

УДК: 533.6.011.8

## **Расчет аэродинамических характеристик летательного аппарата в высокоскоростном потоке разреженного газа**

Зея Мьо Мьинт, Чжо Зин

### **Аннотация**

Настоящей работы является определение основных аэродинамических характеристик компоновки воздушно космического аппарата при гиперзвуковом полете в разреженной атмосфере с помощью метода Монте-Карло и метода, основанного на гипотезе локальности. Представлены результаты расчета методом Монте-Карло аэродинамических характеристик компоновки воздушно космического аппарата на режиме свободномолекулярного обтекания при различных значениях числа Рейнольдса и температурного фактора. Полученные данные могут быть использованы при проектировании гиперзвуковых летательных аппаратов.

### **Ключевые слова**

аэродинамические характеристики; метод Монте-Карло; свободномолекулярное обтекание; число Рейнольдса.

### **Введение**

Освоение околоземного пространства на современном этапе требует разработки воздушно-космических систем, пригодных для оперирования в космическом пространстве и в верхних слоях атмосферы. Поэтому актуальным является вопрос разработки перспективных высокоскоростных летательных аппаратов, в частности гиперзвуковых летательных аппаратов (ГЛА). Под перспективными ЛА понимаются многоразовые возвращаемые летательные аппараты, способные осуществлять управляемый планирующий

спуск в верхних слоях атмосферы. Это понятие охватывает ЛА, способные совершать как суборбитальные полеты, так и полеты, не выходящие за пределы стратосферы [1].

Концепция пилотируемого воздушно-космического аппарата среднего класса выдвигает ряд требований к его аэродинамическим характеристикам, в частности, к аэродинамическому качеству. Такие системы должны обладать аэродинамической компоновкой, тепловой защитой и двигательной системой, которые позволили бы им совершать управляемый полет в атмосфере вплоть до самостоятельной посадки в заданной точке, и, кроме этого, совершать маневры в околоземном сильно разреженном пространстве.

Конструктивно «Клипер», рис. 1. состоит из возвращаемого аппарата (ВА) и орбитального отсека. Высокое аэродинамическое качество должно позволить осуществлять планирующий спуск в верхних слоях атмосферы, что снизит тепловые нагрузки и позволит использовать многоразовую теплозащиту. Возвращаемый аппарат аэродинамик неустойчив, поэтому для удержания нужной ориентации при спуске на нем предусмотрены аэродинамические щитки. ВА обладает высоким аэродинамическим качеством на дозвуковых режимах (до 4–5), что позволит ему производить посадку на аэродромы так же, как обычному самолету.

Разработка ГЛА осложняется тем, что существует целый ряд трудностей воспроизведения натуральных условий полета в аэродинамических трубах. В частности, практически невозможно воспроизвести тепловой режим при обтекании аппарата: нагрев модели в трубе приводит к высокому значению температурного фактора, тогда как в натуральных условиях температура поверхности аппарата значительно меньше полной температуры потока. Моделирование высокоскоростных течений предполагает соблюдение и других критериев подобия, в первую очередь по числам Маха и Рейнольдса, а также обеспечение низкой степени турбулентности и однородности потока в рабочей части установки. На точность эксперимента серьезное влияние оказывает также способ закрепления модели. Одновременное решение этих проблем в рамках одной экспериментальной установки представляется невозможным. Поэтому для исследования высокоскоростных течений применяются аэродинамические трубы различной конструкции и с различными принципами действия [2].

Перечисленные факторы обуславливают необходимость привлечения расчетной информации на этапе проектирования высокоскоростных ЛА. Детальные параметрические исследования на этапе проектирования возможно проводить при помощи комплексов численного моделирования. В качестве таких инструментов выступают программные комплексы, реализующие различные модели движения среды. К числу таких комплексов

относятся инженерные программы расчета, использующие гипотезу локальности высокоскоростных течений. Примерами таких комплексов являются «MARK-IV», «Высота», «АРГОЛА», «SMILE». С их помощью за короткое время можно получить большой объем информации об аэродинамических характеристиках ЛА. Упрощающие предположения, лежащие в основе таких комплексов, ограничивают точность результатов и область их применения, поэтому для уточнения результатов необходимо привлекать более полные модели – уравнения Эйлера, Навье-Стокса, Больцмана.



Рис. 1. «Клипер»

Несмотря на прогресс в развитии численных методов динамики разреженного газа, расчеты трехмерных течений разреженного газа в переходном режиме (т.е., когда длина пробега сопоставима с размером тела или меньше него) в настоящее время представляют большую сложность, что обусловлено большими вычислительными затратами. Поэтому в практике инженерных расчетов часто используют основанные на гипотезе локальности полуэмпирические теории, которые во многих случаях обеспечивают хорошее согласие расчетных данных с экспериментальными [3, 4].

Целью настоящей работы является определение основных аэродинамических характеристик компоновки воздушно космического аппарата (ВКА) «Клипер» при гиперзвуковом полете в разреженной атмосфере с помощью метода Монте-Карло и метода, основанного на гипотезе локальности.

### **Применение кинетической теории к расчету течений разреженного газа**

Динамика разреженного газа изучает явления, имеющие место при произвольном отношении длины пробега молекул к характерному размеру явления. Исследование таких явлений требует в общем случае учета молекулярной структуры газов. В круг задач динамики разреженных газов входят, например, задачи об обтекании летательных аппаратов, движущихся на больших высотах, о движении газов в вакуумных аппаратах и т.д. [5].

Основным инструментом кинетического описания газов является одночастичная функция распределения  $f(t, \mathbf{x}, \boldsymbol{\xi})$ , где  $t$  – время,  $\mathbf{x}$  – вектор координат,  $\boldsymbol{\xi}$  – вектор скорости.

Функция  $f(t, \mathbf{x}, \boldsymbol{\xi})$  представляет собой плотность молекул в фазовом пространстве, то есть, в 6-мерном пространстве координат и скоростей. Иначе говоря,  $f(t, \mathbf{x}, \boldsymbol{\xi})$  характеризует количество молекул с координатами в интервале  $(\mathbf{x}, \mathbf{x} + d\mathbf{x})$  и со скоростями в интервале  $(\boldsymbol{\xi}, \boldsymbol{\xi} + d\boldsymbol{\xi})$ . Отсюда следует, что число молекул в единице объема  $n$  (числовая плотность) равно:

$$n(t, \mathbf{x}) = \int f(t, \mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}) d\boldsymbol{\xi},$$

где интегрирование ведется по всем возможным скоростям молекул. Конечно, точно количество молекул с данными скоростями в определенный момент времени подсчитать невозможно, оно колеблется из-за флуктуаций. Поэтому можно лишь говорить о вероятном числе молекул в фазовом объеме. Можно ввести нормированную функцию:

$$nf = \hat{f},$$

тогда  $\hat{f}$  будет плотностью распределения в обычном смысле: если  $P$  – вероятность того, что молекула имеет координаты в интервале  $(\mathbf{x}, \mathbf{x} + d\mathbf{x})$  и скорость в интервале  $(\boldsymbol{\xi}, \boldsymbol{\xi} + d\boldsymbol{\xi})$  то  $\hat{f}$  – плотность вероятности распределения молекул в 6-мерном пространстве координат и скоростей.

В свободномолекулярном случае, когда число  $Kn \rightarrow \infty$ , уравнение Больцмана принимает вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \xi_x \frac{\partial f}{\partial x} + \xi_y \frac{\partial f}{\partial y} + \xi_z \frac{\partial f}{\partial z} = 0.$$

В таких течениях основную роль играет взаимодействие молекул со стенками, в то время как столкновениями молекул между собой можно пренебречь. Общее решение уравнения Больцмана в этом случае имеет вид

$$f(t, \mathbf{x}, \xi) = f(t_0, \mathbf{x} - \xi(t - t_0), \xi),$$

где  $t_0$  – некоторый начальный момент времени. То есть, функция распределения сохраняется вдоль прямолинейной траектории частиц.

Рассмотрим обтекание выпуклого тела безграничным потоком разреженного газа. Пусть  $f_\infty$  – функция распределения набегающего потока. Поскольку столкновениями молекул пренебрегаем, то, помещая в поток выпуклое неподвижное тело, мы не изменяем функции распределения налетающих на тело молекул, то есть функция распределения падающих на тело молекул  $f_i$  равна

$$f_i(t, \mathbf{x}_w, \xi) = f_\infty(t, \mathbf{x}_w, \xi), \quad (\xi \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x}_w)) < 0.$$

где  $\mathbf{x}_w$  – точка на поверхности тела,  $\mathbf{n}(\mathbf{x}_w)$  – внешняя нормаль к поверхности тела.

Обычно интересуются суммарным потоком молекул, их импульсом и энергией, приносимыми молекулами на тело. Так как тело выпуклое, то молекулы, отраженные от одних частей выпуклого тела, не попадают на другие его части и каждый элемент поверхности можно рассчитывать отдельно:

$$N_i(t, \mathbf{x}_w) = - \int_{(\xi \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x}_w)) < 0} (\xi \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x}_w)) f_\infty(t, \mathbf{x}_w, \xi) d\xi,$$

$$\mathbf{P}_i(t, \mathbf{x}_w) = - \int_{(\xi \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x}_w)) < 0} m\xi(\xi \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x}_w)) f_\infty(t, \mathbf{x}_w, \xi) d\xi,$$

$$E_i(t, \mathbf{x}_w) = - \int_{(\xi \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x}_w)) < 0} \frac{m\xi^2}{2} (\xi \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x}_w)) f_\infty(t, \mathbf{x}_w, \xi) d\xi,$$

где  $N_i$ ,  $\mathbf{P}_i$ ,  $E_i$  – число молекул, импульс и энергия, приносимые на единицу поверхности в единицу времени. Для определения полного импульса и энергии, передаваемых элементу поверхности, необходимо учесть реактивный импульс и энергию отраженных молекул:

$$\mathbf{P}_r(t, \mathbf{x}_w) = \int_{(\xi \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x}_w)) > 0} m\xi(\xi \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x}_w)) f_r(t, \mathbf{x}_w, \xi) d\xi,$$

$$E_r(t, \mathbf{x}_w) = \int_{(\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x}_w)) > 0} \frac{m\xi^2}{2} (\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x}_w)) f_r(t, \mathbf{x}_w, \boldsymbol{\xi}) d\xi,$$

где  $f_r$  – функция распределения отраженных молекул – определяется законом взаимодействия молекул. Обычно полагают, что выполняется условие непротекания (тело не испаряется и не накапливает молекулы):

$$N_i(t, \mathbf{x}_w) = - \int_{(\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x}_w)) < 0} (\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x}_w)) f_\infty(t, \mathbf{x}_w, \boldsymbol{\xi}) d\xi = N_r(t, \mathbf{x}_w).$$

Зачастую можно считать, что тело обтекается однородным равновесным потоком, поэтому функцию распределения падающих молекул полагают максвелловской:

$$f_\infty(t, \mathbf{x}_w, \boldsymbol{\xi}) = \frac{n_\infty}{(2\pi RT_\infty)^{3/2}} \exp\left(-\frac{(\boldsymbol{\xi} - \mathbf{V}_\infty)^2}{2RT_\infty}\right), \quad (\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x}_w)) < 0,$$

где  $n_\infty$  – концентрация,  $\mathbf{V}_\infty$  – макроскопическая скорость потока,  $T_\infty$  – температура.

Вопрос о функции распределения отраженных молекул более сложный, для его решения необходимо детальное изучение взаимодействия молекул газа с поверхностью. Наиболее простые законы взаимодействия с поверхностью вытекают из допущений, что молекулы отражаются либо зеркально (упругое отражение), либо полностью адсорбируются поверхностью и отражаются в соответствии с функцией распределения

$$f_r(t, \mathbf{x}_w, \boldsymbol{\xi}) = \frac{n_r}{(2\pi RT_w)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\xi^2}{2RT_w}\right), \quad (\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x}_w)) > 0,$$

где  $n_r$  – концентрация отраженных молекул,  $T_w$  – температура стенки. В силу того, что в общем случае  $T_w \neq T_\infty$  и  $\mathbf{V}_\infty \neq 0$  концентрации падающих и отраженных молекул также не совпадают:  $n_r \neq n_\infty$ .

Если тело невыпуклое, необходимо учитывать, что молекулы, отраженные от одного элемента поверхности тела, попадают на другие элементы поверхности. При этом необходимо учитывать взаимное многократное влияние элементов поверхности тела. Теоретический анализ в этом случае для тела произвольной формы весьма затруднителен, поэтому на практике используют алгоритмы, которые достаточно просто позволяют учесть

эти явления. Такие алгоритмы строятся на основе метода Монте-Карло прямого моделирования.

### **Алгоритм метода Монте-Карло решения задачи обтекания тела свободно молекулярным потоком**

Рассмотрим моделирование свободномолекулярного течения методом Монте-Карло [6, 7]. Без ограничения общности выделим около обтекаемого тела область прямоугольной или кубической формы, габариты которой превышают размеры тела в соответствующих направлениях. Будем считать, что на границах области столкновения молекул между собой не играют существенной роли, что справедливо в случае  $Kn \gg 1$ , т.е. когда длина пробега существенно превышает размеры тела. Тогда на границах области функцию распределения влетающих в область молекул можно положить равной  $f_\infty$ .

Далее необходимо вычислить количество частиц, влетающих в область в единицу времени через все границы:

$$N_j S_j = -S_j \int_{(\xi \cdot \mathbf{n}) < 0} (\xi \cdot \mathbf{n}) f_\infty(t, \mathbf{x}, \xi) d\xi,$$

где  $N_j S_j$  – поток частиц через границу с номером  $j$ . Вычисление  $N_j S_j$  сводится к известным интегралам от максвелловской функции, зависящим от скоростного отношения  $s = V_\infty/a_\infty$ . В случае высокоскоростного потока можно считать, что все частицы влетают с передней границы (если поперечные размеры расчетной области достаточны для учета теплового разброса скоростей молекул).

На первом этапе разыгрывается номер границы, через которую влетает очередная частица. На втором этапе необходимо определить координату влета частицы. Так как поток газа однороден, координаты молекул равномерно распределены по соответствующей части границы. На третьем этапе по известным соотношениям, описанным выше, вычисляется скорость молекулы как случайная величина, распределенная в соответствии с функцией  $f_\infty$ . На четвертом этапе, зная координаты точки влета молекулы и ее скорость, определяются координаты точки попадания этой молекулы на тело (если молекула попадает на тело). Вычисляются величины импульса и энергии, приносимые молекулой на тело. На пятом этапе

по функции распределения отраженных молекул определяется скорость отраженной молекулы и вычисляется реактивный импульс и энергия, уносимая отраженной молекулой. Вычисляя средние величины импульса и энергии по большому количеству молекул, находим силы и моменты, действующие на летательный аппарат, а также потоки энергии, приносимые газом на поверхность.

Алгоритм метода Монте-Карло выглядит следующим образом:

- 1) Ввод данных.
- 2) Определение границы влета молекулы в расчетную область.
- 3) Вычисление координат точки влета и скорости молекулы.
- 4) Вычисление координат точки пересечения траектории молекулы с поверхностью тела. Вычисление переданного импульса.
- 5) Вычисление скорости молекулы. Вычисление реактивного импульса.
- 6) Выполнение пп. 4-5 до покидания молекулой расчетной области.
- 7) Осреднение данных.

На невыпуклом теле молекулы могут рассеиваться на другие части поверхности, поэтому после пункта 5 управление передается на пункт 4. Так как столкновения между молекулами отсутствуют, отраженная молекула рано или поздно покидает расчетную область, и управление передается на п. 2. В случае одного невыпуклого тела (в отличие от группы тел) учет вклада реактивного импульса должен производиться при последнем отражении от тела. Такой алгоритм дает правильные результаты, если в областях невыпуклости не играют существенной роли столкновения между молекулами (что может иметь место в случае их накопления).

### **Свободномолекулярное обтекание ВКА «Клипер»**

Рассмотрим приложение методов к решению задачи определения аэродинамических характеристик тела сложной формы (вариант компоновки перспективного возвращаемого летательного аппарата «Клипер») в свободномолекулярном потоке разреженного газа. Геометрия тела представлена набором треугольников, к преимуществам такого представления относится простота описания формы тела и простота вычисления аэродинамических характеристик, основным недостатком является негладкость границы тела. Триангуляция поверхности тела и экспорт в формат STL (STereo Litography) были произведены с помощью комплекса автоматизированного проектирования SolidWorks на основании исходной модели, импортированной из формата IGS. Формат STL является достаточно простым и поддерживает твердотельность.



В результате расчетов были получены значения коэффициентов аэродинамических сил и моментов как функции угла атаки при различных значениях температурного фактора. Наибольший интерес представляют значения коэффициентов силы сопротивления  $C_x$ , подъемной силы  $C_y$ , и момента тангажа  $m_z$ . Коэффициенты вычислены по площади проекции тела на плоскость  $yz$  (ось  $x$  направлена от носка к корме тела, ось  $y$  направлена вверх, ось  $z$  образует с ними правую тройку, так что плоскость  $xy$  является плоскостью симметрии тела), коэффициент момента вычислен относительно центра масс однородного тела и на основе длины аппарата. Практический интерес к значениям этих коэффициентов связан с тем, что хотя абсолютные значения сил и моментов, действующих на тело в сильно разреженном газе, малы, при длительном полете они приводят к отклонению траектории и ориентации космического аппарата от заданных.

Геометрия рассматриваемого варианта компоновки ВКА «Клипер» была представлена 3 218 треугольниками способом, показанным на рис. 2.

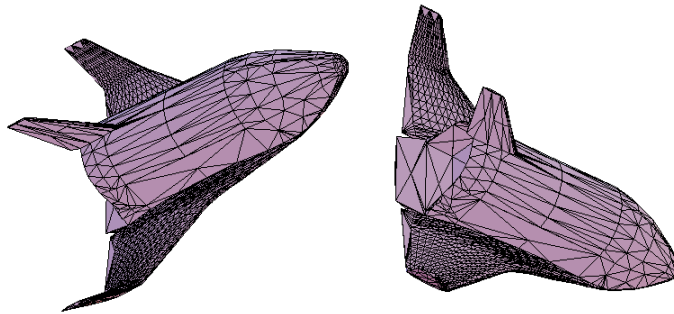


Рис. 2. Геометрическое представление варианта компоновки ВКА «Клипер»

Расчетная область представляет собой прямоугольник с габаритами ( $x \times y \times z$ )  $4l \times 2l \times 2l$ , где  $l$  – максимальный габарит тела. Расчет проводился в диапазоне углов атаки  $\alpha$  от  $-90^\circ$  до  $90^\circ$  с шагом  $5^\circ$ . Угол атаки изменялся путем вращения тела около центра масс вокруг оси  $z$ . Параметры задачи следующие: скоростное отношение  $s = V_\infty / \sqrt{2RT_\infty} = 15$ , показатель адиабаты  $\gamma = 5/3$ , значения температурного фактора  $t_w = T_w/T_0$  составляли 0.0004, 0.04. При этом полагалось, что отражение частиц от поверхности является диффузным. Расчет проводился с использованием  $10^6$  частиц. Расчеты проводились как с учетом многократных отражений частиц, так и без учета этого фактора.

На рис. (3, 4, 5) представлены зависимости коэффициенты силы сопротивления  $C_x$  подъемной силы  $C_y$ , момента тангажа  $m_z$  от угла атаки  $\alpha$  при различных значениях температурного фактора  $t_w$

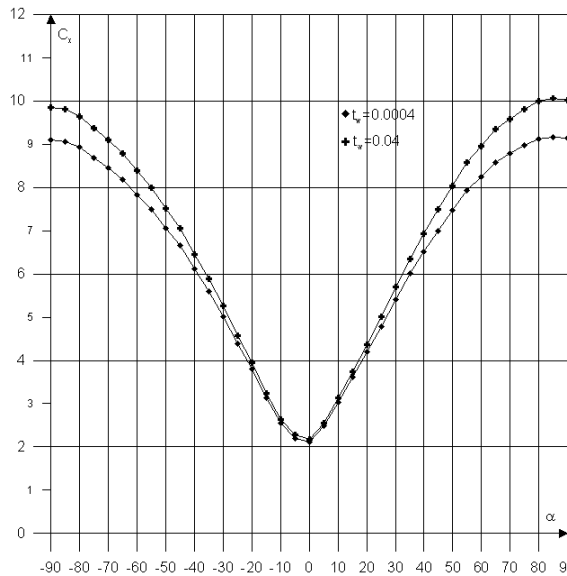


Рис. 3

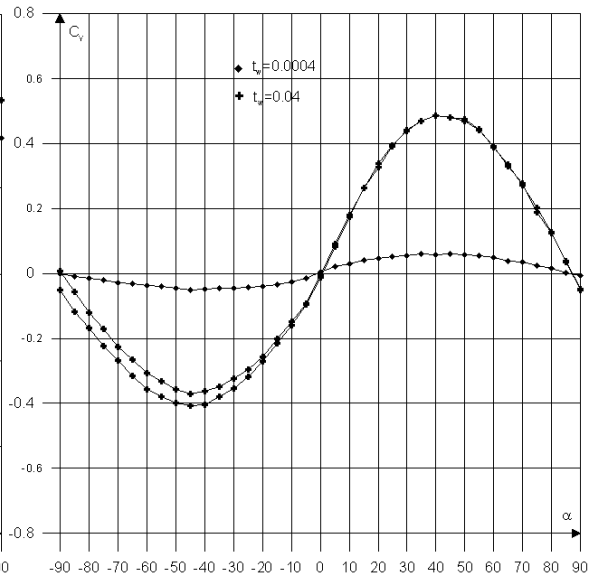


Рис. 4

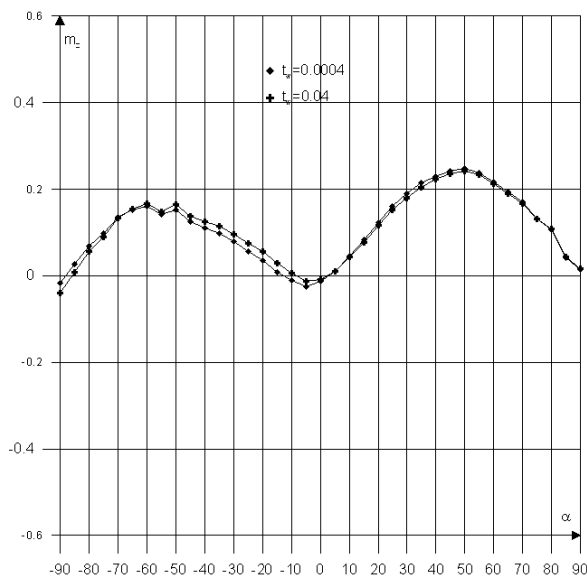


Рис. 5

Из графиков ясно, что с увеличением температурного фактора растут сопротивление тела и подъемная сила, что объясняется ростом вклада импульса отраженных частиц. Кроме этого, с увеличением температурного фактора возрастает роль формы тела: для «холодного» тела график  $C_x(\alpha)$  является почти симметричным, для нагретого тела не симметрия более

ощутима. При  $t_w = 0.04$  и  $\alpha = 40^\circ$  коэффициент  $C_y$  достигает значения  $\sim 0.5$ , что является ощутимым вкладом в баланс сил, действующих на тело. Учет многократных отражений дает заметное увеличение абсолютной величины  $C_y$  при отрицательных углах атаки, рис. 3б.

Коэффициент момента тангажа  $m_z$  менее чувствителен к значению температурного фактора, его величина говорит о том, что этот фактор необходимо учитывать при анализе изменения ориентации тела под действием потока сильно разреженного газа. Также существенно, что  $m_z$  почти всегда положителен, в отличие от случая круговых и эллиптических конусов. Отрицательные величины  $m_z$  при  $t_w = 0.04$  достигаются в диапазоне  $-7^\circ < \alpha < 3^\circ$ . При  $\alpha < -7^\circ$  аппарат неустойчив по тангажу, с увеличением температурного фактора область устойчивости по тангажу при  $\alpha < 0^\circ$  сужается.

### Метод расчета, основанный на гипотезе локальности

Описываемый метод основан на гипотезе локальности, которая состоит в следующем: аэродинамические коэффициенты сил, действующих на элемент поверхности, зависят только от местного угла наклона  $\theta$  этого элемента к вектору скорости набегающего потока, от характерного для всего тела числа  $Re_0 = \rho_\infty V_\infty D / \mu_0$  и температурного фактора  $t_w = T_w / T_0$ , где  $\mu_0 = \mu(T_0)$  – коэффициент вязкости, вычисляемый по температуре торможения;  $T_0$ ,  $T_w$  – температура торможения и стенки соответственно;  $D$  – диаметр сферы, основания конуса.

Будем предполагать, что при  $Re_0 = \infty$  для расчета давления на теле справедлива формула Ньютона  $p = 2 \sin^2 \theta$ , где  $p$  отнесено к скоростному напору. При  $Re_0 = 0$ , т.е. в гиперзвуковом свободномолекулярном потоке, имеем [8]:

$$p = 2(2 - \sigma') \sin^2 \theta + \sigma' z \sin \theta ,$$

$$\tau = 2\sigma \sin \theta \cos \theta ,$$

где

$$z = \left[ \frac{\pi(\gamma - 1)}{\gamma} t_w \right]^{1/2} .$$

Здесь коэффициент трения  $\tau$  отнесен к скоростному напору,  $\sigma'$ ,  $\sigma$  – коэффициенты аккомодации нормального и тангенциального импульсов, в случае диффузного отражения  $\sigma' = \sigma = 1$ ,  $\gamma$  – отношение удельных теплоемкостей.

В соответствии с указанными предельными формулами для  $p$  и  $\tau$  и законами подобия для гиперзвуковых течений разреженного газа положим, что при конечных значениях  $Re_0$  справедливы соотношения

$$p = 2 \sin^2 \theta + p_1(Re_0) \sin \theta ,$$

$$\tau = \tau_0(Re_0) \sin \theta \cos \theta .$$

Сравнивая уравнения, видим, что для расчета суммарных аэродинамических коэффициентов при помощи уравнения можно пользоваться известными [4, 5] формулами для аэродинамических коэффициентов в гиперзвуковом свободномолекулярном потоке, если в них положить  $\sigma' = 1$ ,  $z = p_1$ ,  $2\sigma = \tau_0$  (предполагаем, что отражение диффузное).

Основная трудность, возникающая при использовании гипотезы локальности – установление зависимостей  $p_1$  и  $\tau_0$  от  $Re_0$  и  $t_w$ . Доступный путь ее решения – учет экспериментальных и расчетных данных. Результаты для  $\tau_0$  хорошо аппроксимируются формулой [8]

$$\tau_0(Re_0) = 3.7\sqrt{2} \left[ Re + 6.88 \exp(0.0072 Re - 0.000016 Re^2) \right]^{-1/2} ,$$

$$Re = Re_0 \left( \frac{3}{4} t_w + \frac{1}{4} \right)^{-0.67} .$$

При  $Re_0 = 0$  имеем  $\tau_0 = 2$ , т.е. получаем формулу для  $\tau$  в свободномолекулярном потоке. При больших  $Re_0$  получаем значение  $\tau_0$ , следующее из теории Фэя и Риддела для ламинарного пограничного слоя в окрестности критической точки затупленного тела. Однако при таких  $Re_0$  вклад трения в суммарные аэродинамические коэффициенты тупых тел пренебрежимо мал.

Для получения  $p_1(Re_0)$  в работе [8] были использованы результаты аппроксимации данных из других работ и экспериментальных данных по аэродинамическим коэффициентам сферы и конусов. В итоге была предложена следующая формула для  $p_1$ :

$$p_1(Re_0) = \left[ \frac{\pi(\gamma-1)}{\gamma} t_w \right]^{1/2} \exp\left(- (0.125 + 0.078 t_w) Re_0\right) .$$

Графики функций  $\tau_0(Re_0)$  и  $p_1(Re_0)$  при  $\gamma = 1.4$  и  $t_w = 1$  представлены на рис. 6.

О точности соотношений уравнения можно сказать следующее. Ясно, что они применимы с наименьшей погрешностью в случае тел, близких к сфере, и неприменимы в случае очень тонких тел, когда не выполняется условие  $M_\infty \sin \theta \gg 1$ , при котором справедливы как теория Ньютона, и когда необходим учет взаимодействия пограничного слоя с гиперзвуковым невязким потоком при больших числах  $Re_0$ . В предложенных формулах не учитывается влияние этого взаимодействия и влияние затененных областей тела.

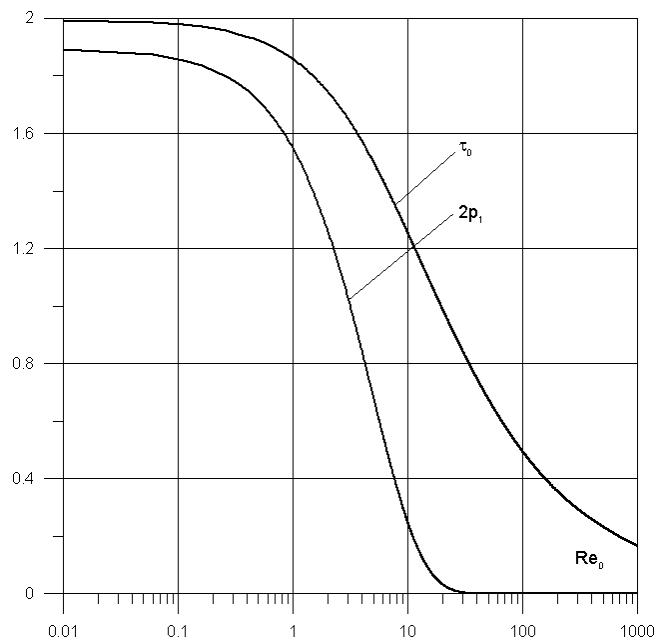


Рис. 6. Зависимости  $\tau_0(Re_0)$  и  $p_1(Re_0)$

Расчетные и экспериментальные значения  $C_x$  конуса в переходном режиме согласуются удовлетворительно, данные по  $C_y$  согласуются значительно хуже. Необходимо подчеркнуть, что предложенная методика качественно верно отражает немонотонность зависимости  $C_y$  конуса от  $Re_0$ . Расчетные и экспериментальные результаты по  $C_x$  при  $\alpha = 10^\circ$  и  $15^\circ$  для пластины хорошо согласуются, данные же для  $C_x$  при  $\alpha = 5^\circ$  и  $C_y$  согласуются плохо. Это является следствием неучтенного в локальном методе влияния взаимодействия пограничного слоя с невязким потоком.

Таким образом, локальный метод расчета аэродинамических характеристик тел в гиперзвуковом потоке разреженного газа в переходном режиме дает хороший результат по  $C_x$  для широкого класса тел и качественно верный результат по  $C_y$ . При малых углах атаки ( $\alpha < 5^\circ$ ) точность результата ухудшается, в этом случае необходимо привлекать более полные модели, учитывающие наличие пограничного слоя.

## Расчеты аэродинамических характеристик ВКА «Клипер»

Расчет с использованием описанного в предыдущем параграфе метода проводился в диапазоне углов атаки  $\alpha$  и углов скольжения  $\beta$  от  $-90^\circ$  до  $90^\circ$  с шагом  $3^\circ$ . Угол атаки изменялся путем вращения тела около центра масс вокруг оси  $z$ , а угол скольжения – вокруг оси  $y$ . Параметры задачи следующие: отношение теплоемкостей  $\gamma = 1.4$ , температурный фактор  $t_w = T_w/T_0 = 0.001, 0.04$ , число Рейнольдса  $Re_0 = 0, 1, 10, 100, 1000, 10000$ .

На рис. (7, 8, 9) представлены зависимости коэффициенты силы сопротивления  $C_x$ , подъемной силы  $C_y$ , момента тангажа  $m_z$  (относительно центра масс однородного тела) от угла атаки  $\alpha$  при различных значениях числа Рейнольдса и температурного фактора  $t_w$ . Из этих результатов ясно, что с увеличением числа Рейнольдса уменьшается коэффициент сопротивления тела (что можно объяснить уменьшением нормальных и касательных напряжений  $p_1(Re_0)$  и  $\tau_0(Re_0)$ ), при этом общий характер зависимости  $C_x(\alpha)$  не изменяется. При малых значениях температурного фактора  $t_w$  и  $Re_0 \ll 1$  зависимость  $C_x(\alpha)$  является почти симметричной относительно оси ординат.

Увеличение числа Рейнольдса приводит к увеличению по модулю коэффициента подъемной силы, пиковые значения  $C_y$  при  $Re_0 = 10^4$  и  $t_w = 0.04$  на порядок превосходят пиковые значения  $C_y$  при  $Re_0 = 0$ . Это также объясняется характером поведения функций  $\tau_0(Re_0)$  и  $p_1(Re_0)$  при  $Re_0 \rightarrow \infty$ . Рост температурного фактора для режимов, близких к свободномолекулярному, приводит к значительному росту абсолютной величины  $C_y$  и потере симметрии  $C_y(\alpha)$  относительно начала координат, что было отмечено при анализе результатов, полученных по методу Монте-Карло. При  $Re_0 > 10^3$  зависимость  $C_y(\alpha)$  перестает быть чувствительной к значению  $t_w$ . Зависимость  $C_y(\alpha)$  является несимметричной при  $Re_0 \rightarrow \infty$ , так что значение  $C_y$  при положительных углах атаки существенно больше по модулю  $C_y$  при отрицательных углах атаки.

Коэффициент момента тангажа  $m_z$  мало чувствителен к значению температурного фактора, но весьма чувствителен к значению числа Рейнольдса. При увеличении числа Рейнольдса происходит смена знака  $m_z$  при положительных углах атаки, пограничным является значение  $Re_0 \sim 10$ . При  $Re_0 \rightarrow \infty$  пиковое значение  $m_z = -0.14$  при положительных углах атаки достигается при  $\alpha \approx 40^\circ$ . Практический интерес представляет смена знака  $m_z$  в диапазоне  $-10^\circ < \alpha < 3^\circ$  при  $Re_0 \rightarrow \infty$  и  $t_w = 0.04$ . Отметим, что при  $Re_0 \rightarrow \infty$   $m_z(\alpha) < 0$  при  $\alpha > \alpha_0$  и  $m_z(\alpha) > 0$  при  $\alpha < \alpha_0$ , т.е. аппарат полностью неустойчив по тангажу.

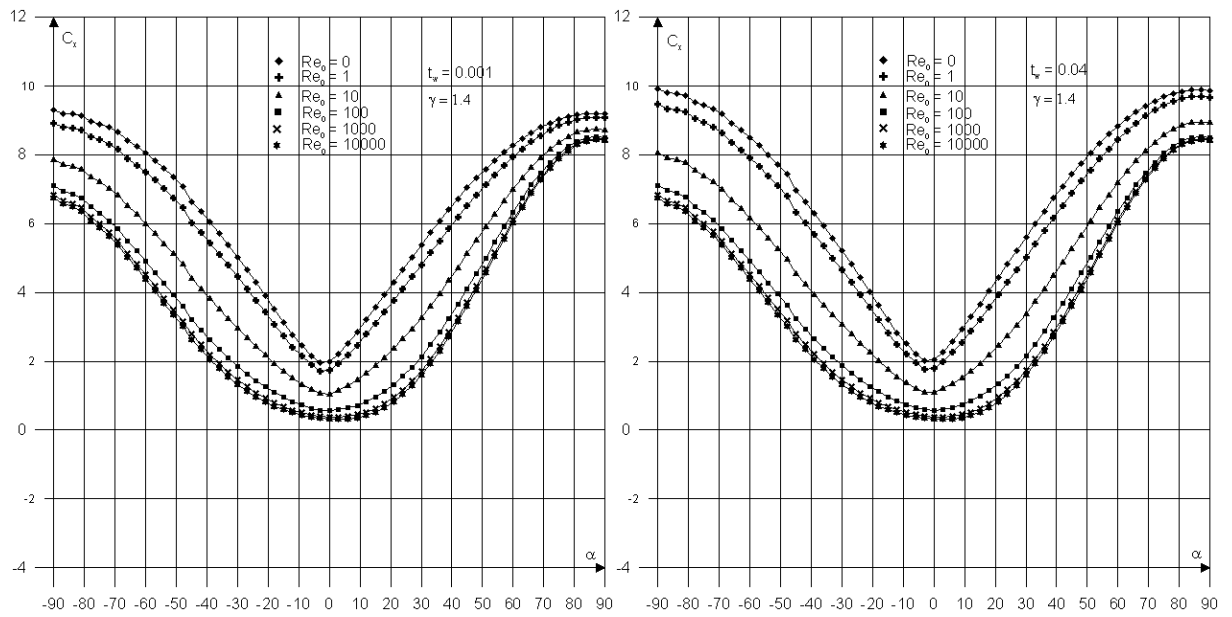


Рис. 7. Зависимости  $C_x(\alpha)$  для ВКА «Клипер» при  $t_w = 0.001, 0.04$

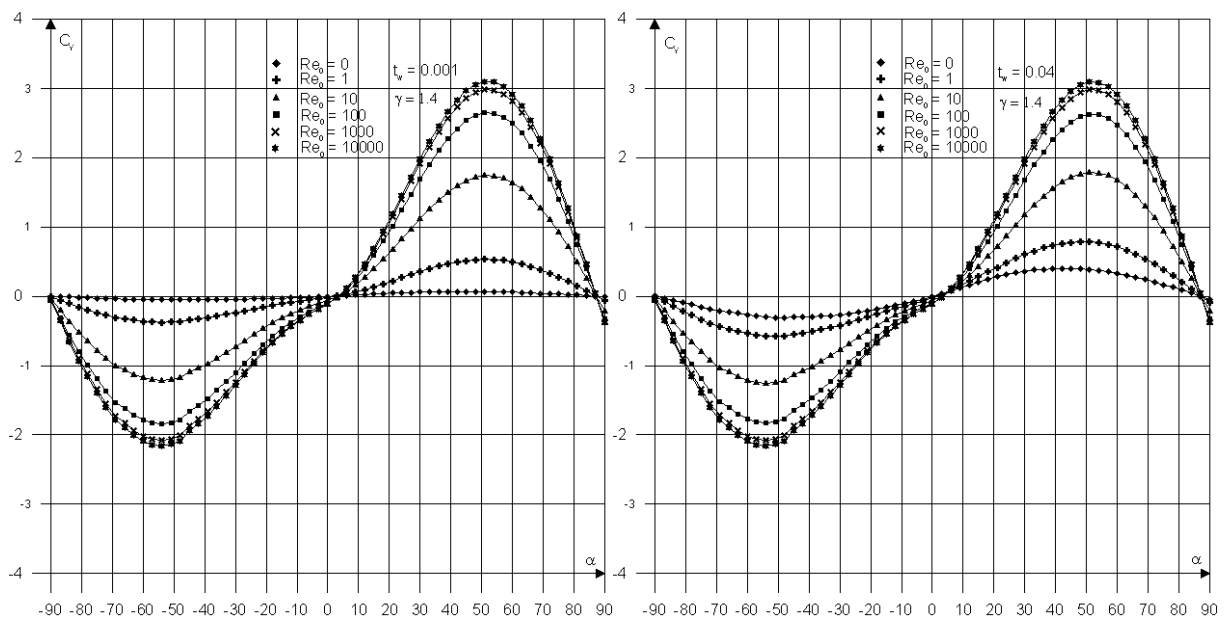


Рис. 8. Зависимости  $C_y(\alpha)$  для ВКА «Клипер» при  $t_w = 0.001, 0.04$

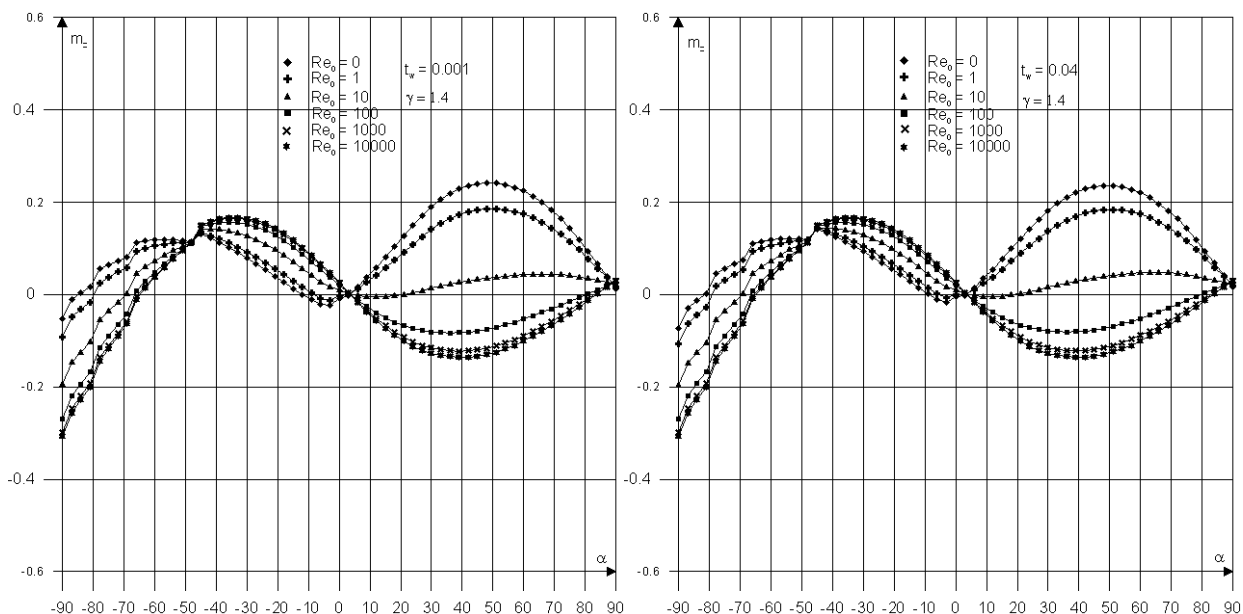


Рис. 9. Зависимости  $m_z(\alpha)$  для ВКА «Клипер» при  $t_w = 0.001, 0.04$

На рис. (10, 11, 12) представлены зависимости коэффициенты силы сопротивления  $C_x$ , боковой силы  $C_z$ , момента рыскания  $m_y$  от угла скольжения  $\beta$  при различных значениях числа Рейнольдса и температурного фактора  $t_w$ . Такая информация также необходима для полного представления о силах, действующих на аппарат. Закономерности в этом случае оказываются аналогичными зависимости  $C_x(\alpha)$ , с той разницей, что  $C_x(\beta)$  при  $\beta = \pm 90^\circ$  меньше  $C_x(\alpha)$  при  $\alpha = \pm 90^\circ$ .

В силу симметрии аппарата зависимости  $C_z(\beta)$  симметрична относительно оси ординат. При увеличении числа Рейнольдса происходит существенное увеличение модуля коэффициента боковой силы, пиковые значения  $C_z$  при  $Re_0 = 10^4$  и  $t_w = 0.04$  на порядок превосходят пиковые значения  $C_z$  при  $Re_0 = 0$ . Рост температурного фактора приводит к значительному росту абсолютной величины  $C_z$  при  $Re_0 = 0$ . При  $Re_0 > 10^3$  зависимость  $C_z(\beta)$  перестает быть чувствительной к значению  $t_w$ .

Коэффициент момента рыскания  $m_y$  мало чувствителен к значению температурного фактора, но весьма чувствителен к значению числа Рейнольдса. При увеличении числа Рейнольдса происходит смена знака  $m_y$  в окрестности  $\beta = 0^\circ$ , при  $t_w = 0.04$  пограничным является значение  $Re_0 \sim 1$ .



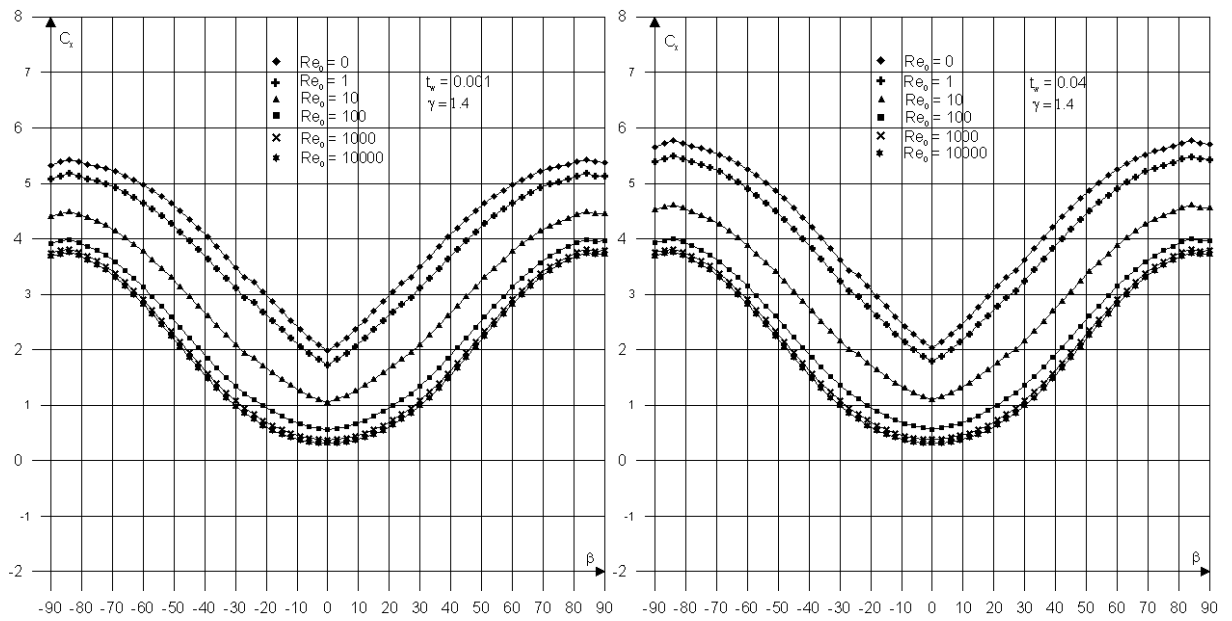


Рис. 10. Зависимости  $C_x(\beta)$  для ВКА «Клипер» при  $t_w = 0.001, 0.04$

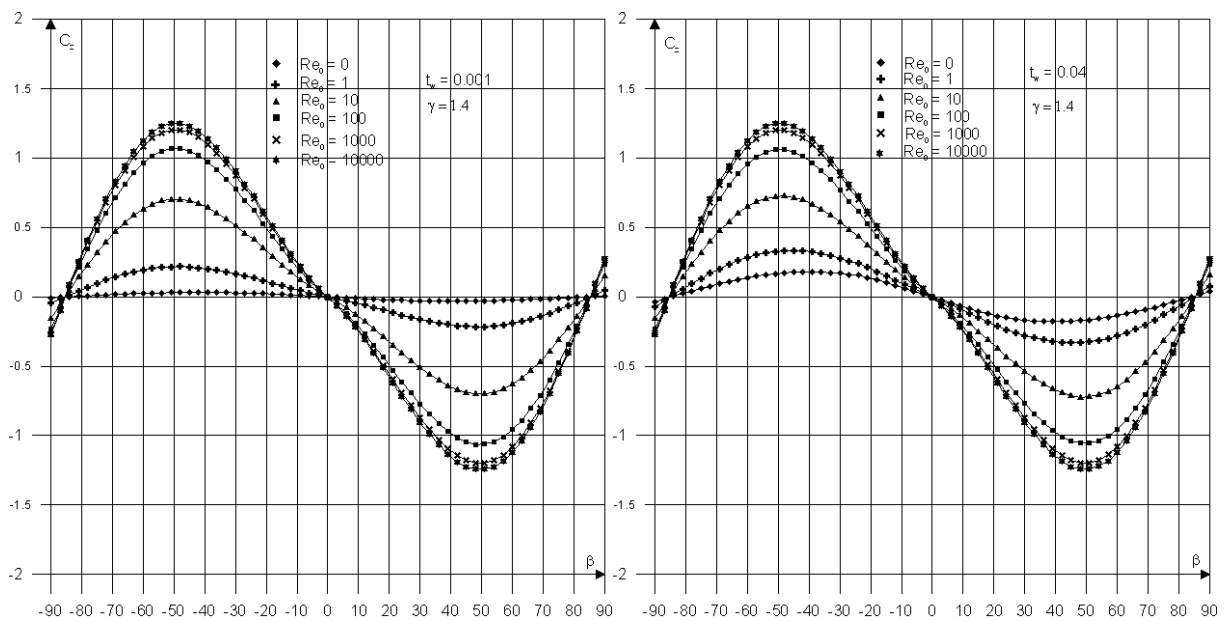


Рис. 11. Зависимости  $C_z(\beta)$  для ВКА «Клипер» при  $t_w = 0.001, 0.04$

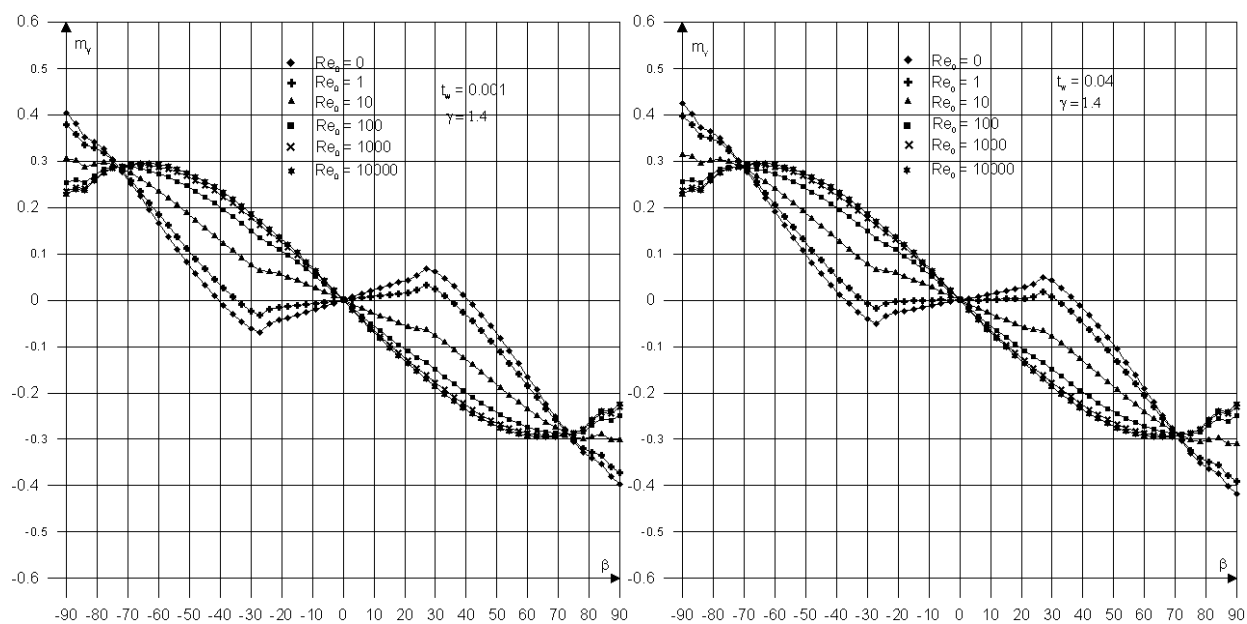


Рис. 12. Зависимости  $m_y(\beta)$  для ВКА «Клипер» при  $t_w = 0.001, 0.04$

## Заключение

Проведен анализ различных подходов к расчету аэродинамических характеристик перспективного гиперзвукового летательного аппарата в высокоскоростном потоке разреженного газа: рассмотрены метод Монте-Карло и метод, основанный на гипотезе локальности с привлечением полуэмпирических теорий. Представлены результаты расчета методом Монте-Карло аэродинамических характеристик варианта компоновки ВКА «Клипер» на режиме свободномолекулярного обтекания при различных значениях температурного фактора. Представлены результаты расчета локальным методом аэродинамических характеристик варианта компоновки ВКА «Клипер» в переходном режиме при различных значениях числа Рейнольдса  $Re_0$  и температурного фактора. Полученные данные могут быть использованы при проектировании ГЛА.

## Библиографический список

1. Шумилин А.А. Авиационно-космические системы США. — М.: Вече, 2005.
2. Багаев Г.И., Клеменков Г.П., Харитонов А.М. Проблемы экспериментального изучения сверхзвуковых течений // Сборник работ, посвященный 60-летию академика В.В. Струминского — М.: Наука, 1977.
3. Хейз У., Пробстин Р. Теория гиперзвуковых течений. — М.: ИЛ, 1962.

4. Баранцев Р.Г., Васильев Л.А. и др. Аэродинамический расчет в разреженном газе на основе гипотезы локальности // Аэродинамика разреженных газов: Сб. ст. / ЛГУ — Л., 1969. вып. 4.
5. Коган М.Н. Динамика разреженного газа. — М.: Наука, 1967.
6. Хлопков Ю.И. Статистическое моделирование в вычислительной аэродинамике. — М.: Азбука, 2006, — 158 с.
7. Белоцерковский О.М., Хлопков Ю.И. Методы Монте-Карло в механике жидкости и газа. — М.: Азбука, — 2008, — 330 с.
8. Галкин В.С., Ерофеев А.И., Толстых А.И. Приближенный метод расчета аэродинамических характеристик тел в гиперзвуковом потоке разреженного газа // Труды ЦАГИ. 1977. вып. 1833.

### **Сведения об авторах**

Зея Мьо Мьинт, аспирант Московского физико-технического института (государственного университета), тел.: +7 963 997 75 65, e-mail: [zayyarmyomyint@gmail.com](mailto:zayyarmyomyint@gmail.com)

Чжо Зин, студент Московского физико-технического института (государственного университета), тел.: +7 926 308 43 06, e-mail: [kyawzin.mipt@gmail.com](mailto:kyawzin.mipt@gmail.com)