

УДК 533.6.011.55

ДВИЖЕНИЕ ТЕЛ В ИСКУССТВЕННЫХ ТЕПЛОВЫХ КАНАЛАХ

В. М. Кузнецов, А. Н. Кучеров, Н. К. Макашев,
А. Н. Минайлос, С. В. Чернов

Центральный аэрогидродинамический институт им. Н. Е. Жуковского, 140160 Жуковский

Исследована возможность уменьшения потерь кинетической энергии небольших тел, летящих с большой скоростью в атмосфере, путем создания вдоль траектории полета теплового канала за счет подвода электромагнитной энергии от внешних источников. Получены оценки количества энергии, необходимого для существенного изменения параметров внешней среды, и выражение для распределения возмущений температуры и плотности в тепловом следе системы скрещенных лазерных гауссовых пучков, образующих область тепловыделения с интенсивностью, на порядок превышающей интенсивность индивидуального пучка. Решена пространственная задача о движении длинного тела вращения по тепловому каналу. Показана эффективность предлагаемого способа уменьшения потерь кинетической энергии вдоль траектории.

1. Задача оптимизации параметров движения тел в атмосфере с целью достижения заданной области пространства в расчетный момент времени с минимально возможными потерями кинетической энергии представляет интерес со времени появления метательных машин Архимеда. Традиционный подход к ее решению состоял в поисках тел с малым сопротивлением, достаточно устойчивых и инерционных, и совершенствовании средств метания. Стремление достичь наибольшей начальной скорости лимитируется различными факторами, в том числе прочностью современных материалов.

Существует другой способ улучшения параметров движения — изменение характеристик окружающей среды вдоль трассы полета путем подвода энергии извне к тем ее участкам, по которым движется тело. Имеется большое количество работ (см., например, [1–7]), в которых исследуется влияние энерговыделения на аэродинамические и моментные характеристики обтекаемых потоком тел. При этом источник энерговыделения может находиться как перед ударной волной, так и за ней, либо дополнительный энергоподвод осуществляется вдоль определенного участка поверхности тела. Хотя в этих исследованиях получено много интересных результатов, в том числе значения аэродинамических коэффициентов (см., например, [5]), внешнее энергетическое воздействие полностью не проанализировано, поскольку это требует решения сложных пространственных задач по определению аэродинамических и моментных характеристик тела с учетом энергоподвода и движения его в возмущенной таким образом атмосфере.

2. В настоящей работе исследуется эффект подвода энергии в область, расположенную перед ударной волной, с помощью устройств, размещенных в непосредственной близости от начальной точки траектории полета тела.

По аналогии со способом теплоподвода, предложенным в [6], рассмотрим систему N излучателей радиуса r_0 , расположенных по кольцу радиуса R (либо внутри этого кольца) в плоскости старта тела $X = 0$, где $X(t)$ — текущая длина пути, $X_{\max} = X(t_{\max}) = L$ — полный путь тела в атмосфере. Обычно рассматривают куполообразные распределения интенсивности излучения, например по гауссову закону. Кольцевые распределения с провалом интенсивности на оси пучка в сверхзвуковом и гиперзвуковом потоках на некотором расстоянии Z по ходу пучка переходят в куполообразные [8, 9] в окрестности пика интенсивности. Это происходит в коллимированных и сфокусированных пучках при наличии

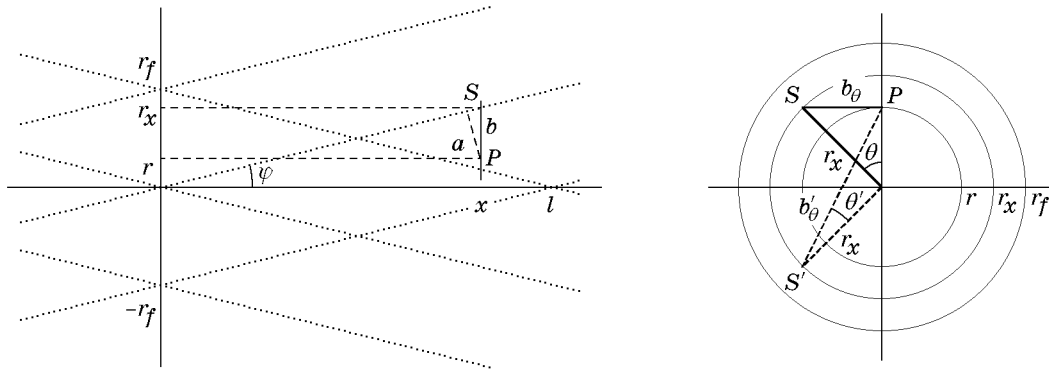


Рис. 1. Схема интегрирования тепловых источников

и в отсутствие теплового самовоздействия. Кроме того, в случае однородного начального распределения интенсивности сфокусированного пучка в фокальной плоскости получим куполообразное распределение в главном максимуме в форме функции Бесселя первого порядка поперечной к пучку координаты $J_1(r)$ [10].

Пусть радиус индивидуального пучка в фокусе есть r_f , а распределение интенсивности гауссово: $I(r)/I_i = \exp(-r/r_f)^2$, где $I_i = W \exp(-\alpha Z)/(N\pi r_f^2) = I_*/N$ — характерная интенсивность индивидуального пучка; W — полная начальная мощность системы пучков; $Z = \sqrt{X^2 + R^2}$ — длина трассы пучка от плоскости старта до фокуса; $I_* = W \exp(-\alpha Z)/(\pi r_f^2) = N I_i$ — характерная интенсивность системы пучков; α — коэффициент поглощения излучения воздухом. При длине волны излучения, равной 10,6 мкм (CO_2 -лазер), на уровне моря в нормальных атмосферных условиях коэффициент поглощения равен $\alpha = 3 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-1}$ и убывает с ростом высоты и уменьшением плотности воздуха. На единицу углового размера дуги окружности, по которой расположены пучки, приходится $n = N/(2\pi)$ пучков в начальном и всех последующих сечениях. Систему лазерных пучков следует включать через некоторый интервал времени t после старта тела, такой что $X(t) \gg R$, так как на более коротких расстояниях энергоподвод малоэффективен. Угол φ между траекторией полета тела и трассой индивидуального пучка мал на протяжении всего полета тела и составляет $\varphi \approx \sin \varphi \approx \text{tg } \varphi \approx R/X \ll 1$. Область тепловыделения имеет форму тонкого веретена, сильно вытянутого вдоль траектории полета и расположенного перед телом. В плоскости X - Z область теплоподвода представляет собой ромб с диагоналями, равными $2r_f$ и $2l$, где $l \approx r_f X/R \gg r_f$. Введем движущуюся вместе с телом со скоростью $V(t)$ систему координат x, r такую, что $x \sim l \ll X$, $r \sim r_f \ll r_0 \ll R$, с начальной точкой в центре области тепловыделения, ось x направлена в сторону тела.

Задача об обтекании плоского (двумерного) теплового источника рассматривалась ранее в случае непрерывного [11] и импульсно-периодического [12] режимов излучения. Задача об обтекании веретенообразного теплового источника решена в [6] для непрерывного режима излучения и однородного распределения интенсивности по сечению индивидуального пучка. Здесь рассматриваются пучки с интенсивностью, распределенной по гауссову закону. Обезразмеренная интенсивность тепловыделения $q(r) = \alpha I(x, r)/(\alpha I_i N) = I(x, r)/I_*$ в точке $P(x, r)$ (где $I(x, r)$ — интенсивность излучения системы пучков) есть интеграл от вклада $nd\theta$ индивидуальных пучков, расположенных на элементе дуги $d\theta$, в точке $S(x, r_x)$, взятый по всей окружности радиуса $r_x \approx x\varphi \approx x r_f/l = xR/X$ (рис. 1):

$$q(x, r) = \frac{I}{I_*} = \int_0^{2\pi} \exp\left(-\left(\frac{b_\theta}{r_f}\right)^2\right) \frac{1}{2\pi} d\theta = \exp\left(-\left(\frac{r}{r_f}\right)^2 - \left(\frac{x}{l}\right)^2\right) I_0\left(\frac{2rx}{r_f l}\right).$$

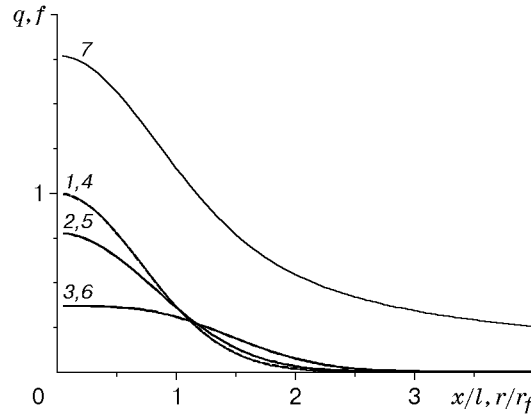


Рис. 2. Зависимость мощности источников q в области тепловыделения от продольной координаты x при $r/r_f = 0; 0,5; 1$ (кривые 1–3 соответственно) и поперечной координаты r (кривые 4–6 соответственно) и относительное нормированное изменение плотности воздуха в следе $f(r)$ (кривая 7)

Здесь $I_0(2rx/(r_f l))$ — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка; $b_\theta = \sqrt{r_x^2 + r^2 - 2r_x r \cos \theta}$ — расстояние между точками S и P . Учтено, что $a \approx b_\theta$ при всех θ . Замены $u = 2r_x r \cos \theta / r_f^2$ и $u = 2r_x r \sin \theta / r_f^2$ приводят интеграл к табличному (см. [13, с. 352])

$$\int_0^a \frac{\text{ch}(bu)}{(a^2 - u^2)^{1/2}} du = \frac{\pi}{2} I_0(ab).$$

На рис. 2 приведены зависимости функции q от продольной координаты x (кривые 1–3) и поперечной координаты r (кривые 4–6). В указанных координатах кривые 1 и 4, 2 и 5, 3 и 6 попарно совпадают.

Поскольку эквивалентное тепловому источнику полутело является тонким ($r_f/l \ll 1$), возмущения давления отсутствуют. Возмущения температуры есть интеграл от тепловых источников вдоль линий тока (вдоль координаты x), а возмущения плотности в линейном приближении теории малых возмущений равны возмущениям температуры с противоположным знаком. Выражение для возмущенной плотности в следе теплового источника, который является искусственным каналом пониженной плотности, можно записать в виде

$$\frac{\rho}{\rho_\infty} = 1 - Qf\left(\frac{r}{r_f}\right), \quad Q = \frac{\alpha I_* \exp(-\alpha Z) r_f}{\rho_\infty C_p T_\infty R} \frac{X(t)}{V(t)} = A \frac{X(t)}{V(t) t_*} \exp(-\alpha Z), \quad (1)$$

$$A = \frac{\alpha I_* r_f t_*}{\rho_\infty C_p T_\infty R}.$$

Здесь t_* — характерное время движения (например, $t_* = L/V_0$); величина $A/t_* = \alpha I_* r_f / (\rho_\infty C_p T_\infty R)$ (C_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, ρ_∞ , T_∞ — плотность и температура набегающего потока, R — газовая постоянная) характеризует “приведенную” мощность теплоподвода по отношению к энтальпии невозмущенного воздуха.

Выражение для функции $f(r/r_f)$ в формуле (1) записывается в виде

$$f\left(\frac{r}{r_f}\right) = \int_{-\infty}^{+\infty} q(x, r) d(x/l) = \sqrt{\pi} \exp\left(-\frac{r^2}{2r_f^2}\right) I_0\left(-\frac{r^2}{2r_f^2}\right).$$

При вычислениях использовался табличный интеграл (см. [14, с. 306])

$$\int_0^{\infty} \exp(-px^2) I_{\nu}(cx) dx = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{p}} \exp\left(\frac{c^2}{8p}\right) I_{\nu/2}\left(\frac{c^2}{8p}\right).$$

Заметим, что $I_0(0) = 1$, а при больших значениях аргумента модифицированная функция Бесселя имеет асимптотику $I_{\nu}(\zeta) \approx \exp(\zeta)/\sqrt{2\pi\zeta} (1 + O(1/\zeta))$ (см., например, [15]).

Функция $f(r/r_f)$ приведена на рис. 2 (кривая 7).

3. При решении задачи о движении тела в атмосфере обычно ставятся следующие условия: малость потери кинетической энергии на траектории полета и прохождение определенного ее участка в заданный интервал времени с требуемой степенью отклонения от первоначального направления движения. Первое из этих условий выполняется, если баллистический коэффициент $k = \rho_{\infty} C_x S / (2m) \ll 1$ (C_x — коэффициент сопротивления, S и m — площадь миделя и масса тела). Для выполнения этого условия прежде всего необходима малость коэффициента сопротивления C_x . Если носовая часть тела подвержена абляции, то коэффициент сопротивления тела может увеличиться за время полета на один-два порядка. При этом масса тела уменьшается, что также ведет к увеличению коэффициента k , хотя обычно и не столь значительному. Таким образом, проблема уменьшения абляции является актуальной. Для выполнения второго условия необходим достаточный запас устойчивости по отношению к начальным возмущениям и возмущениям движения на траектории полета.

Таким образом, в решении задачи о движении тела можно выделить три этапа: выбор материала и формы тела; определение аэродинамических и абляционных характеристик; расчет пространственного движения при наличии различных возмущающих факторов. Исследования показали, что перечисленные выше условия выполняются для тел большого удлинения с заостренной носовой частью и стабилизирующим хвостовым оперением. Примеры расчета, приводимые ниже, относятся к случаю, когда начальная масса составляет $m_0 = 20$ г, большая часть корпуса включая носок выполнена из тяжелого материала плотностью $\rho = 17$ г/см³. Параметры оперения выбирались с учетом требования, чтобы на всех допустимых режимах полета оно обеспечивало достаточный стабилизирующий продольный момент. В расчетах применялась модель уноса массы, использованная ранее в работе [6]. Аэродинамические характеристики тела определялись на основе результатов расчетов невязкого пространственного обтекания [16] с последующим введением поправок, учитывающих влияние вязкости в рамках теории пограничного слоя с учетом трения и толщины вытеснения на корпусе и оперении.

Продольное и боковое движение тела рассчитывалось на основе пространственной методики [17] в атмосфере с распределением плотности, моделируемым выражением (1), для различных значений безразмерного параметра тепловыделения A . При этом решалась система полных уравнений движения тела с шестью степенями свободы под действием аэродинамических сил и силы тяжести, записанных для удобства вычисления аэродинамических нагрузок в связанной системе координат:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{r}}{dt} = P \cdot \mathbf{V}, \quad \frac{d\mathbf{V}}{dt} = \frac{1}{m} \mathbf{F} = \frac{1}{m} (\mathbf{F}_a + P^{-1} \cdot \mathbf{F}_{gg}), \quad \frac{d\omega_{\xi}}{dt} = \frac{M_{\xi}}{I_{\xi}} - \frac{I_{\zeta} - I_{\eta}}{I_{\xi}} \omega_{\zeta} \omega_{\eta}, \quad \xi = x, y, z, \\ \frac{d\mathbf{i}_g}{dt} = -\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{i}_g, \quad \frac{d\mathbf{j}_g}{dt} = -\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{j}_g, \quad \mathbf{k}_g = \mathbf{i}_g \times \mathbf{j}_g, \end{aligned} \quad (2)$$

где \mathbf{r} — радиус-вектор центра масс тела в земной системе координат; \mathbf{V} — вектор скорости центра масс тела; \mathbf{F} — главный вектор внешних сил; \mathbf{F}_a — вектор аэродинамических сил; \mathbf{F}_{gg} — вектор силы тяжести (в земной системе координат); $\omega_x, \omega_y, \omega_z$ — компоненты

вектора угловой скорости $\boldsymbol{\omega}$; M_x, M_y, M_z — компоненты момента внешних (аэродинамических) сил; I_x, I_y, I_z — главные центральные моменты инерции тела; (ξ, η, ζ) — циклическая перестановка (x, y, z) ; $P = \|P_{ij}\|$, $i, j = x, y, z$ — матрица перехода от связанных координат к земным, элементы которой P_{ij} есть компоненты ортов осей $\mathbf{i}_g, \mathbf{j}_g, \mathbf{k}_g$.

Уравнения (2) дополняются уравнениями изменения состояния и формы тела в полете, например за счет абляции. Считая, что состояние тела и закон его изменения могут быть описаны конечным числом параметров, запишем эти уравнения в виде

$$\frac{d\Phi}{dt} = \dot{\Phi}(\Phi, \rho, a, \mathbf{V}, \boldsymbol{\omega}), \quad (3)$$

где Φ — указанные параметры состояния; ρ, a — плотность воздуха и скорость звука в окрестности тела; $\dot{\Phi}(\Phi, \rho, a, \mathbf{V}, \boldsymbol{\omega})$ — заданная функция своих аргументов, вид которой определяется принятой моделью абляции. Например, в простейшем случае, когда используется однопараметрическая полуэмпирическая модель абляции носка, а все изменения аэробаллистических характеристик тела обусловлены только уносом массы, уравнение (3) можно записать следующим образом:

$$\frac{d\Delta L}{dt} = f(r_c(\Delta L), \rho V^2/2, H),$$

где ΔL — параметр, характеризующий степень обгорания носка, в качестве которого можно использовать изменение полной длины тела; $r_c(\Delta L)$ — радиус затупления носка; $\rho V^2/2$ и H — скоростной напор и полная энтальпия набегающего потока.

Масса, моменты инерции и аэродинамические коэффициенты вычисляются как функции параметров состояния тела:

$$\begin{aligned} m &= m(\Phi), \quad I_x = I_x(\Phi), \quad I_y = I_y(\Phi), \quad I_z = I_z(\Phi), \\ F_{a\xi} &= \frac{\rho_\infty V_\infty^2}{2} SC_\xi(\Phi, \rho_\infty, \mathbf{V}, \boldsymbol{\omega}), \quad M_\xi = \frac{\rho_\infty V_\infty^2}{2} SLm_\xi(\Phi, \rho_\infty, \mathbf{V}, \boldsymbol{\omega}), \quad \xi = x, y, z. \end{aligned} \quad (4)$$

В данной постановке из-за влияния теплового канала параметры потока, обтекающего тело, являются функциями координат. В настоящей работе это влияние в основном связано с изменением плотности, которое описывается выражением (1).

Начальные условия для уравнений (2)–(4) задаются в виде

$$\begin{aligned} t &= 0, \quad x = x_0, \quad y = y_0, \quad z = z_0, \\ V_\xi &= V_{\xi 0}, \quad \omega_\xi = \omega_{\xi 0}, \quad P_{\eta\xi} = P_{\eta\xi 0}, \quad \Phi = \Phi_0, \quad \xi = x, y, z, \quad \eta = x, y. \end{aligned} \quad (5)$$

Задача (2)–(5) решается численно методом Рунге — Кутты.

На рис. 3 представлены результаты расчета пространственного движения тела при различных значениях мощности излучателей и ширине области тепловыделения 0,03 м. Приведены зависимости скорости и пройденного пути от времени (рис. 3, а), а также зависимости боковых отклонений от первоначального направления движения и относительной плотности газа, обтекающего тело, от времени (рис. 3, б). Эти данные иллюстрируют влияние приведенной мощности теплоподвода, характеризуемой параметром A (см. формулу (1)), на траекторные параметры. С ростом параметра A (например, с увеличением мощности теплоподвода или уменьшением давления окружающей среды) торможение ослабляется. Значительно замедляются унос массы и сопутствующий ему прирост коэффициента сопротивления. Таким образом, интенсивный теплоподвод с помощью электромагнитного излучения в данном случае позволяет значительно увеличить эффективную дальность полета, характеризуемую конечной скоростью.

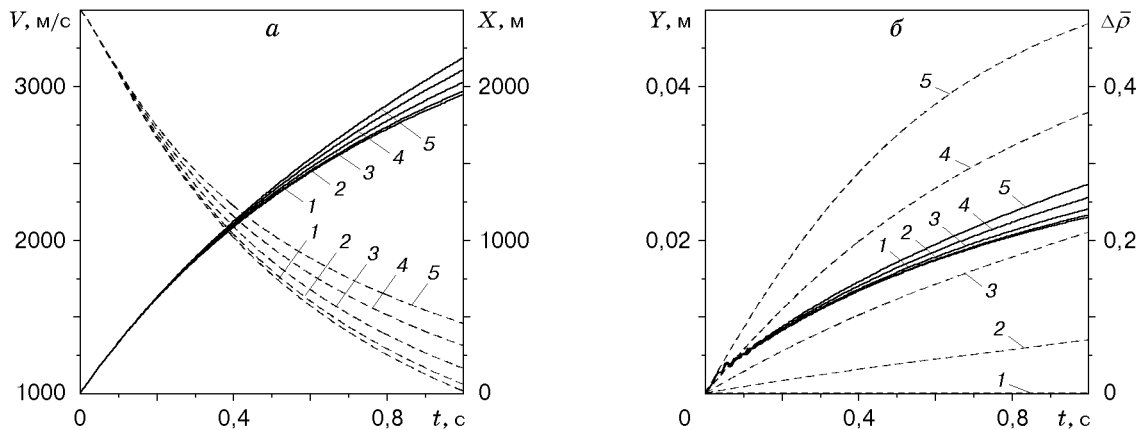


Рис. 3. Движение тела в тепловом канале радиуса 0,03 м (начальный угол атаки $\alpha_0 = 3^\circ$; характерное время полета $t_* = 1$ с):

a — зависимость продольной координаты X (сплошные кривые) и скорости тела V (штриховые) от времени t ; b — зависимость бокового отклонения тела Y (сплошные кривые) и относительного изменения плотности $\Delta\bar{\rho}$ (штриховые) от времени t ; 1 — $A = 0$, 2 — $A/t_* = 0,0507$ с $^{-1}$, 3 — $A/t_* = 0,1689$ с $^{-1}$, 4 — $A/t_* = 0,3378$ с $^{-1}$, 5 — $A/t_* = 0,5067$ с $^{-1}$

Также проанализировано влияние бокового отклонения тела от оси теплового канала на параметры траектории. Увеличение угла атаки приводит к выходу тела на периферию канала, т. е. к увеличению бокового отклонения Y . Уменьшается степень разреженности среды, в которой движется тело, вследствие этого уменьшаются скорость V и дальность полета X .

На рис. 4 представлены траектории движения тела при различных значениях радиуса канала r_f . При этом суммарная мощность излучателей, параметры невозмущенной атмосферы (ρ_∞ , T_∞ , α) и геометрия излучателя оставались постоянными. С уменьшением радиуса канала тело, по мере нарастания бокового отклонения, выходит в область с меньшим разрежением (и далее в невозмущенную атмосферу) и быстро тормозится. Очевидно, что размеры теплового канала должны быть скоррелированы с ограничениями, накладываемыми на боковые отклонения тела на расчетном участке траектории, поскольку

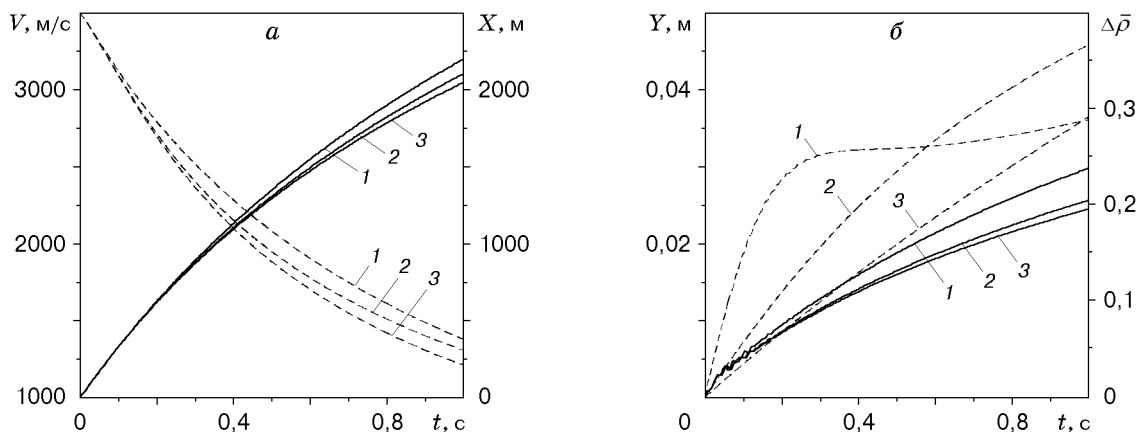


Рис. 4. Движение тела в тепловом канале при $\alpha_0 = 3^\circ$, $t_* = 1$ с:

1 — $r_f = 1$ см, $A/t_* = 1,0133$ с $^{-1}$; 2 — $r_f = 3$ см, $A/t_* = 0,3378$ с $^{-1}$; 3 — $r_f = 5$ см, $A/t_* = 0,2027$ с $^{-1}$ (остальные обозначения см. на рис. 3)

увеличение его ширины сверх необходимого приводит к резкому и неоправданному росту энергозатрат, а чрезмерно узкий канал оказывается неэффективным. Отметим также, что неблагоприятное воздействие боковых отклонений тела может быть легко устранено путем изменения закона отклонения излучателей в соответствии с данными измерения траектории непосредственно во время полета. Кроме того, ширина области тепловыделения может быть существенно увеличена при использовании более длинноволнового излучения, например в диапазоне СВЧ.

Результаты расчетов свидетельствуют о том, что с помощью тепловых каналов можно добиться значительного снижения потерь кинетической энергии летящего тела.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Погорелов Н. В.** Пространственное движение неравновесно реагирующего воздуха около тела, проникающего в равновесную нагретую область // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1990. № 6. С. 130–137.
2. **Георгиевский П. Ю., Левин В. А.** Сверхзвуковое обтекание тел при наличии внешних источников тепловыделения // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14, вып. 8. С. 684–687.
3. **Кузнецов В. М., Полянский О. Ю.** О влиянии монохроматического излучения на аэродинамические характеристики клина в гиперзвуковом потоке // Тр. ЦАГИ. 1978. Вып. 1932. С. 106–115.
4. **Артемьев В. И., Бергельсон В. И., Немчинов И. В. и др.** Изменение режима сверхзвукового обтекания препятствия при возникновении перед ним тонкого разреженного канала // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1989. № 5. С. 146–151.
5. **Коротчаева Т. А., Фомин В. М., Шашкин А. П.** Пространственное сверхзвуковое обтекание заостренного тела при подводе энергии перед ним // ПМТФ. 1998. Т. 39, № 5. С. 116–121.
6. **Кузнецов В. М., Кучеров А. Н., Макашев Н. К. и др.** Коррекция траектории движения с помощью теплового канала // Аэродинамика больших скоростей. 1997. № 1. С. 63–69.
7. **Безменов И. В., Русанов В. В., Силаков В. П.** Влияние кинетических процессов на динамику волнового разряда в газе. М., 1992. (Препр. / Ин-т пробл. механики РАН; № 30).
8. **Коган М. Н., Кучеров А. Н.** Численное исследование теплового самовоздействия пучков в сверхзвуковом потоке газа // Журн. техн. физики. 1980. Т. 50, вып. 3. С. 465–470.
9. **Кучеров А. Н.** Нестационарный эффект теплового самовоздействия интенсивного пучка излучения в однородном потоке газа // Журн. техн. физики. 1982. Т. 52, вып. 8. С. 1549–1558.
10. **Борн М., Вольф Э.** Основы оптики. М.: Наука, 1970.
11. **Коган М. Н., Кучеров А. Н., Михайлов В. В., Фонарев А. С.** Плоские течения газа при слабом подводе энергии // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1978. № 5. С. 95–102.
12. **Воробьев В. В., Коган М. Н., Кучеров А. Н., Устинов Е. В.** Тепловое самовоздействие импульсно-периодического оптического излучения в потоке газа // Оптика атмосферы и океана. 1989. Т. 2, № 2. С. 164–172.
13. **Прудников А. П., Брычков Ю. А., Маричев О. И.** Интегралы и ряды. Элементарные функции. М.: Наука, 1981.
14. **Прудников А. П., Брычков Ю. А., Маричев О. И.** Интегралы и ряды. Специальные функции. М.: Наука, 1983.
15. **Никифоров А. Ф., Уваров В. Б.** Специальные функции математической физики. М.: Наука, 1978.

16. **Минайлос А. Н., Чернов С. В.** Сверхзвуковая аэродинамика длинных тел вращения // Теория и конструкция двигателей летательных аппаратов: Тр. XVIII Науч. чтений, посвящ. памяти выдающихся ученых — пионеров освоения косм. пространства, Москва, янв. 1994 г. М.: Фазис, 1994. С. 39, 40.
17. **Кузнецов В. М., Минайлос А. Н., Чернов С. В.** Статистический метод исследования гиперзвукового движения группы тел в плотных слоях атмосферы // Тр. XIV Междунар. шк. по моделям механики сплошной среды. М.: Моск. физ.-техн. ин-т, 1998. С. 126–130.

Поступила в редакцию 20/VII 1999 г.
