей C_{x0} лабораторной температуры снижается, что соответствует общему росту донного давления, заметному по изменению угла схода потока при $Re_{\infty d} < 5 \cdot 10^5$ и ниже. Отметим, что при турбулентном обтекании (большие числа Re) значения коэффициента сопротивления C_{x0} (x — продольное)

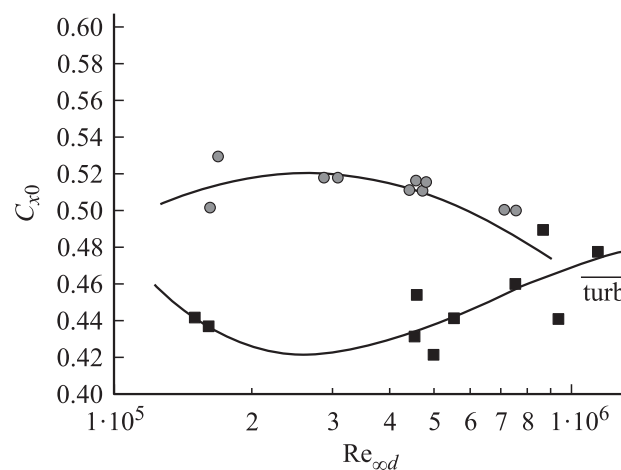


Рис. 3. Зависимость коэффициента нулевого сопротивления затупленного конуса от числа Рейнольдса при $T_w = 290$ (■) и 120 К (●).

охлажденных моделей уравниваются со значениями для моделей с лабораторной температурой. Опыт свидетельствует, что теплообменные процессы в турбулентном погранслое существенно менее зависимы от пристенных условий. Однако прямой сдвиг данных C_{x0} для охлажденных моделей по числам Re , как для донной геометрии, не приведет данные на общую кривую.

По-видимому, здесь начинает играть роль еще один фактор: изменение пристенной температуры газа ведет к прямому понижению температуры в донной области конуса [6]. При сниженной донной температуре, видимо, понижается и давление в донной области, а значит, возрастает общее сопротивление C_{x0} . Приведем формулу, содержащую вклад донной энтальпии (температуры) в распределение полного давления p/p_0 (0 — торможения) на разделяющей линии тока из работы [7]

$$\frac{p}{p_0} = \left[1 - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \lambda_1^2 \frac{f^2(\eta)}{(1 - g)f(\eta) + g} \right]^{\gamma/(\gamma - 1)},$$

где γ — отношение удельных теплоемкостей, $\lambda_1 = u_1/a_1$ — скоростной коэффициент в невязком потоке (отношение скорости в этом потоке к критической скорости звука, 1 — невязкая), $f(\eta)$ — профиль скорости в слое смешения, η — комплексная координата, $g = h_b/h_1$ (b — донная, 1 — невязкая) — отношение донной энтальпии к энтальпии торможения (отношение донной температуры к температуре торможения). Как показано численно [7], снижение энтальпии в застойной зоне, вызывающее возрастание давления на разделяющей линии тока, приводит к уменьшению донного давления (за уступом или за клином).

Предположим, что здесь работает следующий механизм изменения донного давления. Изменение температуры стенки модели, как мы отметили, с неизбежностью приводило к изменению донной энтальпии (температуры) за счет газа, подсосываемого в донную область из внутренних частей сдвиговых слоев смешения, которые наполняет газ внутренней части погранслоя. Таким образом, есть основания принять за донную температуру температуру Эккерта, вследствие чего мы обнаруживаем сниженную донную энтальпию у охлажденных моделей. Это и означает снижение донного давления, а значит возрастание донного и полного сопротивления (что мы видим на рис. 3 и в [7]).

Оценки донной температуры остроуго и затупленного конусов при выбранном числе Маха были приведены в нашей работе [6] и логически соответствуют предположениям о близости донной температуры к величине, определяющей T_E .

Ввиду пониженных давлений на трассе (низкие числа Re) погрешность определения $C_{x0} = \pm 0.02$. Несколько экспериментов при низких значениях Re были получены с небольшими колебаниями по углу атаки. Мы вычисляли поправки, возникавшие из-за малых колебаний конуса в наших экспериментах, предполагая линейную зависимость C_{x0} от угла атаки. Эти поправки не выходили из пределов указанной выше погрешности.

Приведенный график свидетельствует о достаточно малых величинах воздействия температуры стенки на коэффициент сопротивления, тем не менее превышающих уровень ошибок определения коэффициента сопротивления при нулевом угле атаки. Особенно заметно влияние различий температурного фактора в части параметров геометрии донной области.

При турбулентном обтекании влияние различия T_w/T_0 на донные параметры и коэффициент сопротивления слабо выражено, как и влияние дальнейшего увеличения числа Рейнольдса в этом режиме. Полностью турбулентный пограничный слой на конусе слабо подвержен воздействию температуры стенки тела вследствие большой мощности турбулентного перемешивания, которое блокирует пристенные эффекты. С допущением применимости формулы распределения полного давления на разделяющей линии тока [7] к донной области конуса мы качественно объяснили влияние охлаждения моделей на их коэффициент сопротивления.

В баллистических опытах реализуются натурные температуры торможения T_0 обтекаемых тел при низких температурах стенки T_w , что соответствует их низкому температурному фактору. Это полностью относится и к условиям натурального полета. В сверхзвуковых аэродинамических трубах, где измеряют большинство требуемых аэродинамических характеристик тел, напротив, температурный фактор более высокий. Поэтому получение данных при варьировании температурного фактора на баллистике поможет более рациональному их сравнению с параметрами обтекания в аэродинамических трубах и с натурными данными (по геометрии донной области и нулевому сопротивлению).

Рассмотренный диапазон чисел Рейнольдса, соответствующий переходному от ламинарного к турбулентному обтеканию, характерен для внешней баллистики. Вследствие этого приведенные зависимости рекомендуются для предсказания параметров донной геометрии и коэффициента сопротивления свободно летящего затупленного конуса с $M_\infty = 2.3$ при $T_w/T_0 = 0.2-0.5$ в диапазоне $Re_{od} = 8 \cdot 10^4 - 2 \cdot 10^6$.

Со времени выполнения данной экспериментальной работы методики численного моделирования сверхзвукового обтекания различных форм получили развитие [8,9]. Однако диапазон переходных чисел Рейнольдса от ламинарного к турбулентному потоку остается недостаточно изученным. Особенности формирования обтекания затупленного конуса в этом диапазоне представляют существенные трудности для расчета. В этом случае используются полуэмпирические схемы расчета, а для них полученный набор экспериментальных данных составляет важные опорные параметры сравнения для выбора тех или иных условий замыкания схем (моделей турбулентности) [10]. Обнаруженное воздействие температурного фактора затупленного конуса на его донное течение подчеркивает важность учета в газодинамическом расчете теплового режима обтекания.

Заключение

1. Приведена инженерная методика варьирования температуры выстреливаемых моделей на баллистической трассе, указаны предпочтительные теплофизические параметры и материалы сборки модель–поддон для применения методики.

2. Получен комплекс данных по геометрии донного течения и коэффициенту сопротивления при нулевом угле атаки моделей лабораторной температуры и охлажденных до $T_w = 120$ К в диапазоне переходных чисел Рейнольдса $8 \cdot 10^4 - 1.5 \cdot 10^6$.

3. С привлечением определяющей температуры Эккерта пограничного слоя для составления определяющих чисел Рейнольдса объяснены данные по геометрии горла следа конусов с пониженными температурами стенки T_w .

4. Проведено качественное сопоставление сопротивления конусов при нулевом угле атаки с расчетом по методу разделяющей линии тока, учитывавшего механизм изменения полного давления на разделяющей линии тока вследствие различий донной энтальпии. Это позволило объяснить поведение в эксперименте сопротивления конуса при его пониженной температуре. Донная температура оценена близкой соответствующей температуре Эккерта для пограничного слоя обтекаемого тела.

5. Ввиду относительно высокого уровня погрешностей, особенно при наиболее низких числах Рейнольдса из диапазона, целесообразно продолжить эксперимент по определению параметров донного течения затупленного конуса, в том числе и с увеличенным температурным фактором при нагреве моделей.

Список литературы

- [1] Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена. Новосибирск: Наука, 1970. 659 с.
- [2] Дементьев И.М., Менде Н.П. // Препринт ФТИ им. А.Ф. Иоффе. № 831. Л., 1983. 19 с.
- [3] Шелудько Ю.В. // Физико-газодинамические баллистические исследования / Под ред. Г.И. Мишина. Л.: Наука, 1980. С. 68–77.
- [4] Дементьев И.М., Михалев А.Н. // Динамика однородных и неоднородных сред / Под ред. Н.Н. Поляхова. Л.: Изд-во ЛГУ, 1987. С. 73–77.
- [5] Eckert E.R.G. // Journ. Aero. Sci. 1955. Vol. 22. P. 585–586.
- [6] Дементьев И.М., Иванов А.А., Карташов В.Д. и др. // Уч. записки ЦАГИ. 1981. Т. XII. № 3. С. 121–123.
- [7] Нейланд В.Я. // Инж. журн. 1964. Т. 4. Вып. 1. С. 29–35.
- [8] Любимов А.Н., Тюмнев Н.М., Хут Г.И. Методы исследования течений газа и определения аэродинамических характеристик осесимметричных тел. М.: Наука, 1995. 397 с.
- [9] Головачев Ю.П. Численное моделирование течений вязкого газа в ударном слое. М.: Наука, 1996. 376 с.
- [10] Белов И.А. Модели турбулентности. Уч. пос. Л.: Изд-во ЛМИ, 1982. 88 с.