

01;03
©1995 г.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГОЛОВНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ КОНИЧЕСКОГО ТЕЛА С ОБЛАСТЬЮ НИЗКОЙ ПЛОТНОСТИ В АТМОСФЕРЕ

О.М.Величко, В.Д.Урлин, Б.П.Якутов

Российский федеральный ядерный центр,
Арзамас-16, Нижегородская область, Россия
(Поступило в Редакцию 4 мая 1994 г.
В окончательной редакции 14 октября 1994 г.)

Проведено трехмерное численное моделирование взаимодействия летящего со сверхзвуковой скоростью затупленного конуса с областью низкой плотности в атмосфере. Изучен процесс формирования течения около тела. Получены зависимости аэродинамических характеристик тела от плотности воздуха в разреженной области и ее размеров.

Введение

В настоящее время продолжается исследование движения тел со сверхзвуковой скоростью в атмосфере с неоднородными параметрами [1-5]. Интерес к этому вопросу объясняется тем обстоятельством, что искусственно созданные неоднородности, с которыми взаимодействует тело, способны существенно влиять на его движение, изменяя коэффициент сопротивления либо создавая дополнительную подъемную силу и вращающий момент. В работах, посвященных этой проблеме, чаще всего рассматриваются неоднородности в виде разреженных областей, созданных за счет подвода к газу тепловой энергии. При этом предполагается, что при взаимодействии тела с разреженной областью сохраняется осевая симметрия обтекания тела [1-3,5]. В настоящей работе рассматривается такое взаимодействие конической ударной волны (УВ) с разреженной областью, при котором нарушается первоначально осесимметричное обтекание затупленного конуса. Предполагается, что разреженная область, с которой соприкасается УВ, имеет форму канала, ось которого ортогональна оси конуса. Как известно, при взаимодействии УВ с разреженным каналом, вытянутым в направлении распространения волны, возникает газодинамическая структура, называемая предвестником. Предвестник представляет собой конусообразное возмущение УВ, размеры которого непрерывно увеличиваются во времени. Развитие предвестника на плоской УВ изучалось

в работах [1,6], где использовалось численное моделирование течения в двумерном (по пространственным координатам) приближении. При взаимодействии конической УВ с разреженной областью, расположенной несимметрично относительно оси волны, возникающее течение носит ярко выраженный пространственный нестационарный характер. Наиболее естественным методом исследования такого течения является трехмерное численное моделирование. В настоящей работе методом численного моделирования изучается развитие предвестника на боковой поверхности конической УВ и его влияние на аэродинамические характеристики затупленного конуса.

Постановка задачи

Рассматривается коническая УВ, которую создает затупленный конус, летящий в однородной атмосфере под нулевым углом атаки со скоростью U_∞ . В момент $t = 0$ участок поверхности головной УВ соприкасается с разреженной областью, расположенной в атмосфере. Область низкой плотности представляет собой канал прямоугольного сечения. Ось канала ортогональна оси конуса, а характерный поперечный размер канала Δ в несколько раз меньше длины конуса L . Давление P_0 в разреженной области равно давлению P_∞ в невозмущенной атмосфере, а плотность ρ_0 меньше невозмущенной плотности ρ_∞ . На рис. 1 показаны расположение конической УВ и канала относительно друг друга, а также система координат, принятая в расчетах. Как уже отмечалось выше, при взаимодействии УВ с каналом низкой плотности на поверхности головной УВ формируется конусообразное возмущение — предвестник. На поверхности конуса под предвестником через некоторое время после начала взаимодействия возникает локальная область разрежения. Эта область по мере движения конуса перемещается вместе с предвестником от носка тела к донному срезу. Таким образом, формирование предвестника нарушает осевую симметрию обтекания конуса, что приводит к появлению дополнительных аэродинамических сил и вращающего момента, действующих на тело.

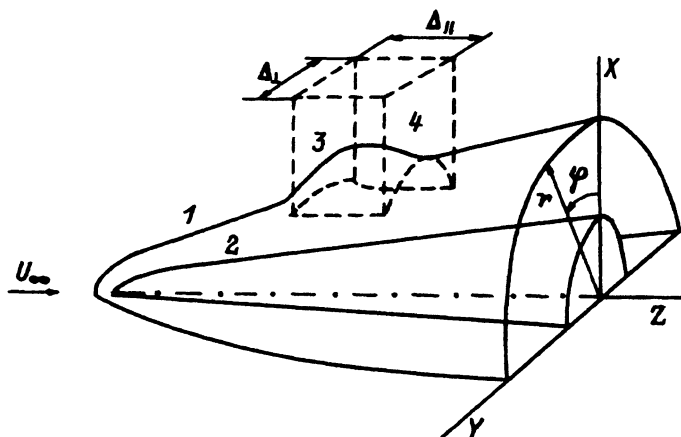


Рис. 1. Схема взаимодействия конуса с разреженным каналом.
1 — головная УВ, 2 — конус, 3 — предвестник, 4 — разреженный канал.

Задача о формировании предвестника на конической головной УВ решается в обращенной постановке, т.е. предполагается, что тело обтекается сверхзвуковым потоком, в котором есть выделенная область с низкой плотностью, "встроенная" в поток и движущаяся с его скоростью U_∞ . Обтекающий газ предполагается невязким, нетеплопроводным и его движение описывается трехмерной нестационарной системой уравнений Эйлера

$$d_t(r\rho) + d_z(r\rho U) + d_r(r\rho U) + d_\varphi(\rho W) = 0,$$

$$d_t(r\rho U) + d_z[r(P + \rho U^2)] + d_r(r\rho UV) + d_\varphi(\rho UW) = 0,$$

$$d_t(r\rho V) + d_z(r\rho UV) + d_r[r(P + \rho V^2)] + d_\varphi(\rho VW) = P + \rho W^2,$$

$$d_t(r\rho W) + d_z(r\rho UW) + d_r(r\rho VW) + d_\varphi(P + \rho W^2) = -\rho VW,$$

$$d_t(rE) + d_z[r(E + P)U] + d_r[r(E + P)V] + d_\varphi[r(E + P)W] = 0, \quad (1)$$

где U, V, W — проекции вектора скорости на оси цилиндрической системы координат (Z, r, φ) ; P — давление; ρ — плотность; $E = \varepsilon + (U^2 + V^2 + W^2)/2$ — полная энергия единицы объема.

Для замыкания системы уравнений (1) используется уравнение состояния идеального газа с постоянным показателем адиабаты $\gamma = 1.4$

$$\varepsilon = P/[(\gamma - 1)\rho], \quad (2)$$

где ε — внутренняя энергия единицы массы газа.

Численное решение задачи осуществляется в цилиндрической системе координат, жестко связанной с телом (рис. 1). Ось Z совпадает с осью конуса. Угол φ отсчитывается от верхней полуплоскости симметрии течения.

Разреженный канал моделируется заданием зависящих от времени граничных условий на поверхности головной УВ. Координаты участка внешней поверхности УВ, который в момент t соприкасается с разреженным каналом, определяются следующими выражениями:

$$z_0 + U_\infty t \leq z \leq z_0 + \Delta_{\parallel} + U_\infty t,$$

$$r_w(z, \varphi) \sin \varphi \leq \Delta_{\perp}/2. \quad (3)$$

На этом участке параметры воздуха принимают значения

$$P_0 = P_\infty; \quad \rho_0 = \sigma \rho_\infty, \quad \sigma < 1; \quad U_0 = U_\infty. \quad (4)$$

В формулах (3), (4) z_0 — координата ближайшей к носку конуса границы канала в момент $t = 0$; Δ_{\parallel} и Δ_{\perp} — размеры поперечного сечения разреженного канала соответственно вдоль и перпендикулярно оси Z ; $r_w(z, \varphi)$ — радиус головной УВ в сечении с координатой z и направлением, задаваемом углом φ . Индексом 0 обозначены параметры воздуха на участке головной УВ, соприкасающемся с разреженным каналом. На остальной поверхности УВ параметры воздуха равны невозмущенным $P_\infty, \rho_\infty, U_\infty$. На поверхности тела нормальная компонента

скорости принимается равной нулю. На головном скачке используются стандартные условия (см., например, [7]). Начальные условия для параметров течения между поверхностью тела и головной УВ получены при расчете осесимметричного обтекания конуса однородным потоком. Интегрирование трехмерных нестационарных уравнений Эйлера выполняется по явной разностной схеме С.К.Годунова первого порядка точности [8]. Вводится подвижная расчетная сетка, чем достигается явное выделение головной УВ. Решение отыскивается в области, ограниченной вертикальной плоскостью симметрии задачи, поверхностью тела, поверхностью головной УВ, и замыкается плоскостью, перпендикулярной оси конуса и проходящей через донный срез.

Вдоль оси Z область расчета содержит 120 узлов, которые сгущаются вблизи закрутки. Разбиение счетной области по угловой координате также производится неравномерно. Узлы сгущаются вблизи плоскости симметрии $\varphi = 0$, где формируется и движется предвестник. Конкретное разбиение счетной зоны по углу зависит от поперечных размеров Δ_{\perp} разреженного канала. Общее число узлов в расчетной области от 0 до π равно 25. Из них 22 узла сосредоточено на интервале $0 \leq \varphi \leq \pi/2$. Между поверхностями тела и головной УВ координата равномерно разделена на 20 узлов. Таким образом, общее число узлов в расчетной области равно $120 \times 25 \times 20 = 60000$.

Следует заметить, что основные параметры разностной сетки (число точек по трем координатам и коэффициенты сгущения) были незначительно изменены по сравнению с предыдущими расчетами трехмерных ударно-волновых течений, выполненных по нашей программе [9,10]. В работе [9] показано, что выбор расчетной сетки этого типа, содержащей 50–60 тысяч ячеек и учитывающей наличие плоскости симметрии течения, дает хорошее совпадение расчетных результатов с имеющимися в литературе экспериментальными и теоретическими данными по форме головной УВ и распределению давления по поверхности тел сложной конфигурации.

Точность расчета рассматриваемой задачи контролировалась сравнением численного и точного значений интеграла Бернулли в тех областях, где течение остается стационарным. В наших расчетах наибольшее отклонение наблюдается вблизи поверхности и составляет $\sim 5\%$. В потоке вдали от тела эта погрешность не превышает $\sim 2\%$. Отметим, что трехмерные расчеты рассматриваемой задачи были выполнены в режиме параллельных вычислений.

Результаты расчетов

При представлении результатов расчетов используются безразмерные переменные. Координаты отнесены к длине конуса L , давление — к P_{∞} , плотность — к ρ_{∞} , скорость — к U_{∞} , время — к L/U_{∞} . Во всех вариантах расчетов скорость конуса U_{∞} оставалась постоянной и соответствовала числу Маха $Ma_{\infty} = 15.6$. Угол наклона боковой поверхности конуса к оси равнялся 7° . Плотность воздуха и поперечные размеры разреженного канала варьировались. Размер канала Δ_{\perp} в расчетах изменялся от 0.12 до 0.35, при этом продольный размер сохранялся равным $\Delta_{\parallel} = 0.15$. Плотность воздуха принимала два значения: $\rho_0 = 0.2$ и 0.04. Расстояние z_0 во всех вариантах расчета выбрано равным 0.25. Расчеты начинались в момент $t = 0$, который соответствовал

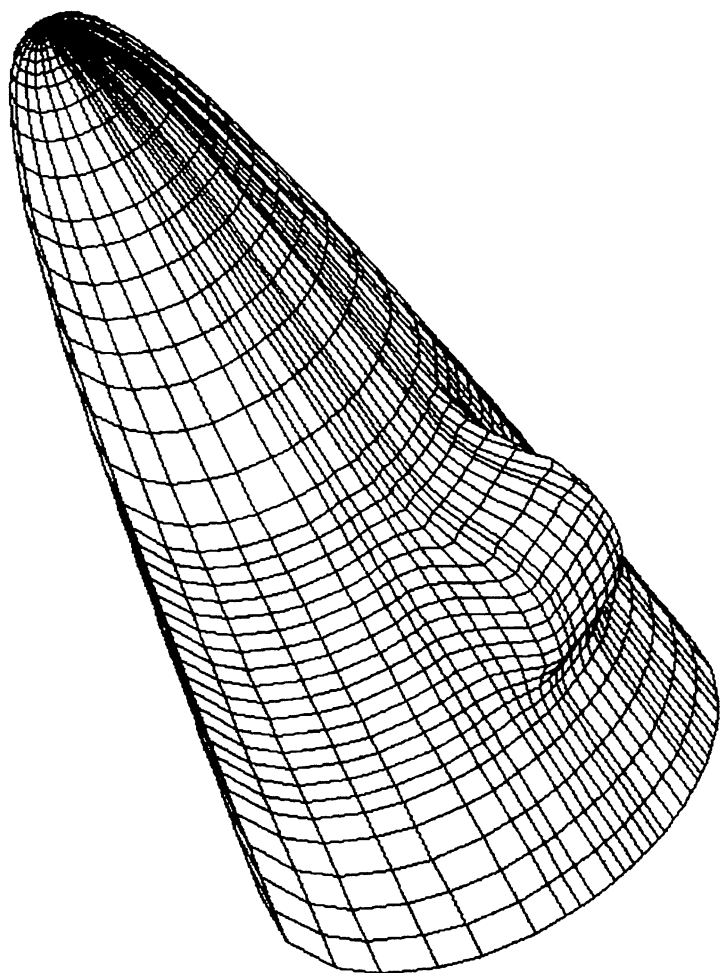


Рис. 2. Форма поверхности головной ударной волны затупленного конуса при взаимодействии с разреженным каналом ($\Delta_{\perp} = 0.12$).

началу контакта разреженной области с головной УВ, и заканчивались при прекращении соприкосновения УВ и канала при $t \sim L/U_{\infty}$.

В результате расчетов была получена подробная пространственно-временная картина развития предвестника на головной УВ. Приведем некоторые рисунки, иллюстрирующие полученные результаты. На рис. 2 показана пространственная форма поверхности головной УВ, которую волна принимает на момент $t = 0.33$. УВ взаимодействует с разреженной областью, имеющей плотность $\rho_0 = 0.04$. Хорошо виден конусообразный предвестник, искажающий первоначальную форму УВ.

Рис. 3 иллюстрирует распределение давления внутри предвестника в тот же момент времени. На этом рисунке показано сечение предвестника плоскостью, проходящей через ось разреженного канала ортогонально оси конуса. Видно, что при пересечении конического предвестника с основной УВ образуется трехударная конфигурация. Третья

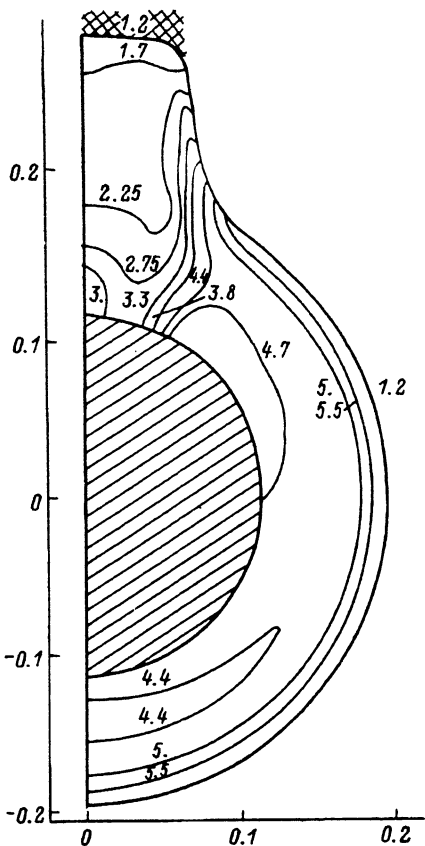


Рис. 3. Изолинии давления в сечении, проходящем через ось разреженного канала ($\rho_0/\rho_\infty = 0.04$, $\Delta_\perp = 0.12$, $t = 0.33$, $z = 0.894$).

ударная волна разворачивает поток, прошедший через предвестник, параллельно потоку, прошедшему через основную УВ. Давление внутри предвестника в 2–2.5 раза ниже характерной величины давления в невозмущенном ударном слое. Из расчетов следует также, что на поверхности конуса под предвестником, начиная с момента $t \sim 0.2$, возникает участок пониженного давления. Площадь этого участка порядка площади поперечного сечения разреженного канала, а давление в центре участка в 2–2.5 раза меньше невозмущенного уровня.

На рис. 4 показаны изолинии плотности в плоскости симметрии предвестника $\varphi = 0$ на момент $t = 0.33$ при $\rho_0 = 0.04$. Важно отметить, что плотность воздуха на поверхности конуса под предвестником мало отличается от невозмущенного случая. Это связано с тем обстоятельством, что начальный профиль плотности в ударном слое на конусе в сильной степени неоднороден. Плотность воздуха возрастает в 8–10 раз в направлении от поверхности тела к головной УВ. При взаимодействии с разреженным каналом разгрузке подвергаются в основном внешние высокоплотные слои ударного слоя, а плотность на поверхности тела уменьшается незначительно. По этой же причине давление на поверхности тела под предвестником слабо зависит от плотности воздуха в разреженном канале. Расчеты показали, что при уменьшении плотности воздуха в канале в 5 раз давление в центре области разрежения на поверхности тела в одинаковые моменты времени падает всего в 1.5–1.7 раз. Этот результат иллюстрирует рис. 5,

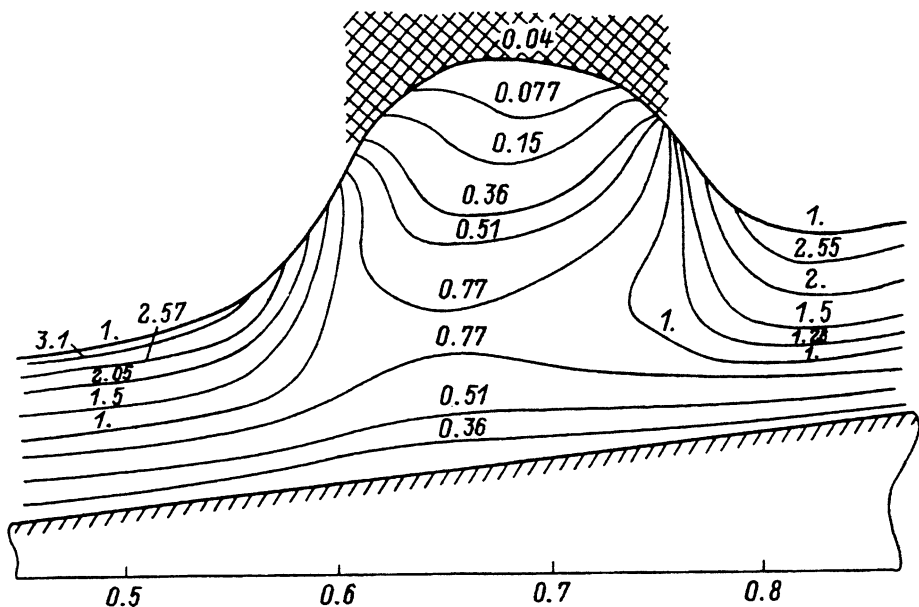


Рис. 4. Изолинии плотности в плоскости симметрии предвестника $\varphi = 0$ ($\Delta_{\perp} = 0.12$).

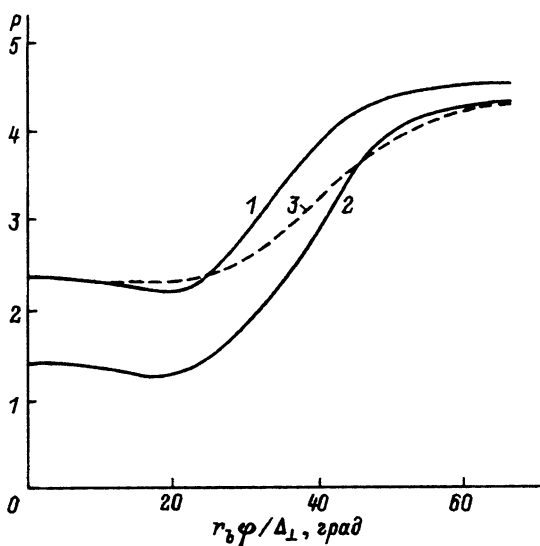


Рис. 5. Распределение давления на поверхности конуса по угловой переменной φ . $\Delta_{\perp} = 0.12, 0.23, 0.35$; $t = 0.425$ (1), 0.66 (2), 0.64 (3); $\rho_0/\rho_{\infty} = 0.04$ (1,2), 0.2 (3).

на котором показаны профили давления на поверхности тела под предвестником для двух значений плотности воздуха в канале (кривые 2 и 3).

Для определения зависимости параметров предвестника от площади поперечного сечения разреженного канала проведены расчеты, в которых поперечный размер канала принимал значения $\Delta_{\perp} = 0.12, 0.23$ и 0.35 . Последний размер больше диаметра миделевого сечения тела. Результаты расчетов показали, что скорость роста предвестника не зависит от площади поперечного сечения канала. После короткого периода начального установления скорость движения фронта предвестника зависит только от плотности воздуха в канале. Так, скорость фронта предвестника в разреженном канале с плотностью $\rho_0 = 0.2$ равна $D = 0.25$. При уменьшении плотности в канале до $\rho_0 = 0.04$ скорость предвестника возрастает до величины $D = 0.4$. Качественно характер распределения газодинамических величин в предвестнике и его форма также не зависят от поперечных размеров разреженного канала. В частности, увеличение площади поперечного сечения канала не сказывается на степени снижения давления на поверхности тела под предвестником. На рис. 5 показаны профили давления $P = P(\varphi_1)$ на поверхности тела под предвестником по окружности конуса. Давление на этом рисунке построено как функция угловой переменной $\varphi_1 = r_b \varphi / \Delta_{\perp}$, где r_b — расстояние от поверхности конуса до его оси в рассматриваемом сечении $z = \text{const}$, φ — угловая координата. При использовании переменной φ_1 профиль давления оказывается не зависящим от ширины канала Δ_{\perp} , а определяется только плотностью воздуха в канале и временем от начала взаимодействия конуса и канала. Установленные в расчетах особенности в распределении параметров указывают на автомодельный характер течения при развитии предвестника на конической УВ. Ранее в работах [6,11] была показана автомодельность течения при развитии предвестника на плоской и цилиндрической УВ. В наших расчетах из-за ограниченного времени взаимодействия УВ с разреженным каналом удается проследить только за начальной стадией развития автомодельности.

Большой интерес представляет изменение аэродинамических характеристик конуса в процессе взаимодействия разреженного канала с головной УВ. На рис. 6 показаны зависимости от времени коэффициентов нормальной силы C_n и момента тангажа C_m конуса. Коэффициент C_n определен как отношение проекции аэродинамической силы F на ось X к величине $\rho_{\infty} U_{\infty}^2 S / 2$, а C_m — как отношение момента тангажа M , вычисленного относительно центра масс тела, к величине $\rho_{\infty} U_{\infty}^2 S L / 2$, где S — площадь миделевого сечения тела.

Полученный в расчетах временной ход зависимостей $C_n(t)$ и $C_m(t)$ можно пояснить следующим образом. При однородном обтекании конуса величины C_n и C_m равны нулю. В момент $t = 0$ происходит контакт головной УВ с разреженным каналом. Пока под предвестником на поверхности тела не создалась область разрежения, аэродинамические коэффициенты не изменяются. По мере формирования на поверхности конуса области разрежения и ее перемещения к донному срезу возникают и увеличиваются боковая сила F_n и вращающийся момент M . Достигая максимума в момент $t \sim 0.5L/U_{\infty}$, коэффициенты C_m и C_n в дальнейшем убывают до нуля, что вызвано сносом предвестника за пределы конуса.

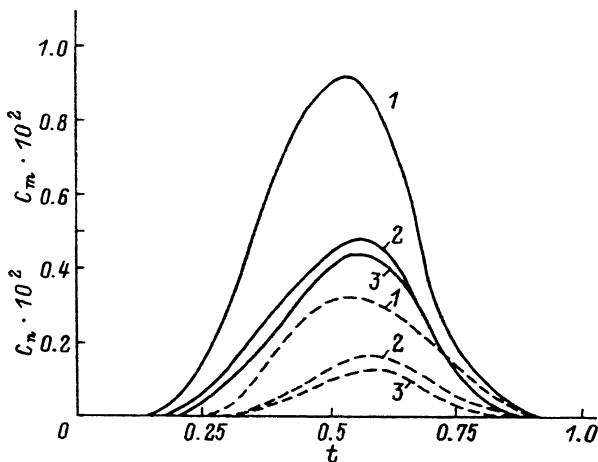


Рис. 6. Зависимости аэродинамических коэффициентов от времени при взаимодействии конуса с разреженным каналом. Сплошные — C_n , штриховые — C_m ; $\Delta_t = 0.23$ (1), 0.12 (2,3); $\rho_0/\rho_\infty = 0.04$ (1,2), 0.2 (3).

На рис. 6 коэффициенты C_n и C_m приведены для двух значений площади поперечного сечения разреженного канала: $\Delta_\perp = 0.12$ и 0.23. Увеличение в 2 раза поперечных размеров канала приводит к двукратному возрастанию аэродинамических коэффициентов. Поскольку степень разрежения на поверхности тела не зависит от размеров канала, то рост величины аэродинамических коэффициентов целиком обязан увеличению площади разрежения на поверхности тела. Следует отметить, что площадь области разрежения растет пропорционально Δ_\perp до тех пор, пока этот размер не станет равным диаметру миделевого сечения конуса. Дальнейшее увеличение не меняет площади разрежения и не сказывается на величине боковой аэродинамической силы, которая действует на тело. Таким образом, максимальная величина боковой силы достигается при площади поперечного сечения канала порядка площади миделевого сечения конуса.

На рис. 6 приведена также зависимость $C_n(t)$, полученная для $\Delta_\perp = 0.12$ при плотности воздуха в канале $\rho/\rho_\infty = 0.2$. При одинаковой площади канала значения C_n мало отличаются друг от друга, что объясняется отмеченной выше слабой зависимостью величины давления под предвестником от плотности воздуха в канале.

Следует отметить, что в наших расчетах величина коэффициента продольной силы C_T , который характеризует сопротивление конуса, сохраняется на уровне $C_T \sim 0.075$ на протяжении всего времени взаимодействия конуса с разреженным каналом. Известно, что основной вклад в величину сопротивления тела вносит область затупления конуса. При выбранной постановке задачи эта область течения не подвергается возмущению, что приводит к постоянству величины C_T . Заключившая обсуждение результатов численного моделирования, можно сделать вывод, что при взаимодействии затупленного конуса с разреженным каналом на тело действуют боковая сила и вращающий момент, имеющие характер кратковременного импульса длительностью $t \sim L/U_\infty$, причем максимальная величина боковой силы составляет примерно 15% от силы лобового сопротивления тела.

Список литературы

- [1] *Артемяев В.И., Бергельсон В.И., Немчинов И.В. и др.* // Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. № 5. С. 146–151.
 - [2] *Георгиевский П.Ю., Левин В.А.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 8. С. 684–687.
 - [3] *Головизнин В.П., Красовская И.В.* // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 12. С. 12–16.
 - [4] *Величко О.М., Урлин В.Д., Якутов В.П.* // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Теоретическая и прикладная физика. 1992. № 1. С. 20–22.
 - [5] *Борзов В.Ю., Рыбка И.В., Юрьев А.С.* // ИФЖ. 1992. Т. 63. № 6. С. 659–664.
 - [6] *Артемяев В.И., Бергельсон В.И., Калмыков А.А. и др.* // Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 2. С. 158–163.
 - [7] *Ковеня В.М., Яненко Н.Н.* Метод расщепления в задачах газовой динамики. Новосибирск: Наука, 1981. 304 с.
 - [8] *Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я. и др.* Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.
 - [9] *Величко О.М., Разин А.Н.* // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1991. № 3. С. 3–6.
 - [10] *Величко О.М., Кравченко Т.И.* // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1991. № 1. С. 71–75.
 - [11] *Бергельсон В.И., Немчинов И.В., Орлова Т.И. и др.* // ДАН СССР. 1987. Т. 296. № 3. С. 554–557.
-