

УДК 533.6.011.8

**КИНЕТИЧЕСКИЙ УДАРНЫЙ СЛОЙ В ПЛОСКОСТИ  
РАСТЕКАНИЯ АППАРАТА ТИПА НЕСУЩИЙ КОРПУС**© 2021 г. А. Л. Анкудинов<sup>1,\*</sup><sup>1</sup>ФГУП ЦАГИ, Жуковский, Россия

\*e-mail: ankudin2@yandex.ru

Поступила в редакцию 26.11.2020 г.

После доработки 09.07.2021 г.

Принята к публикации 26.07.2021 г.

Предложена эффективная вычислительная математическая интерпретация задачи о неравновесном течении многоатомного газа в кинетическом тонком вязком ударном слое вблизи затупленного тела в плоскости его симметрии. Указано на корреляцию течений в кинетическом и навье–стоксовском тонком вязком ударном слое на лобовой линии растекания, позволяющую построить решение кинетической задачи полностью на базе уравнений Навье–Стокса. С использованием предлагаемого подхода проведено численное исследование теплообмена на стенке на всей линии растекания модели аэрокосмического летательного аппарата типа несущий корпус. Результаты расчета сопоставлены с данными трубного эксперимента.

*Ключевые слова:* макрокинетический тонкий вязкий ударный слой, плоскость растекания, молекулярный газ, неравновесность, корреляция, численный расчет, сравнение с экспериментом

DOI: 10.31857/S0032823521050027

Одним из перспективных и эффективных средств исследования высокоскоростных течений разреженного газа в условиях, когда становится некорректным применение уравнений Навье–Стокса, является приближение гиперзвукового тонкого вязкого ударного слоя (ТВУС) вблизи нетонких тел, кинетические версии которого, построенные на основе макроскопических моментных уравнений кинетической теории газов, были сформулированы порядка 3-х десятилетий назад: в [1] – для многоатомного (молекулярного) однородного газа с внутренними степенями свободы с применением моментных уравнений общего вида (дальнейшее развитие концепции см. [3, 4]) и [2] – для одноатомного газа (поступательные степени свободы) на базе 13-моментных уравнений Грета кинетической теории газов (развитие в [5, 6]). Предлагаемый анализ, использующий приближение кинетического ТВУС, посвящен важному и малоизученному вопросу современной практической аэротермодинамики – теплообмену летательного объекта с высокоскоростным неравновесным потоком (суборбитальный полет, вход космического аппарата в атмосферу и др.).

Последнее десятилетие принесло целый ряд интересных и важных для практики результатов по тематике гиперзвуковой аэродинамики в переходных режимах течения [7–12].

Существенная часть этих результатов получена с использованием модели континуального вязкого ударного слоя, который зарекомендовал себя как эффективное и оперативное средство анализа подобного рода течений.

Рассматриваемый в предлагаемой статье подход относится к этой же категории средств исследования потоков, т.е. является континуальным вязким ударным слоем, отличающимся тем качеством, что он целиком выстроен на базе аппарата кинетической теории газов, аппарата наиболее адекватного классу рассматриваемых режимов; таким образом, данная модель может быть квалифицирована как кинетический вязкий ударный слой.

**1. Корреляция.** Уравнения кинетического ТВУС (кинетического тонкого вязкого ударного слоя около нетонких тел), представленные в широко используемых в уравнениях пограничного слоя криволинейных ортогональных координатах, связанных с обтекаемой поверхностью, имеют следующий вид в плоскости симметрии поля течения:

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial h_3 \rho u}{\partial x} + \frac{\partial h_1 h_3 \rho v}{\partial y} + h_1 \rho w_\phi = 0 \\
 & \frac{\rho u}{h_1} \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{1}{\text{Re}_0} \frac{\partial}{\partial y} p_{12} = 0 \\
 & p_{12} = -\frac{P_{22}}{p} \mu \frac{\partial u}{\partial y} \\
 & \frac{\partial P_{22}}{\partial y} - \frac{\rho u^2}{h_1} \frac{\partial h_1}{\partial y} = 0 \\
 & \frac{\rho u}{h_1} \frac{\partial w_\phi}{\partial x} + \rho v \frac{\partial w_\phi}{\partial y} + \frac{\rho w_\phi^2}{h_3} + \frac{\rho u w_\phi}{h_1 h_3} \frac{\partial h_3}{\partial x} - \frac{\rho u^2}{h_1 h_3} \frac{\partial^2 h_1}{\partial \phi^2} + \frac{1}{\text{Re}_0} \frac{\partial}{\partial y} p_{32\phi} = 0 \\
 & p_{32\phi} = -\frac{P_{22}}{p} \mu \frac{\partial w_\phi}{\partial y} \\
 & \rho u \frac{\partial H}{\partial x} + \rho v \frac{\partial H}{\partial y} + \frac{1}{\text{Re}_0} \frac{\partial}{\partial y} (q_2 + u p_{12}) = 0 \\
 & q_2 = -\frac{1}{\text{Pr}} \frac{P_{22}}{p} \mu \frac{\partial h}{\partial y} \\
 & p = 2\varepsilon \rho h, \quad \mu = \mu(h), \quad H = h + \frac{u^2}{2} \\
 & \frac{p}{P_{22}} = 1 + \frac{2}{3a} \left( \frac{1}{\text{Re}_0} \frac{\mu}{p} \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2
 \end{aligned} \tag{1.1}$$

Условия на внешней границе  $y_e$  (при  $y = y_e$ ) записываются как

$$\begin{aligned}
 & \rho v = \rho_\infty v_\infty \\
 & \rho_\infty v_\infty (u - u_\infty) + \frac{1}{\text{Re}_0} p_{12} = 0 \\
 & P_{22} = \rho_\infty v_\infty^2, \quad \rho_\infty v_\infty w_\phi + \frac{1}{\text{Re}_0} p_{32\phi} = 0 \\
 & \rho_\infty v_\infty (H - H_\infty) + \frac{1}{\text{Re}_0} (q_2 + u p_{12}) = 0,
 \end{aligned} \tag{1.2}$$

а условия на поверхности (т.е. при  $y = 0$ ) в виде

$$u = 0, \quad v = 0, \quad w_\phi = 0, \quad H = H_w \tag{1.3}$$

Внешняя граница ударного слоя  $y_e = y_e(x)$  (в терминах теории ТВУС величина  $y_e$  – отход скачка) является подлежащей определению изначально неизвестной величиной.

Обезразмеривание переменных задачи:

$$u = \frac{u^*}{U_\infty^*}, \quad v = \frac{v^*}{U_\infty^*}, \quad w = \frac{w^*}{U_\infty^*}, \quad H = \frac{H^*}{U_\infty^{*2}}, \quad p = \frac{p^*}{\rho_\infty^* U_\infty^{*2}}, \quad h = \frac{h^*}{U_\infty^{*2}}$$

$$T = \frac{T^*}{(U_\infty^{*2}/c_p^*)}, \quad x = \frac{x^*}{L^*}, \quad y = \frac{y^*}{L^*}, \quad \rho = \frac{\rho^*}{\rho_\infty^*}, \quad \mu = \frac{\mu^*}{\mu_0^*}$$

$$r = \frac{r^*}{L^*}, \quad P_{22} = \frac{P_{22}^*}{\rho_\infty^* U_\infty^{*2}}$$

Принятые обозначения:  $x, y, \phi$  – связанная с обтекаемой поверхностью классическая ортогональная криволинейная система координат трехмерного погранслоя, где  $(x, y)$  – расстояния от критической точки вдоль поверхности тела в плоскости его симметрии ( $x$ ) и по нормали от поверхности ( $y$ ) соответственно, а  $\phi$  – азимутальный угол;  $h_1, h_3$  – метрические коэффициенты для направлений  $x$  и  $\phi$  соответственно;  $u, v, w$  – компоненты скорости течения в продольном ( $x$ ), поперечном ( $y$ ) и азимутальном ( $\phi$ ) направлениях соответственно;  $w_\phi = \partial w / \partial \phi$ ;  $h, H$  – статическая и полная энтальпии соответственно;  $Re_0 = U_\infty^* L^* \rho_\infty^* / \mu_0^*$  – число Рейнольдса;  $Pr = \mu^* c_p^* / \lambda^*$  – число Прандтля;  $L^*$  – характерный линейный размер; под геометрической критической точкой поверхности понимается точка касания лобовой поверхности аппарата плоскостью, нормаль к которой параллельна вектору набегающего невозмущенного потока.

Индексы характеризуют: “ $e$ ” – внешнюю границу ТВУС, “ $w$ ” – стенку, “ $\infty$ ” – набегающий невозмущенный поток. Индекс в виде звездочки \* относится к размерным величинам.

$p$  – давление;  $\rho$  – плотность;  $T$  – температура;  $T_0^*$  – температура торможения;  $\gamma$  – отношение удельных теплоемкостей, т. е.  $\gamma = c_p^* / c_v^*$ , где  $c_p^*$  и  $c_v^*$  – удельные теплоемкости газа при постоянном давлении и при постоянном объеме соответственно;  $\varepsilon = (\gamma - 1) / 2\gamma$ ;

$\mu^*$  – коэффициента вязкости;  $\mu_0^*$  – значение коэффициента вязкости  $\mu^*$  при температуре торможения  $T_0^*$ ;  $\lambda^*$  – коэффициент теплопроводности;

$a$  – отношение времен релаксации при упругих и неупругих столкновениях молекул газа, где  $a = a(T)$ ;

$P_{22} = p + p_{22}$ , где  $p_{22} \rho_\infty^* U_\infty^{*2}$  – компонента девиаторной части тензора напряжений  $p_{ij} \rho_\infty^* U_\infty^{*2}$  ( $i, j, k = 1, 2, 3$ ) при индексах 1, 2 и 3, ассоциируемых с направлениями  $x, y$  и  $\phi$  соответственно;  $p_{32\phi} = \partial p_{32} / \partial \phi$ ;

$q_i \rho_\infty^* U_\infty^{*3}$  – вектор теплового потока, т. е.  $q_2$  – нормальная составляющая вектора теплового потока.

Соотношениями (1.1)–(1.3) представлена (адаптированная к плоскости растекания) разработанная в [1] модель макрокинетического ТВУС, сформулированная на базе уравнений моментов кинетической теории газов (тонкослойная версия общего вида моментных уравнений кинетической теории газов, упрощенных в рамках концепции ТВУС) для многоатомного однородного газа и условий быстрого обмена энергией между поступательными и внутренними степенями свободы его молекул; режи-

мы течения, при которых влияние процессов диссоциации и электронного возбуждения несущественно.

Данная кинетическая модель позволяет корректно описывать гиперзвуковое обтекание тел в условиях сильного нарушения равновесия по внутренним и поступательным степеням свободы частиц газа (см. [1, 3, 4]).

Аналогичная кинетическому ТВУС задача классического навье-стоксовского ТВУС, привлекаемая для последующего анализа, может быть представлена в таком же формате, как и кинетический ТВУС, т.е. в виде (1.1)–(1.3), лишь последнее уравнение системы (1.1) в данном случае (ТВУС в модели Навье–Стокса) должно быть заменено на уравнение такого рода, как  $p/P_{22} = 1$ .

Сопоставление обсуждаемых здесь двух задач ТВУС свидетельствует о том, что кинетический вариант ТВУС, представленный соотношениями (1.1)–(1.3), гораздо сложнее для прямых вычислений, чем задача ТВУС для модели Навье–Стокса: дополнительная неизвестная функция, более высокий уровень нелинейности, усложненный нелинейный коэффициент перед старшей производной в главных уравнениях системы и краевых условиях.

Удобными для исследования кинетического ТВУС в плоскости растекания являются связанные с полем течения независимые переменные  $(\xi, \zeta)$ , которые описываются следующего вида соотношениями:

$$\xi = x; \quad \frac{\partial r^2 \zeta^2}{\partial x} = -2h_1 h_3 \rho v, \quad \zeta(x, 0) = 0 \quad (1.4)$$

Переменные  $(\xi, \zeta)$ , вводимые предлагаемой математической моделью для анализа течения в ТВУС, обладают такого рода свойствами:

- новые переменные выявляют корреляцию решений кинетической и навье-стоксовской задач ТВУС;
- новые переменные с точностью главного приближения асимптотической теории тонкого вязкого ударного слоя интерпретируют задачу ТВУС, являющуюся проблемой с неизвестной границей, как краевую задачу в фиксированной области.

Математическая модель ТВУС, основанная на предлагаемых переменных, открывает возможность прежде всего использовать корреляцию течений в кинетическом и навье-стоксовском ТВУС, имеющую вид

$$(q_2)_k = (q_2)_n, \quad (T)_k = (T)_n, \quad (H)_k = (H)_n \quad (1.5)$$

для конструирования решения задачи кинетического ТВУС.

Здесь и далее индексы  $k$  и  $n$  относятся к кинетическому и навье-стоксовскому ТВУС соответственно.

Данная корреляция имеет место для ТВУС, трактуемого в переменных вида  $(\xi, \zeta)$ , и может быть использована для выстраивания решения задачи кинетического ТВУС через посредство решения более простой задачи ТВУС в рамках модели Навье–Стокса. Корреляция показана в (1.5) применительно к тепловой составляющей решения, представляющей основной интерес в заявленном изучении теплообмена на линии растекания. Прочие функции, описывающие течение в ТВУС, связываются в обеих задачах (кинетического и навье-стоксовского ТВУС) в целом аналогичным образом, кроме величин давления и плотности, связь между которыми  $((p)_k \leftarrow (p)_n)$ ,  $(\rho)_k \leftarrow (\rho)_n$  имеет более сложный вид, зависящий от переменных  $(\xi, \zeta)$ . Для величины же  $(P_{22})_k$ , которая отсутствует как таковая в постановке задачи навье-стоксовского ТВУС, соотношение ее с решением для ТВУС в рамках модели Навье–Стокса выглядит как  $(P_{22})_k = (p)_n$ .

В соответствии с указанной корреляцией решение для кинетического ТВУС в полном объеме формируется исключительно только на основе решения ТВУС в рамках

модели Навье–Стокса. Сопутствующие кинетической задаче соотношения (1.4) после несложных процедур их обращения устанавливают соответствие новых переменных  $(\xi, \zeta)$  физическим  $(x, y)$ , т.е. привязывают сконструированное в переменных  $(\xi, \zeta)$  решение кинетического ТВУС к физической плоскости.

Математическая модель ТВУС, основанная на предлагаемых переменных, открывает возможность заменить исходную специфическую усложненную задачу с неизвестной границей краевой задачей классического типа в фиксированной области независимых переменных.

Областью определения решения задач ТВУС в переменных  $(\xi, \zeta)$  является полуплоскость вида  $\xi \geq 0, 0 \leq \zeta \leq 1$ .

В передней критической точке обтекаемого затупленного тела (где область определения решения в переменных  $(\xi, \zeta)$  является отрезок  $\xi = 0, 0 \leq \zeta \leq 1$ ).

Проблема ТВУС вырождается в краевую задачу для системы обыкновенных уравнений, результат решения которой является начальным условием для численного интегрирования уравнений ТВУС при  $\xi > 0$ .

Из соотношений (1.5) следует, что для представляющей интерес величины теплового потока к стенке  $(q_2)_w$  имеет место следующий результат:

$$(q_{2w})_k = (q_{2w})_n, \quad \text{где} \quad q_{2w} = (q_2)_w, \quad (1.6)$$

т.е. получаем равенство величин теплового потока на стенке для задач кинетического и навье–стоксовского ТВУС и, стало быть, задача теплообмена на стенке в кинетическом ТВУС может быть решена хорошо разработанными вычислительными средствами теории классического ТВУС построенного в рамках модели Навье–Стокса, имеющего (в сопоставлении с кинетическим ТВУС) существенно меньшую математическую сложность. Таким образом, при использовании предлагаемой математической модели анализ усложненного для исследования кинетического ТВУС подменяется решением уже освоенного ТВУС в рамках модели Навье–Стокса.

Подобный результат (1.6) отмечался в разных версиях кинетического ТВУС: в [2] для одноатомного газа (поступательная неравновесность), а в [14] для многоатомного газа (неравновесность по внутренним и поступательным степеням свободы) и для случая двумерной задачи. Здесь этот результат сформулирован для пространственной квазидвумерной задачи кинетического ТВУС и течения молекулярного газа.

Вышеизложенное позволяет констатировать: для того чтобы на основе решения ТВУС в рамках модели Навье–Стокса построить решение кинетического ТВУС в полном объеме (определить все неизвестные кинетического ТВУС во всем поле течения), необходимо знать решение ТВУС в рамках модели Навье–Стокса, сформулированное в специального вида переменных, а именно таких, в которых реализуется описанная выше корреляция, присущая предлагаемой математической модели. Для того чтобы для кинетического ТВУС получить только тепловой поток на стенке (как, впрочем, и трение на стенке), можно решать задачу ТВУС в рамках модели Навье–Стокса, вообще говоря, любым способом (т.е. с использованием произвольного вида переменных), поскольку результат (1.6) не зависит от способа его получения (от способа решения задачи).

Расчеты ТВУС, результаты которых представляются ниже (см. в п. 2), производились с помощью предлагаемой вычислительной модели, т.е. вводимые этой моделью новые переменные квазидвумерной задачи ТВУС в плоскости растекания позволяли выстроить решение кинетического ТВУС в полном объеме. При численном решении задачи ТВУС использовался конечно-разностный метод повышенной точности [13].

**2. Численный расчет.** С применением вышеизложенной математической интерпретации проблемы течения в кинетическом ТВУС была проведена серия расчетов, посвященных численному исследованию теплообмена вблизи наветренной поверхности

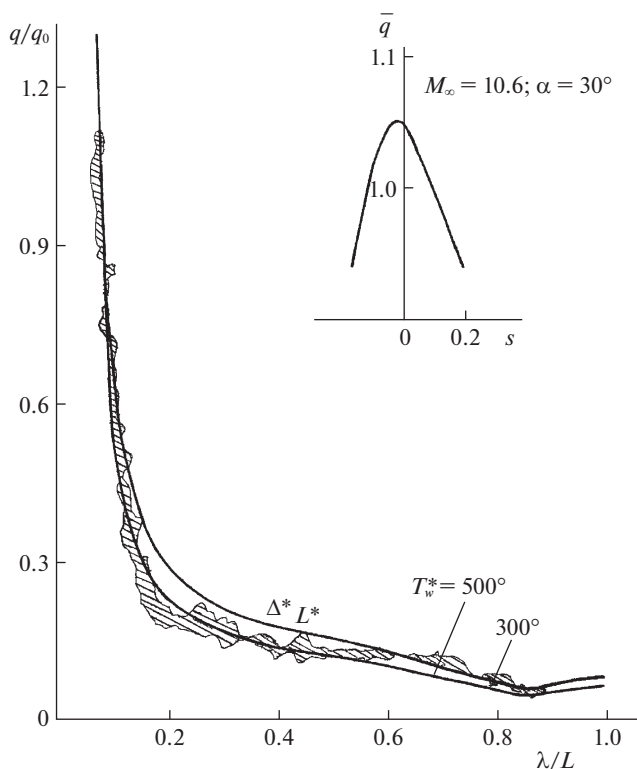


Рис. 1.

корпуса модели аэрокосмического аппарата в плоскости симметрии поля течения около нее для условий трубного эксперимента, имитирующих режим входа в атмосферу.

Тепловые результаты, а именно распределения величины удельного теплового потока к стенке вдоль поверхности в плоскости симметрии испытуемой модели, для одного из вариантов этих численных расчетов в сопоставлении с опытными данными (см. рис. 1) приводятся на рис. 1 и 2.

Расчет, результаты которого там представлены, проводился при следующих числе Маха  $M_\infty$ , температуре торможения  $T_0^*$  и числе Рейнольдса

$$\text{Re}_{\infty,L} = \frac{U_\infty^* L^* \rho_\infty^*}{\mu_\infty^*}, \quad M_\infty = 10.6, \quad T_0^* = 1120^\circ\text{K}, \quad \text{Re}_{\infty,L} = 1.4 \times 10^6$$

Рассматривались углы атаки  $\alpha = 30^\circ$  и  $\alpha = 40^\circ$ .

Приведенный выше набор параметров обтекания соответствует одному из возможных вариантов режима спуска воздушно-космического аппарата в атмосфере земли.

В расчетах предполагалось: величина  $\gamma = 1.4$ ; число Прандтля  $\text{Pr} = 0.7$ ; зависимость коэффициента вязкости  $\mu^*$  от температуры  $T^*$  линейная, т.е.  $\mu^* \sim T^*$ . Имеющийся в конструкции летательного аппарата отклоняемый хвостовой щиток считался неотклоненным (началу щитка на нижней части поверхности модели соответствует коор-

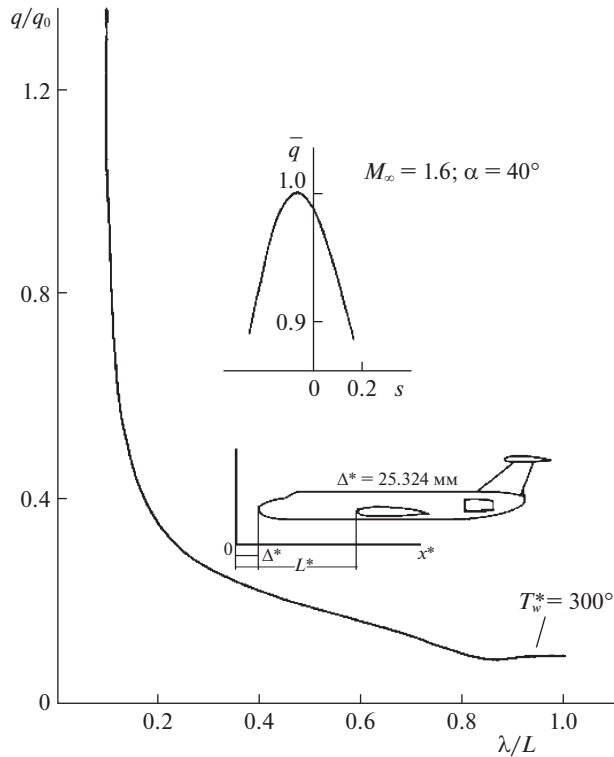


Рис. 2.

дината  $x^*/L^* \approx 0.9$  или  $s \approx 33$ ). Расчеты выполнялись при постоянной температуре стенки  $T_w^*$ .

В итоге проведенных численных расчетов были получены распределения целого ряда аэротермодинамических характеристик течения в ТВУС вдоль линии растекания на наветренной поверхности модели ЛА ( $q$ ,  $\tau$ ,  $p_w$ ,  $y_e$ ).

Из этих характеристик для демонстрационного представления на рисунках выбрана одна из наиболее интересных и значимых величин отнесенного теплового потока к стенке  $q/q_0$  (как результат, который можно сравнить с имеющимися опытными данными).

В разд. 2, используются обозначения:

$\bar{q} = q\sqrt{Re}$ ,  $\bar{\tau} = \tau\sqrt{Re}$ ,  $Re = U_\infty^* R_0^* \rho_\infty^* / \mu_0^*$ ;  $p_w = p_w^* / \rho_\infty^* U_\infty^{*2}$ ,  $p_w^*$  – давление на поверхности;

$y_e = y_e^* / R_0^*$ ,  $y_e^*$  – отход скачка;  $q = q^* / \rho_\infty^* U_\infty^{*3}$ ,  $q^*$  – удельный тепловой поток к поверхности;  $\tau = \tau^* / \rho_\infty^* U_\infty^{*2}$ ,  $\tau^*$  – напряжение трения на поверхности;  $R_0^*$  – радиус кривизны носка модели ( $R_0^* \approx 5.2$  мм);

$x = x^* / R_0^*$ ,  $x^*$  – продольная координата, условно показанная на рисунке 2 (следует отличать переменную  $x$ , введенную в разд. 2 для представления результатов, от переменной  $x$ , использованной в разд. 1 при описании уравнений задачи ТВУС);

$s = s^*/R_0^*$ ,  $s^*$  – длина дуги линии растекания, отсчитываемая от передней критической точки модели;  $L = L^*/R_0^*$ ,  $L^*$  – характерный линейный размер ( $L^* = 310$  мм);  $q_0 = q_0^*/\rho_\infty^* U_\infty^{*3}$ ,  $q_0^*$  – значение величины теплового потока в критической точке сферы радиуса, равного 20 мм, при прочих параметрах и условиях обтекания таких же, как параметры и условия, принятые для основных расчетов;  $\mu_0^*$  – значение коэффициента вязкости  $\mu^*$  при температуре торможения  $T_0^*$ ;  $U_\infty^*$ ,  $\rho_\infty^*$  – скорость и плотность в набегающем невозмущенном потоке соответственно; величины со звездочками в качестве верхнего индекса считаются размерными, безразмерные линейные (связанные с длиной) величины отнесены к  $R_0^*$ ; индексы  $\infty$  и  $w$  относятся соответственно к величинам в набегающем невозмущенном потоке и к величинам на стенке.

Пояснения к рисункам:

переменная  $x$  служит для показа отнесенного теплового потока к стенке вдоль всей линии растекания, переменная  $s$  – для малой окрестности носка модели;

на обоих рисунках фрагмент результата, относящийся к носку, вынесен вверх-право от основной протяженной кривой;

на рис. 1 штриховкой обозначена область экспериментальных значений.

Расчеты в целом хорошо согласуются с результатами, полученными при тепловых испытаниях в аэродинамической трубе.

Сопоставление расчетных и опытных тепловых данных, представленных на рис. 1, позволяет отследить: заштрихованная область экспериментальных значений более близка к расчетной кривой с параметром  $T_w^* = 500^\circ$  в начальной области расчета и более близка к расчетной кривой с  $T_w^* = 300^\circ$  в конечной, что является очевидным следствием более горячей стенки в головной части модели, чем в хвостовой; последнее обстоятельство отмечается и в измерениях, которые дают температуру стенки в голове порядка  $500\text{--}600^\circ$ , а в хвосте порядка  $300^\circ$ .

Прослеживаются две главные особенности распределения (вдоль линии растекания) величины теплового потока к поверхности. Эти особенности характерны для всех вариантов расчета и хорошо видны на приведенных рисунках.

Это, во-первых, смещение положения максимума теплового потока с геометрической критической точки в сторону носка модели (т.е. вдоль линии растекания на подветренную сторону поверхности) и, во-вторых, наличие локального минимума теплового потока в хвостовой части поверхности.

Можно отметить, что, согласно численному решению, максимум отнесенного теплового потока  $q/q_0$  (и соответственно величины  $\bar{q}$ ), как говорилось выше, имеет место не в геометрической критической точке (которая в приближении тонкого вязкого ударного слоя совпадает с передней точкой торможения), а несколько смещается от нее вдоль линии растекания в сторону носка модели (количественно для угла атаки  $\alpha = 30^\circ$  это смещение положения максимума  $\bar{q}$  составляет  $\sim R_0^*/3$ , а превышение максимального  $\bar{q}$  над уровнем теплового потока в геометрической критической точке не превосходит 1% по отношению к этому уровню; для угла атаки  $\alpha = 40^\circ$  эти же величины, т.е. вышеупомянутые смещение и превышение, составляют соответственно  $0.5R_0^* - 0.7R_0^*$  и  $0.7\% - 1.4\%$ ); данный эффект, вследствие относительной его малости и ввиду известных трудностей для адекватных тепловых измерений в ближней окрестности критической точки, не может быть отслежен в эксперименте на модели (т.е. не улавливается в опытах с малоразмерной моделью).

И далее, полученная в расчете кривая распределения вдоль поверхности величины  $q/q_0$  (и соответственно  $\bar{q}$ ) имеет локальный минимум на участке линии растекания, относящемся к хвостовой части модели, в области непосредственно перед (неоткло-



ненным) хвостовым щитком: это явно выраженное местное снижение (в виде выемки) демонстрационной кривой распределения величины теплового потока на стенке; аналогичную тенденцию можно отследить на рисунке и в поведении экспериментальных данных.

В завершение — два сопутствующие рассматриваемой теме замечания, которые могут представлять практический интерес вычислительного плана и которые относятся к приближенной интерпретации как расчетных данных по теплообмену на линии растекания, так и собственно геометрии содержащего эту линию наветренного участка поверхности модели (в малой азимутальной окрестности ее плоскости симметрии).

Во-первых, представление результатов расчета в приведенной форме  $\bar{q} = q\sqrt{\text{Re}}$  существенно сближает полученные для разных режимов данные по теплообмену на поверхности на всем протяжении линии растекания.

Во-вторых, при численном исследовании тонкого вязкого ударного слоя на линии растекания летательного аппарата (ЛА) в прикидочном (оценочном) варианте для значительной части области расчета его поверхность (вне явно выраженного головного ее фрагмента) может быть загрубленно представлена плоскостью с соответствующим углом атаки к набегающему невозмущенному потоку, головная же часть ЛА может быть интерпретирована участком поверхности, например, эллиптического гипербоида (речь идет, безусловно, об имитации поверхности в малой азимутальной окрестности линии растекания и о форме ЛА типа несущий корпус, имеющего специфические плоскостные обводы в донной области).

Представленные на рисунке экспериментальные данные получены на основе измерений в гиперзвуковой аэродинамической трубе (АДТ-117) ЦАГИ, проведенных силами теплового отдела 8-го отделения с применением методологии термоиндикаторных покрытий [15].

**Заключение.** Приводятся результаты численного решения задачи кинетического тонкого вязкого ударного слоя (ТВУС) около наветренной поверхности модели воздушно-космического летательного аппарата (ЛА) типа несущий корпус в плоскости его симметрии в сопоставлении с данными теплового эксперимента в аэродинамической трубе.

Отмечаются характерные особенности распределения теплового потока к поверхности модели ЛА на лобовой линии растекания.

Указано на существование подобия решения рассмотренной задачи о неравновесном течении многоатомного газа в кинетическом ТВУС около поверхности ЛА в плоскости растекания с решением аналогичной задачи для ТВУС в рамках модели Навье—Стокса; подобие, имеющее место в предлагаемых переменных специального вида, дает возможность во всей полноте выстроить решение кинетической задачи ТВУС на базе решения для ТВУС в рамках модели Навье—Стокса.

Показано, что средства вычислительного исследования течения в кинетическом ТВУС (математическая интерпретация течения и численный метод), примененные в представленном анализе, адекватны изучаемой проблеме и позволяют получать достоверный, важный для практики результат.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект 20-08-00790А).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кузнецов М.М., Никольский В.С. Кинетический анализ гиперзвуковых вязких течений многоатомного газа в тонком трехмерном ударном слое // Уч. зап. ЦАГИ. 1985. Т. 16. № 3. С. 38—49.
2. Cheng H.K., Wong E.Y., Dogra V.K. A shock-layer theory based on thirteen-moment equations and DSMC calculations of rarefied hypersonic flows // AIAA Paper. 1991. 91-0783.

3. *Никольский В.С.* Кинетическая модель гиперзвуковых течений газа // Матем. модел. 1996. Т. 8. № 12. С. 29–46.
4. *Кузнецов М.М., Липатов И.И., Никольский В.С.* Реология течения разреженного газа в гиперзвуковом ударном и пограничном слоях // Изв. РАН. МЖГ. 2007. № 5. С. 189–196.
5. *Cheng H.K.* The viscous shock layer problem revisited // Int. Conf. Res. in Hypersonic Flows and Hypersonic Technol. Sept. 19–21, 1994, Zhukovsky.
6. *Cheng H.K., Emanuel G.* Perspective on hypersonic nonequilibrium flow // AIAA J. 1995. V. 33. № 3. P. 385–400.
7. *Брыкина И.Г.* Асимптотические решения уравнений тонкого вязкого ударного слоя в окрестности плоскости симметрии затупленных тел, обтекаемых гиперзвуковым потоком разреженного газа // Изв. РАН. МЖГ. 2011. № 3. С. 120–131.
8. *Брыкина И.Г., Рогов Б.В., Турский Г.А., Утюжников С.В.* Влияние кривизны поверхности на граничные условия в модели вязкого ударного слоя при гиперзвуковом обтекании разреженным газом // ПММ. 2012. Т. 76. Вып. 6. С. 938–953.
9. *Брыкина И.Г., Рогов Б.В., Турский Г.А., Титарев В.А., Утюжников С.В.* Сравнительный анализ подходов к исследованию гиперзвукового обтекания затупленных тел в переходном режиме // ПММ. 2013. Т. 77. Вып. 1. С. 15–26.
10. *Брыкина И.Г.* Асимптотическое исследование теплопередачи и трения в трехмерных гиперзвуковых течениях разреженного газа // ПММ. 2016. Т. 80. № 3. С. 344–365.
11. *Noori S., Ghasemloo S., Mani M.* Viscous shock layer around slender bodies with nonequilibrium air chemistry // Iranian J. Sci.&Technol. Trans. Mech. Engng. Shiraz Univ. 2017. V. 41. P. 251–264.
12. *Брыкина И.Г.* Приближенные аналитические решения для тепловых потоков при трехмерном гиперзвуковом обтекании затупленных тел // Изв. РАН. МЖГ. 2017. № 4. С. 125–139.
13. *Анкудинов А.Л.* Об одной разностной схеме расчета вязкого ударного слоя // Тр. ЦАГИ. 1981. Вып. 2107. С. 154–160.
14. *Анкудинов А.Л.* Тонкий вязкий ударный слой с учетом эффектов разреженности газа // Уч. зап. ЦАГИ. 2007. Т. 38. № 3–4. С. 88–93.
15. *Бражко В.Н., Ковалева Н.А., Майкапар Г.И.* О методе измерения теплового потока с помощью термоиндикаторных покрытий // Уч. зап. ЦАГИ. 1989. Т. 20. № 1. С. 1–12.

### Kinetic Shock Layer in the Spreading Plane of a Lifting Body Apparatus

A. L. Ankudinov<sup>a,#</sup>

<sup>a</sup>*Zhukovskii Central Institute of Aerohydrodynamics, Zhukovskii, Russia*

<sup>#</sup>*e-mail: ankudin2@yandex.ru*

An effective computational mathematical interpretation of the problem of the nonequilibrium flow of a polyatomic gas in a kinetic thin viscous shock layer near a blunt body in the plane of its symmetry is proposed. The correlation of flows in the kinetic and Navier–Stokes thin viscous shock layer on the frontal spreading line is indicated, which makes it possible to construct the solution of the kinetic problem entirely on the basis of the Navier–Stokes equations. Using the proposed approach, a numerical study of heat transfer on the wall along the entire spreading line of a model of an aerospace aircraft of the type carrying body was carried out. The calculation results are compared with the experimental data in a wind tunnel.

*Keywords:* macrokinetic thin viscous shock layer, spreading plane, molecular gas, nonequilibrium, correlation, numerical calculation, comparison with experiment

### REFERENCES

1. *Kuznetsov M.M., Nikolsky V.S.* Kinetic analysis of hypersonic viscous flows of a polyatomic gas in a thin three-dimensional shock layer // TsAGI Sci. J., 1985, vol. 16, no. 3, pp. 38–49. (in Russian)

2. *Cheng H.K., Wong E.Y., Dogra V.K.* A shock-layer theory based on thirteen-moment equations and DSMC calculations of rarefied hypersonic flows // AIAA Paper, 1991, 91-0783.
3. *Nikol'sky V.S.* Kinetic model of hypersonic rarefied gas flows // *Matem. Mod.*, 1996, vol. 8, no. 12, pp. 29–46. (in Russian)
4. *Kuznetsov M.M., Lipatov I.I., Nikolskii V.S.* Rheology of rarefied gas flow in hypersonic shock and boundary layers // *Fluid Dyn.*, 2007, no. 5, pp. 851–857.
5. *Cheng H.K.* The viscous shock layer problem revisited // *Int. Conf. Res. in Hypersonic Flows and Hypersonic Technol.* Sept. 19–21, 1994, Zhukovsky.
6. *Cheng H.K., Emanuel G.* Perspective on hypersonic nonequilibrium flow // *AIAA J.*, 1995, vol. 33, no. 3, pp. 385–400.
7. *Brykina I.G.* Asymptotic solutions of the thin viscous shock layer equations near the symmetry plane of blunt bodies in hypersonic rarefied gas flow // *Fluid Dyn.*, 2011, vol. 3, pp. 444–455.
8. *Brykina I.G., Rogov B.V., Tirskiy G.A., Utyuzhnikov S.V.* The effect of surface curvature on the boundary conditions in the viscous shock layer model for hypersonic rarefied gas flow // *JAMM*, 2012, vol. 76, iss. 6, pp. 677–687.
9. *Brykina I.G., Rogov B.V., Tirskiy G.A., Titarev V.A., Utyuzhnikov S.V.* A comparative analysis of approaches for investigating hypersonic flow over blunt bodies in a transitional regime // *JAMM*, 2013, vol. 77, iss. 1, pp. 9–16.
10. *Brykina I.G.* Asymptotic investigation of heat transfer and skin friction in three-dimensional hypersonic rarefied gas flows // *JAMM*, 2016, vol. 80, iss. 3, pp. 244–256.
11. *Noori S., Ghasemloo S., Mani M.* Viscous shock layer around slender bodies with nonequilibrium air chemistry // *Iranian J. Sci.&Technol. Trans. Mech. Engng. Shiraz Univ.* 2017. vol. 41. pp. 251–264.
12. *Brykina I.G.* Approximate analytical solutions for heat fluxes in three-dimensional hypersonic flow over blunt bodies // *Fluid Dyn.*, 2017, no. 4, pp. 572–586.
13. *Ankudinov A.L.* On one difference scheme for calculating a viscous shock layer // *Proc. TsAGI*, 1981, iss. 2017, pp. 154–160. (in Russian)
14. *Ankudinov A.L.* Thin viscous shock layer taking into account the effects of rarefaction of the gas // *TsAGI Sci. J.*, 2007, vol. 38, no. 3–4, pp. 88–93. (in Russian)
15. *Brazhko V.N., Kovaleva N.A., Maykapar G.I.* On the method of measuring heat flux using thermal indicator coatings // *TsAGI Sci. J.*, 1989, vol. 20, no. 1, pp. 1–12. (in Russian)