

ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСЕЙ НА ПАРАМЕТРЫ ДАЛЬНОГО СЛЕДА

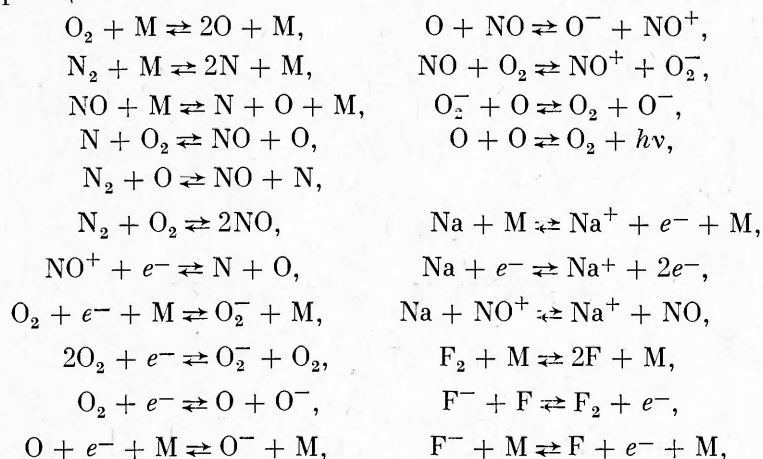
Ю. П. Савельев, М. М. Степанов

(Ленинград)

Различные добавки, которые могут появляться в течении дальнего гиперзвукового воздушного следа в результате абляции с поверхности летящего тела и принудительного впрыска охлаждающих или специальных веществ, могут сильно влиять на все параметры этой области потока и в том числе на такую его важнейшую характеристику, как электронная концентрация n_e . Экспериментальному и теоретическому изучению данного вопроса посвящены работы [1, 2]. Однако все существующие до настоящего времени теоретические исследования влияния добавок на параметры следа используют предположение о полном термодинамическом равновесии течения. При гиперзвуковых же скоростях полета в условиях разреженной среды возможно неравновесное протекание не только химических реакций, но и колебательной релаксации отдельных молекул воздушной газовой смеси, возможен отрыв температуры электронов T_e от температуры поступательно-вращательных степеней свободы «тяжелых» компонентов T . Поэтому данная работа посвящена исследованию влияния термодинамической неравновесности данной области течения на остальные параметры следа (прежде всего на n_e) в случае вдува щелочных металлов (на примере натрия) и галогенов (на примере фтора), оказывающих сильное ионизирующее и деионизирующее воздействие.

При построении физико-математической модели дальнего термохимически неравновесного гиперзвукового следа делаются следующие предположения.

1. Дальний след представляет собой частично ионизованную смесь 10 компонентов чистого воздуха (O , O_2 , N , N_2 , NO , Ar , NO^+ , O^- , O_2^- , e^-) и продуктов впрыска (Na , Na^+ , F_2 , F , F^-), между которыми идут химические реакции:



M — третья частица.

2. Поступательно-вращательные степени свободы всех тяжелых компонентов возбуждены равновесно и характеризуются температурой T .

3. Колебательные степени свободы молекул O_2 , N_2 возбуждены неравновесно с поступательно-вращательными степенями и имеют температуры T_{kO} , T_{kN} соответственно; температура колебательных степеней свободы остальных двухатомных молекул равна T .

4. В условиях рассматриваемой задачи для определения энергии колебательных степеней свободы молекул O_2 , N_2 возможно использование уравнений Ландау — Теллера.

5. Возможен отрыв величины T_e от T .

6. След локально-нейтральный, начальный объемный заряд равен нулю, электрический ток отсутствует.

7. Справедлив критерий работы [3] для оценки расстояния до точки перехода за тонкими телами. До нее течение считается чисто ламинарным, а после — с развитой турбулентностью.

8. Дальний след описывается упрощенными уравнениями Навье — Стокса параболического типа, что справедливо для сверхзвукового дальнего следа.

На основании сделанных предположений система уравнений, описывающая течение в гиперзвуковом, осесимметричном, термодинамически неравновесном следе, будет выглядеть следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\rho v_x y)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho v_y y)}{\partial y} &= 0, \\ \rho v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + \rho v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} &= \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left(y \mu \frac{\partial v_x}{\partial y} \right) - \frac{\partial p}{\partial x}, \\ \rho v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + \rho v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} &= \frac{4}{3} \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial v_y}{\partial y} \right) + 2 \mu \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{v_y}{y} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{v_y}{y} \right) - \frac{\partial p}{\partial y}, \\ \rho v_x \frac{\partial (c_e h_e)}{\partial x} + \rho v_y \frac{\partial (c_e h_e)}{\partial y} &= v_x \frac{\partial p_e}{\partial x} + v_y \frac{\partial p_e}{\partial y} - \frac{1}{y} \frac{\partial (y J_{ey})}{\partial y} + Q, \\ \rho \sum_{i=1}^{NH} \left[v_x \frac{\partial (c_i h_i)}{\partial x} + v_y \frac{\partial (c_i h_i)}{\partial y} \right] &= v_x \frac{\partial p_h}{\partial x} + v_y \frac{\partial p_h}{\partial y} - \frac{1}{y} \frac{\partial (y J_{hy})}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial v_x}{\partial y} \right)^2 - Q^T, \\ \rho v_x \frac{\partial c_i}{\partial x} + \rho v_y \frac{\partial c_i}{\partial y} &= - \frac{1}{y} \frac{\partial (y I_{iy})}{\partial y} + W_i, \\ v_x \frac{\partial E_i}{\partial x} + v_y \frac{\partial E_i}{\partial y} &= \frac{E_{ip} - E_i}{\tau_{ii}} + \frac{1}{\tau_{ij} c_j} \frac{1}{k \Theta_j} \left\{ E_j \left(E_i + c_i \frac{k \Theta_i}{m_i} \right) \exp \left[\frac{1}{T} (\Theta_j - \Theta_i) \right] - \right. \\ &\quad \left. - E_i \left(E_j + c_j \frac{k \Theta_j}{m_j} \right) \right\} + (E_i^* - E_i) \left(v_x \frac{\partial c_i}{\partial x} + v_y \frac{\partial c_i}{\partial y} \right) + A_i - Q_i^K, \end{aligned}$$

где $i = O_2, j = N_2$ или $i = N_2, j = O_2$;

$$A_i = - \frac{1}{\rho} \left\{ \left[\frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_{vi} \frac{\partial T_i}{\partial y} \right) + \frac{\lambda_{vi}}{y} \frac{\partial T_i}{\partial y} \right] + \left[\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{E_i I_{iy}}{c_i} \right) + \frac{1}{y} \frac{E_i I_{iy}}{c_i} \right] \right\},$$

$$p = nkT, \quad p_e = n_e k T_e, \quad p_h = n_h k T, \quad p = p_e + p_h,$$

$$\sum_{i=1}^N c_i = 1, \quad \sum_{i=1}^N Z_i c_i / m_i = 0,$$

$$E_i = \frac{k \Theta_i}{\exp(\Theta_i/T_i) - 1}, \quad E_{ip} = \frac{k \Theta_i}{\exp(\Theta_i/T) - 1},$$

$$Q = Q^- + Q_{O_2}^K + Q_{N_2}^K, \quad Q^T = 3 m_e n_e k (T_e - T) \sum_{i=1}^{NH} \frac{v_{ej}}{m_j},$$

$$Q_i^K = n_e n_i \Theta_i P_{10}^i k \left\{ \frac{\exp(-\Theta_i/T_e)}{[1 - \exp(-\Theta_i/T_e)]^2} - \frac{\exp(-\Theta_i/T_i)}{[1 - \exp(-\Theta_i/T_i)]^2} \right\},$$

$i = O_2, N_2;$

$$J_{ey} = - \lambda_e \frac{\partial T}{\partial y} + h_e I_{ey},$$

$$J_{hy} = - \lambda_a \frac{\partial T}{\partial y} - \sum_i \left(\lambda_{vi} \frac{\partial T_i}{\partial y} + h_i I_{iy} \right),$$

$$\mu = \mu^l + \mu^t, \quad \lambda_a = \lambda_a^l + \lambda_a^t, \quad \lambda_e = \lambda_e^l + \lambda_e^t,$$

$$\lambda_{vi} = \lambda_{vi}^l + \lambda_{vi}^t, \quad \lambda_a^l = \lambda_{lr}^l + \sum_i \lambda_{ri}^l,$$

$$\begin{aligned}\lambda_{tr}^l &= \sum_i \frac{\lambda_i^l}{\left[1 - \sum_k (X_k/X_i) G_{ik}\right]}, \quad X_i = \frac{n_i}{n}, \\ G_{ik} &= 1,065 \frac{\{1 + [(\mu_i/\mu_k)(m_k/m_i)]^{0,5} (m_i/m_k)^{0,25}\}^2}{2\sqrt{2} [1 + (m_i/m_k)]^{0,5}}, \\ \lambda_i^l &= \frac{75}{32} \frac{k^2 T}{\Omega_{ii}^{2,2}}, \quad \lambda_e^l = 5,65 \cdot 10^{-2} n_e T_e^{0,5} \sum_{i=1}^{NH} \frac{1}{n_i \sigma_{ei}}, \\ \mu^l &= \sum_i \frac{\mu_i^l}{\left[1 + \sum_k (x_k/x_i) F_{ik}\right]}, \quad \mu_i^l = \frac{5}{8} \frac{kT}{\Omega_{ii}^{2,2}}, \\ F_{ik} &= \frac{\{1 + [(\mu_i/\mu_k)^{0,5} (m_k/m_i)^{0,25}]\}^2}{2\sqrt{2} [1 + (m_i/m_k)]^{0,5}}, \\ \lambda_{vi} &= \rho c_i b_i D_{ii} c_{vi}^r, \quad \lambda_{vi}^v = \rho c_i b_i D_{ii} c_{vi}^v, \\ b_i &= \frac{1}{m} \left(\sum_k \frac{c_k}{m_k} \frac{D_{ii}}{D_{ik}} \right)^{-1}, \quad m = \left(\sum_i \frac{c_i}{m_i} \right)^{-1}.\end{aligned}$$

Здесь $T_i = T_{k0}$ для молекул O_2 ; $T_i = T_{kN}$ для молекул N_2 ; $T_i = T$ для остальных молекул; $v_x, v_y, I_{iy}, J_{hy}, J_{ey}$ — составляющие вектора скорости, диффузионного потока i -го компонента, тепловых потоков «тяжелых» частиц (индекс h) и электронов (индекс e) по осям цилиндрической системы координат X, Y, φ ; ρ, M, p, p_h, p_e — плотность, молекулярная масса, давления смеси, «тяжелых» частиц, электронов; m_i, m — масса частиц i -го сорта и смеси; T, T_{k0}, T_{kN}, T_e — температура поступательно-вращательных степеней свободы «тяжелых» частиц, колебательных степеней молекул O_2, N_2 и электронов; $c_i, h_i, W_i, Z_i, \Theta_i, E_i$ — относительная массовая концентрация, энтальпия, массовая скорость образования, заряд, характеристическая колебательная температура, колебательная энергия i -го компонента; $\lambda_e^m, \lambda_a^m, \lambda_{tr}^m, \lambda_{vi}^m, \lambda_{ri}^m$ — коэффициенты теплопроводности электронов, поступательно-вращательных, поступательных степеней свободы тяжелых частиц, колебательных и вращательных степеней i -го компонента (индекс m принимает значения $m = l$ для ламинарного и $m = t$ для турбулентного режимов течения); c_{vi}^r, c_{vi}^v — удельная теплоемкость вращательных и колебательных степеней свободы молекул i -го сорта при постоянном объеме; $Q^r, Q_{O_2}^r, Q_{N_2}^r$ — энергии обмена между электронами и поступательно-вращательными степенями свободы «тяжелых» молекул, электронами и колебательными степенями свободы молекул O_2, N_2 ; NH, N — количество «тяжелых» и общее число компонентов; n_h, n_e, n — число «тяжелых» частиц, электронов, общее число частиц в единице объема; ν_{ei}, P_{01}^i — частоты соударений электронов с молекулами i -го компонента, вероятность перехода с первого колебательного уровня на нулевой для i -го компонента; τ_{ij} — характерные времена колебательной релаксации; E_i^* — средняя энергия колебаний, теряемая или приобретаемая при распаде или образовании молекул сорта i ; σ_{ei} — сечения столкновений электронов с частицами сорта i .

Для расчета турбулентных коэффициентов используются следующие зависимости [1]:

$$\begin{aligned}\mu_t &= k^* \rho_0 \delta (v_{xg} - v_{x0}), \quad \delta^2 = 2 \int_0^{y_g} (\rho/\rho_\infty) y dy, \\ k^* &= 0,02, \quad Pr_t = Sc_t = 0,7,\end{aligned}$$

где v_{xg}, v_{x0} — скорость на границе и оси следа; δ — приведенная ширина следа; Pr_t, Sc_t — турбулентные числа Прандтля и Шмидта. Для заря-

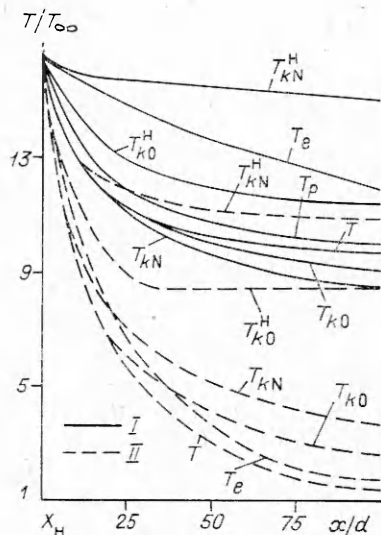


Рис. 1. Распределение осевых значений температур T , T_e , T_{kO} , T_{kN} (I, II — варианты).

женных компонентов принималось $Sc_e = 0,35$ из-за наличия амбиполярной диффузии; yg — граница следа.

Значения параметров в начальном сечении следа, которое выбиралось в области сверхзвукового течения, находятся по приближенным формулам, приведенным в [7]. При этом считается, что в этом сечении реализуется полное термодинамическое равновесие с $T = T_e = T_{kO} = T_{kN}$. Остальные граничные условия: на оси — условия симметрии, на границе следа — условия невозмущенного потока, что для тонких тел, которые будут рассматриваться, вполне справедливо.

Константы скоростей химических реакций взяты из [4]. Естественно,

что они в случае участия во взаимодействии электронов, наиболее активных из всех частиц, будут зависеть не столько от T , сколько от T_e . Это утверждение нашло экспериментальное подтверждение для реакции $NO^+ + e^- \rightarrow N + O$ в [5], где предлагается следующее выражение для константы скорости: $K_p = \text{const} \cdot T_e^{-1,5}$. Поэтому в данной работе делается предположение о том, что все константы скоростей химических реакций с участием электронов зависят не от T , а от T_e . Для численного решения указанной системы уравнений используется модифицированный метод работы Зейберга — Блейха [6].

В качестве примера рассматривается дальний гиперзвуковой след за тонким притупленным конусом с углом полураствора $\beta = 10^\circ$, радиусом притупления $r = 4 \cdot 10^{-3}$ м и диаметром основания $d = 0,6$ м, летящим с $v_\infty = 7400$ м/с в воздухе; параметры невозмущенного потока: вариант I — $T_\infty = 253$ К, $\rho_\infty = 0,33 \cdot 10^{-3}$ кг/м³; вариант II — $T_\infty = 232$ К, $\rho_\infty = 0,17 \cdot 10^{-1}$ кг/м³. Считается, что ионизирующие или деионизирующие газы (на примере Na, F₂) впрыскиваются в некотором сечении $X_n \approx 6d$ мгновенно так, что на оси относительная массовая концентрация добавок равна соответственно c_0^N , c_0^F и экспоненциально убывает до нуля на границе влияния вязкости.

На рис. 1 изображено распределение осевых значений температур. Видно, что температура поступательно-вращательных степеней свободы падает значительно быстрее в случае турбулентного дальнего следа (вариант II), чем в ламинарном следе варианта I. Температуры колебательных степеней свободы, вычисленные по невязкой модели (т. е. с $A_i = 0$ в уравнениях для E_i) — T_{kO}^H , T_{kN}^H , могут сильно отличаться от температуры поступательно-вращательных степеней T , что происходит в основном из-за сильной обратной зависимости времен их релаксации от данной температуры T . Учет же вязкостных эффектов ведет к значительно более быстрому падению величин T_{kO} , T_{kN} , хотя и в этом случае наблюдается некоторое их отличие от T . Малая плотность невозмущенного потока ρ_∞ , а следовательно, небольшие частоты соударений между электронами и «тяжелыми» частицами в сочетании с большой разницей в их массах приводят к тому, что по варианту I значения T_e достаточно сильно отличаются от T . Для варианта II, характеризующегося не только большим ρ_∞ , но и турбулентным режимом течения, отрыв T_e от T хоть и существует, но очень небольшой. На рис. 1 приведено для варианта I значение T_p для полного термодинамического равновесия.

На рис. 2 представлены распределения осевых значений электронной концентрации n_e . На рис. 3, 4 профили относительных массовых

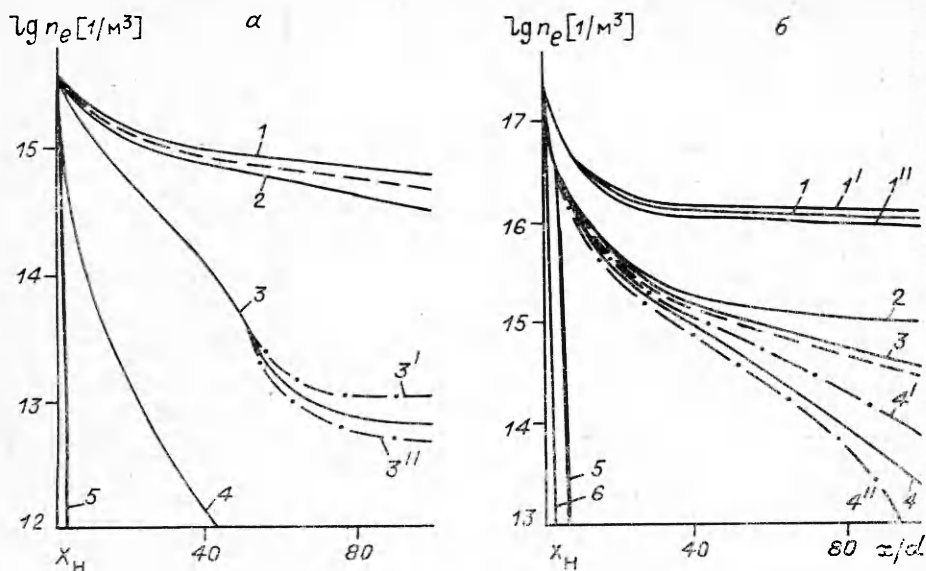


Рис. 2. Распределение осевых значений электронной концентрации для вариантов I (а) и II (б).

Штриховая линия — без добавок. а) $1 - c_0^N = 10^{-1}$; $2 - c_0^F = 10^{-5}$; $3, 3', 3'' - c_0^F = 10^{-4}$ ($3' - T_e = T_{kN}^H$, $3'' - T = T_e = T_{ki}$); $4 - c^F = 10^{-3}$; $5 - c_0^F = 10^{-2}$. б) $1, 1', 1'' - c_0^N = 10^{-1}$ ($1' - T_e = T_{kN}^H$, $1'' - T = T_e = T_{ki}$); $2 - c_0^N = 10^{-2}$; $3 - c_c^N = 10^{-3}$; $4, 4', 4'' - c_0^F = 10^{-7}$ ($4' - T_e = T_{kN}^H$, $4'' - T = T_e = T_{ki}$); $5 - c_0^F = 10^{-5}$; $6 - c_0^F = 10^{-4}$.

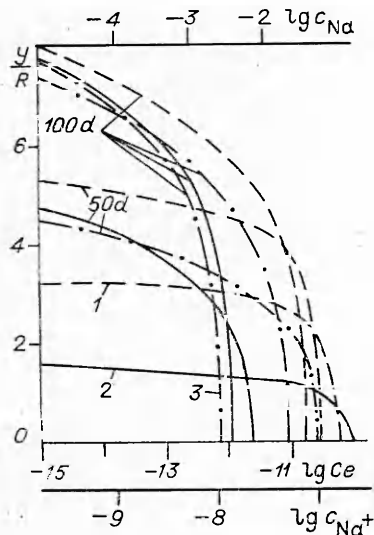


Рис. 3. Профили относительных массовых концентраций электронов и примесей в сечениях $X = X_n, 50d, 100d$. Вариант II, $c_0^N = 10^{-1} \cdot d = 2R$. 1 — начальный профиль Na в сечении $X = X_n$; 2 — начальный профиль e^- в сечении $X = X_n$; 3 — профиль e^- в сечении $X = 100d$ для модели $T = T_e = T_{ki}$; — e^- ; — — — Na; — · — Na⁺.

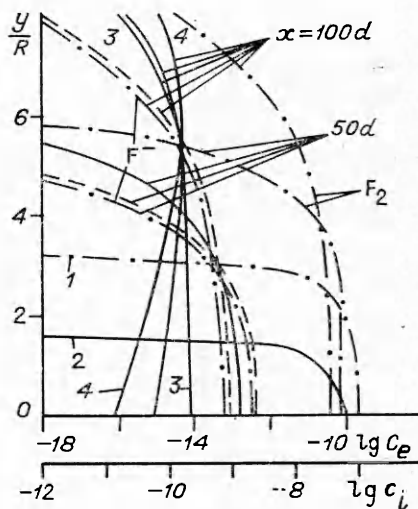


Рис. 4. Профили относительных массовых концентраций электронов и примесей для сечений $X = X_n, 50d, 100d$. Вариант II, $c_0^F = 10^{-7} \cdot d = 2R$. 1 — начальный профиль F_2 в сечении $X = X_n$; 2 — начальный профиль e^- в сечении $X = X_n$; 3, 4 — профили e^- в сечении $X = 100d$ для моделей: 3 — $T_e = T_{kN}^H$, 4 — $T = T_e = T_{ki}$; — — e^- ; — · — F_2^- ; — — — F .

концентраций электронов и примесей в сечениях на расстояниях $X_n/d = X_n$, 50 и 100 от места впрыска добавок ($X_n \approx 6d$) для варианта II.

Анализ результатов, представленных на рис. 2—4, говорит о сильной зависимости n_e от c_0^N и c_0^F , оказывающих ионизирующее и деионизирующее воздействие. Для одинакового падения n_e необходимо иметь для варианта I величину c_0^F , более чем на 2 порядка большую, чем для варианта II. Эффективность Na также сильно падает с уменьшением ρ_∞ , а следовательно, со снижением скоростей химических реакций.

Чтобы лучше выяснить влияние термодинамической неравновесности и, прежде всего, отличия T_e от T на химическую кинетику, рассмотрены (кроме основного четырехтемпературного варианта) еще две модели: полного термодинамического равновесия ($T = T_e = T_{k0} = T_{kN}$) и трехтемпературного варианта с $T_e = T_{kN}^H$.

Расчеты показали, что учет отрыва T_e от T мало сказывается при впрыске Na из-за слабой зависимости констант скоростей химических реакций с участием Na и e^- : $Na + e^- \rightarrow Na^+ + 2e^-$, $Na^+ + e^- + M \rightarrow Na + M$ — от температуры (см. рис. 2, б и 3 для варианта $c_0^N = 10^{-1}$). Однако это влияние оказывается существенным, если добавляется фтор. При этом оно начинает проявляться после того, как достаточное количество F_2 диссоциирует до F , так как именно константа скорости реакции $F + e^- + M \rightarrow F^- + M$ сильно зависит от температуры. Это наглядно видно на рис. 2, б и 4 для $c_0^F = 10^7$ и на рис. 2, а для $c_0^F = 10^{-4}$. Необходимо отметить, что в случае чистого воздуха величина n_e , вычисленная в общем случае четырехтемпературного приближения, отличается не более чем в два раза от значения, определенного по трехтемпературной модели с $T_e = T_{kN}^H$, и не более чем в 1,5 раза от n_e , рассчитанного в случае полного термодинамического равновесия при $T_e = T = T_{k0} = T_{kN}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Исследование гиперзвуковых следов. Обзор ЦАГИ, № 407, 1973.
2. Ладнова Л. А., Скурин Л. И. — В кн.: Течение вязкого и псевязкого газа. Двухфазные жидкости. — Л.: Изд-во ЛГУ, 1980.
3. Легнер М. Г., Финсон Г. А. РТК, 1977, 3, 160.
4. Неравновесная ионизация при движении гиперзвуковых летательных аппаратов. Обзор ЦАГИ, № 527, 1977.
5. Дан М., Лорди И. РТК, 1969, 11, 62.
6. Зейберг С. Л., Блейх Г. Л. РТК, 1964, 8, 46.
7. Безменов А. Е., Алексашенко В. А. Радиофизические и газодинамические проблемы прохождения атмосферы. — М.: Машиностроение, 1982.

Поступила в редакцию 22/VIII 1986

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ГАЗИФИКАЦИИ КОКСА МЕТОДОМ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Е. С. Головина, Р. А. Калинин, А. А. Левицкий,
Ю. А. Мирозин, Л. С. Полак, О. С. Юсим
(Москва)

Газификация твердого топлива позволяет получать синтез-газ и газообразное синтетическое топливо, наиболее чистое в экологическом отношении. В работе поставлена задача математического моделирования процесса газификации факела мелкозернистого кокса и проведены расчеты для двух крайних случаев: 1) значительный избыток топлива, высокая температура нагрева топлива — режим, характерный для энергетических процессов (в частности, для реактора водяного газа замкнутой энерготехнологической схемы переработки топлива); 2) значительный избыток окислителя, высокая температура газа-окислителя и холодное