

ширины релаксационной зоны ионизации и значительно приближает режим обтекания к равновесному.

Следовательно, при расчете обтекания затупленных тел неравновесно-ионизованным излучающим аргоном необходимо принимать во внимание опережающее излучение.

Поступила 19 X 1970

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Белоцерковский О. М., Биберман Л. М., Бронин С. Я., Лгарьков А. Н., Фомин В. Н. Обтекание и нагрев затупленных тел гиперзвуковым потоком газа с учетом переноса излучения. Теплофизика высоких температур, 1969, т. 7, вып. 3, стр. 529—541.
2. Гулард Р., Бугнер Р. Е., Бернс Р. К., Нелсон Г. Ф. Течения излучающего газа в условиях входа в атмосферы планет. Теплофизика высоких температур, 1969, т. 7, вып. 3, стр. 542—565.
3. Clarke J. H., Ferrarì C. Gas dynamics with nonequilibrium radiative and collisional ionization. Phys. Fluids, 1965, vol. 8, No. 12, pp. 2124—2139. (Рус. пер.: Газовая динамика с неравновесной ионизацией излучением и столкновениями. Механика, 1967, № 1).
4. Вертущкин В. К. Обтекание сферы сверхзвуковым потоком воздуха с учетом равновесного излучения. Космические исследования, 1966, т. 6, вып. 1.

УДК 535.214

#### ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗЛЕТА ВЕЩЕСТВА ТВЕРДОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ МОЩНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*Н. В. Гусев, А. А. Пярнпуу*

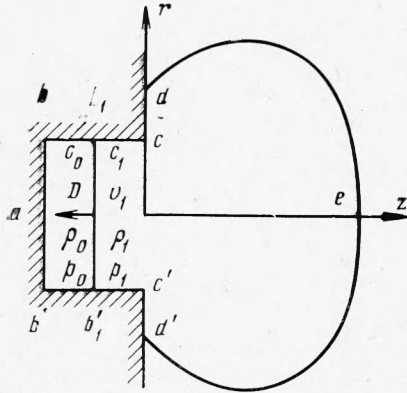
*(Москва)*

Процесс разлета описывается газодинамически для случая нормального падения потока излучения на поверхность. Выписана полная система уравнений, которая решается численно. При этом симметрия разлета дает возможность освободиться от одной переменной и позволяет вести расчет по времени в двумерном физическом пространстве. Поглощение энергии излучения твердым веществом учитывается введением разрыва, газодинамические величины по обе стороны которого связаны законами сохранения и, в начальный момент, условием Жуке. Газ считается идеальным. Результаты расчета приводятся в виде графиков. Обсуждаются условия на разрыве, которым заменяется область разогрева, прилегающая к твердому веществу.

При существующих в настоящее время длительностях импульсов излучения характер возникающих процессов при взаимодействии излучения с поверхностью определяется главным образом величиной плотности потока излучения  $q$ , которая может изменяться в широких пределах [1-4].

Малые плотности  $q$  соответствуют тем условиям, когда нет заметного испарения нагреваемой поверхности, но происходит эмиссия электронов и ионов. При несколько больших плотностях потока начинается разрушение поверхности и появляется облако паров — факел. Если плотности потока излучения не столь велики, чтобы факел за время импульса успел существенно ионизоваться и перекрыть доступ излучения к испаряемой поверхности, то при таких  $q$  допустимо раздельное исследование газодинамической и оптической задач. Из решения задачи разлета паров разрушаемой поверхности определяются распределения плотности, температуры пара и степень конденсации. По ним можно вычислить поглощение и рассеяние излучения продуктами разрушения и тем самым исправить величину действующего на материал светового потока с учетом поглощения в разлетающемся веществе. Для постоянного значения  $q$  в случае расширения пара в вакуум таким образом могут быть определены характеристики возникающего при этом автомодельного движения [5, 6].

При больших плотностях потока излучения, соответствующих, например, гигантским лазерным импульсам и получаемых фокусировкой потоков этих импульсов на поверхность образца, основную роль в процессе разлета начинает играть ионизация факела, так как при больших  $q$  уменьшается влияние теплопроводности, растет температура и степень ионизации, что ведет к росту коэффициента поглощения и экранировке поверхности. Существенна неоднородность происходящего при этом разлета поглощающей излучение плазмы, так как расширение идет как по направлению падения излучения, так и в направлениях, параллельных поверхности образца [7,8].



Фиг. 1

В общем случае задача взаимодействия излучения с поверхностью содержит три пространственные переменные и одну временную координату. В данной работе рассматривается нормальное падение излучения на поверхность, что позволяет избавиться от одной пространственной переменной. Выберем цилиндрическую систему координат  $r, \varphi, z$  и направим ось  $z$  из центра фокусного пятна навстречу потоку излучения (фиг. 1).

Вследствие симметрии разлета относительно оси  $z$  уравнения не содержат переменной  $\varphi$  и задача решается в плоскости  $\varphi = \text{const}$ .

В такой постановке можно сравнивать результаты расчетов непосредственно с экспериментальными данными, поскольку учитываются боковое расширение факела.

Будем считать справедливым в плотной области факела газодинамическое приближение, вследствие чего процесс описывается системой уравнений

$$\begin{aligned} -\frac{\partial v}{\partial t} + (v\nabla)v + \frac{\nabla p}{\rho} &= 0, & \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho v) &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} \left( \rho \varepsilon + \frac{\rho v^2}{2} \right) + \nabla \left[ \rho v \left( \varepsilon + \frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2} \right) + q \right] &= 0 \end{aligned} \quad (1)$$

где  $v$  — скорость,  $p$  — давление,  $\rho$  — плотность,  $\varepsilon = p / [\rho(\kappa - 1)] + \Omega$ ,  $\kappa$  — постоянная адиабаты Пуассона. Через  $\Omega$  обозначена сумма теплот плавления, испарения и подогрева до температуры испарения.

Для определения температуры предполагается, что имеет место уравнение состояния

$$p = R\rho T / \mu \quad (2)$$

где  $R$  — универсальная газовая постоянная,  $\mu$  — молекулярный вес,  $T$  — температура. Предположим, что движение происходит в области  $abcded'c'b'$  (фиг. 1), на границах которой выполнены следующие ниже условия.

1. На  $b'ab$  или  $b_1'b_1$ , т. е. на разрыве, справедливы соотношения

$$\begin{aligned} \rho_1(D - v_1) &= \rho_0 D, & p_1 - p_0 &= \rho_0 v_1 D \\ -\rho_0 D(\varepsilon_1 - \varepsilon_0 + v_1^2/2) + p_1 v_1 &= q \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $D$  — скорость волны испарения. Этих соотношений недостаточно для нахождения  $p_1, \rho_1, v_1, D, p_0$  при помощи величин  $\rho_0, v_0 = 0$  слева от разрыва  $b'ab$ . Поэтому необходимо задать начальную температуру  $T_0$  в факеле и воспользоваться уравнением состояния (2). Кроме того, в начальный момент  $t = 0$  предполагается, что выполнено соотношение Жуке

$$v_1 = \sqrt{\kappa p_1 / \rho_1} = D \quad (4)$$

которое в дальнейшем (при  $t > 0$ ) не используется, а при численном решении уравнений (1) производится экстраполяция скорости  $v$  со стороны факела на условный разрыв.

Величины  $\kappa, \mu$ , вообще говоря, переменные, но вблизи поверхности твердого вещества температура не слишком сильно меняется, так как из разрыва поступает «холодное» вещество и изменения  $\kappa, \mu$  можно не учитывать. Температуру на разрыве в последующие моменты времени будем предполагать равной температуре ближайшего слоя по координате.

2. Поверхности  $bc$ ,  $cd$ ,  $d'c'$ ,  $c'b'$  — гладкие твердые стенки.  
 3. На  $ded'$  давление равно нулю, что достигается путем линейной экстраполяции скоростей и давления в сторону вакуума. Плотность определяется по температуре ближайшего по координате слоя и давлению.  
 Система (2) — (4) граничных условий имеет единственное действительное решение

$$v_1 = \left[ \sqrt[3]{-\alpha/2 + \sqrt{Q}} + \sqrt[3]{-\alpha/2 - \sqrt{Q}} - (2 - \kappa) \sqrt{T_0/\kappa/3} / \sqrt{\kappa - 1} \right]$$

где

$$\begin{aligned} \alpha &= 2 \{ q/\rho_0 + \sqrt{T_0^3(\kappa - 1)/\kappa} (2 - \kappa)^2 [(2 - \kappa)(\kappa - 1)/9\kappa - 1 - 3\kappa/(2 - \kappa)^2]/3 \} \\ \beta &= T_0(4 - \kappa^2)(\kappa + 1)/3\kappa(\kappa - 1), \quad Q = (\beta/3)^2 + (\alpha/2)^2 \\ D &= v_1 - \sqrt{\kappa T_0/(\kappa - 1)}, \quad \rho_1 = \rho_0 D / (D - v_1) \\ p_1 &= \rho T_0, \quad p_0 = p_1 + \rho_1 v_1 \sqrt{\kappa T_0/(\kappa - 1)} \end{aligned} \quad (5)$$

Для анализа граничных условий удобно уравнения (2) — (4) несколько преобразовать

$$\begin{aligned} \rho_1(D - v_1) &= \rho_0 D, \quad x p_1 = \rho_0 v_1 D \\ -\rho_0 D (\varepsilon_1 - \varepsilon_0 + v_1^2/2) + p_1 v_1 &= q, \quad v_1 - \sqrt{\kappa p_1 / \rho_1} = D \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$x = 1 - p_0/p_1$$

Здесь  $p_1$ ,  $\rho_1$ ,  $v_1$ ,  $D$  — неизвестные, а  $x$ ,  $\rho_0$ ,  $v_0$  заданы. Как показывает решение системы (2) — (4) в виде (5) при  $\kappa = 1.2$ , величина  $x$  мало зависит от  $q$  и меняется от  $x = 0.6$  при  $q = 2 \cdot 10^7$   $вт/см^2$  до  $x = 0.56$  при  $q = 2 \cdot 10^9$   $вт/см^2$ . При  $x$ , найденном из решения системы (2) — (4), решения систем (6) и (2) — (4) совпадают и можно ограничиться исследованием системы (6) при заданном  $x$ .

Система (6) имеет единственное действительное решение

$$v_1 = x \left\{ q / \left[ \rho_0 \left( -x^2 + 2x - \frac{2\kappa}{\kappa - 1} \right) (x + \kappa) \right] \right\}^{1/3} F(\Omega, \rho_0, q, x, \kappa) \quad (7)$$

где  $F$  — некоторая функция от указанных переменных

$$\rho_1 = \rho_0(1 + x/\kappa), \quad p_1 = v_1^2 \rho_0(x + \kappa)/x^2, \quad D = v_1(1 + \kappa/x) \quad (8)$$

Из формул для  $\rho_1$ ,  $p_1$  и из определения  $x$  следует, что  $-\kappa < x < 1$ . Функция  $F$  монотонно изменяется от 0 до  $\sqrt[3]{2}$  при увеличении  $q$  от 0 до  $\infty$ . Например, при  $q \approx 10^{10}$   $вт/см^2$   $F = 1$ , при  $q = 10^{12}$   $вт/см^2$  можно считать  $F$  независимой как от  $q$ , так и от  $\Omega$ . Это означает, что в области больших плотностей потока излучения энергия излучения поглощаемая в разрыве, идет целиком на кинетическую энергию нагреваемого слоя.

Функции  $v_1$ ,  $\rho_1$ ,  $p_1$ ,  $D$ , полученные из решения граничных условий (3) — (4), приведены в виде кривых на фиг. 2. Перед разрывом может распространяться в холодное вещество ударная волна [1,9]. Для определения условий ее существования можно использовать соотношения между скоростями звука  $c$  по обе стороны от разрыва и скоростью самого разрыва.

Имеем

$$c_1^2 = \kappa p_1 / \rho_1, \quad c_0^2 = \kappa p_0 / \rho_0$$

Используя эти соотношения, а также выражение  $\rho_1$  через  $\rho_0$  в (8) и определение  $x$  получаем, что существует два различных режима течения, в одном из которых возможно распространение ударной волны перед «волной испарения». В соответствии с этим на фиг. 2 могут быть выделены три такие области течения  $A$ ,  $B$ ,  $B$ , что в этих областях соответственно выполняются условия

$$|D| < c_0 < c_1, \quad |D| < c_1 < c_0, \quad |D| > c_1 > c_0.$$

Области  $A$  и  $B$  соответствуют режиму течения, когда перед разрывом возможна ударная волна — «горение», а в области  $B$  ударная волна совпадает с разрывом — «детонация». В области  $B$  ударная волна совпадает с  $b'ab$  и идет по несжатому веществу, т. е.  $p_0 = 0$ ,  $x = 1$  и  $|D| = \max |D|$ . Следовательно, из всей области  $B$  реализуется лишь точка с максимальной скоростью детонации — точка  $\gamma$ .

Система уравнений (1), переписанная в цилиндрических координатах, решается численно. Для задания начальных распределений при помощи условий (2) — (4) взят в качестве материала графит. Начальная плотность  $\rho_0 = 2.3 \text{ г/см}^3$ , а размер  $ab = 0.015 \text{ см}$  [8].

В начальный момент времени поперечная скорость  $u = 0$ , продольная  $v = \text{const}$ . Начальное распределение для  $p$  выбрано в виде линейных функций от  $r$  и  $z$  в области  $abde$ .

Начиная с  $z = 0$ , для всех  $r$  давление убывает. Оно постоянно по  $r$  при  $0 \leq r \leq r_0 \leq r_b$  и линейно убывает по  $r$  при  $r_0 \leq r \leq r_b$ . Такое распределение необходимо, чтобы начать счет. Начальная плотность задана по формуле (2) при фиксированной начальной температуре  $T_0 \approx 10^4 \text{ К}$  и уже известному давлению. Точное задание не играет большой роли, так как первый потенциал ионизации графита, до температуры которого ведется расчет, достаточно высок ( $1.2 \cdot 10^5 \text{ К}$ ), и величина температуры в факеле будет на порядок выше  $T_0$  перед началом интенсивной ионизации.

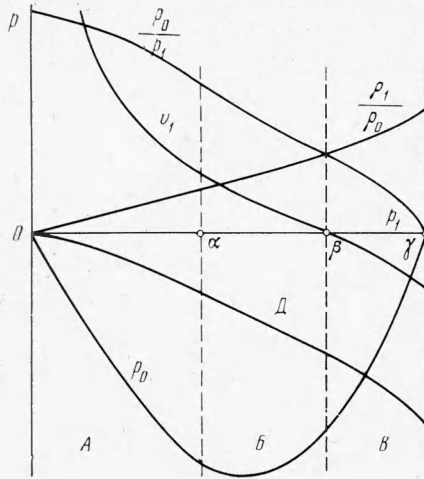
На твердую поверхность графита падает излучение лазера [8], поэтому можно считать, что поглощения в линиях при рассматриваемых температурах ( $T_0 \leq T \leq 8 \cdot 10^4 \text{ К}$ ) нет, и коэффициент поглощения  $K$  задать формулой Крамерса — Унзольда

$$K = 0.96 \cdot 10^{-7} N Z^2 T^{-2} A^{-3} \exp(A - A_1)$$

где  $N$  — число атомов,  $Z$  — заряд ядра,  $T$  — температура,  $A_1 = I/kT$ ,  $I$  — потенциал ионизации,  $k$  — постоянная Больцмана,  $A = h\nu/kT$ ,  $h\nu$  — энергия кванта [10]. Эффекты ионизационной неравновесности [11] при этом не учитываются.

В расчетах использована неявная разностная схема, в которой производные по времени  $\partial f / \partial t$  заменяются на разности  $(f^{n+1} - f^n) / \Delta t$ , а производные по координатам  $\partial f / \partial y$  — на  $(f_{i+1}^{k+1} - f_i^{k+1}) / 2\Delta y$ . При решении применяется метод итераций.

Такая схема по существу мало отличается от применяемой в [12] схемы с «пересчетом». Устойчивость ее оценивается методом Неймана. Для этого все газодинамические величины  $f_i(y, t)$  представляются в виде  $f_i + f_i'(y, t)$ , где  $f_i = \text{const}$ , а  $f_i'(y, t)$  — изменения, которые считаются малыми величинами первого порядка [13]. Затем раз-



Фиг. 2

ностная схема для  $f_i'(y, t)$  приводится к виду  $Gf^{n+1}(y) = f^n$ , где  $G$  — матрица перехода. Для устойчивости необходимо, чтобы собственные значения  $\lambda$  матрицы перехода  $G$  были все больше единицы. Имеем

$$\lambda_1 \geq 1 + iv \Delta t / \Delta y \sin n\Delta y \geq 1$$

где для простоты считаем  $\Delta z = \Delta r \equiv \Delta y$ . Для получения  $\lambda_2, \lambda_3, \lambda_4$  воспользуемся малостью величины  $l = v\Delta t / \Delta y$ , которая в данной задаче не превышает  $10^{-2}$ , и отбросим члены порядка  $l^2$ . Тогда

$$\lambda_{2,3} \geq 1 + il \sin n\Delta y \geq 1, \quad \lambda_4 \geq 1 + u \frac{\Delta t}{r} (1 + \kappa) + il \sin n\Delta y - \delta$$

где  $u$  — скорость в направлении  $r$ ,  $r \geq \Delta y$ . Величина  $\delta$  пропорциональна  $q\Delta t$  и возникает вследствие подогрева газа излучением. Она отрицательна при

$$pF\Delta y \sum_m \exp(-H p_m / \rho_m + imn\Delta y) > 1$$

где суммирование ведется по точкам вдоль оси  $z$  при некотором  $r$ ;  $H \approx 10^{-2}$ ,  $F \approx 200$ . При  $q = 10^9 \text{ вт/см}^2$ ,  $p \sim 5 \cdot 10^{-2}$ ,  $p_m / \rho_m \sim 10^{-3}$  и условие устойчивости выполняется.

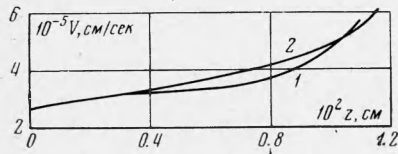
При малых  $q$  величина  $\Delta$  мала, так как  $q$  входит в нее множителем. Таким образом, собственные значения обратной матрицы перехода больше единицы и схема устойчива.

Результаты расчетов приведены на фиг. 3—10. При решении граничных уравнений (2) — (4) обнаружилось, что при изменении  $q$  от  $q_{\min} = 2 \cdot 10^7 \text{ вт/см}^2$  до  $2 \cdot 10^9 \text{ вт/см}^2$  (в безразмерных единицах от 0.2 до 20) безразмерная скорость  $v_1$  меняется от 0.2881 до 0.2786, т. е. практически сохраняет постоянное значение. Зависимость  $v_1$  от

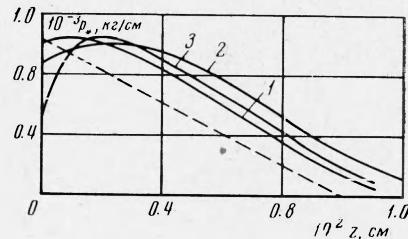
времени тоже практически отсутствует при изменении  $q$  в указанных пределах при временах порядка  $10^{-8}$  сек. Это позволяет ограничиться иллюстрацией зависимости  $v$  от времени лишь для  $q = 5 \cdot 10^8$   $\text{вт/см}^2$  (кривая 1 на фиг. 3 относится к моменту времени  $t = 4$   $\text{нсек}$ , кривая 2 —  $t = 8$   $\text{нсек}$ ).

Граничные величины  $p_1, \rho_1$  практически пропорциональны величине  $q$ , и на фиг. 4, 5 даны графики приведенных для удобства к одному и тому же масштабу величин  $p, \rho$  ( $p$  и  $\rho$  умножаются на отношение минимального рассматриваемого  $q_{\min}$  к  $q$ , соответствующего данным  $p, \rho$ ), т. е.  $p_* = (q_{\min}/q) p, \rho_* = (q_{\min}/q) \rho$ . Кривые 1 соответствуют  $q = 5, t = 4$   $\text{нсек}$ , 2 —  $q = 5, t = 8$   $\text{нсек}$ , 3 —  $q = 10, t = 4$   $\text{нсек}$ , пунктиром обозначено начальное распределение давления. Спадание величин  $p, \rho$  в точке  $z = 0$  носит несколько искусственный характер и обусловлено уменьшением плотности потока излучения на границе с твердым веществом из-за увеличения со временем поглощения излучения в факеле.

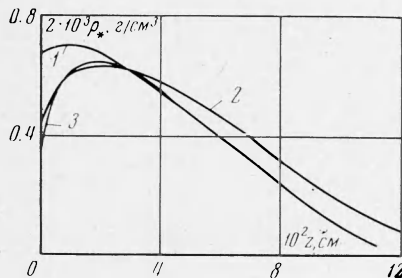
На фиг. 6 изображено распределение по  $z$  температуры в факеле при  $r = 0$  для  $q = 10^9$   $\text{вт/см}^2$  через 4  $\text{нсек}$  после начала действия излучения. Кривая 1 получена при 10



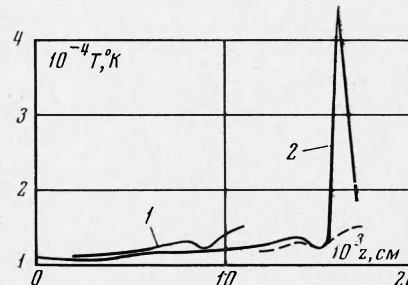
Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5



Фиг. 6

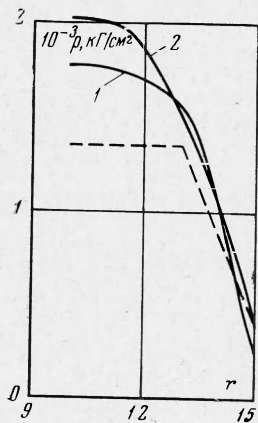
начальных точках по  $z$ , кривая 2 — при 16. Остальные параметры при этом неизменны. Наблюдается быстрый разогрев переднего фронта факела — «вспышка», что ведет к появлению ударных волн. Пунктиром изображена температура при совмещении передних фронтов в этих двух случаях. На фиг. 7, 8 приведено распределение давления и боковой скорости  $u$  по координате  $r$ . Пунктиром обозначено начальное давление, начальная скорость  $u$  равна нулю, а параметры  $q$  и  $t$  те же, что и на фиг. 4, 5. На фиг. 9 показано изменение температуры переднего фронта факела как функции времени при  $q = 3.6 \cdot 10^9$   $\text{вт/см}^2$ .

Изменение параметра  $(-x)$  (сплошные линии) и величины  $j = x$  (штриховые линии) из уравнения (4), которая вычисляется теперь по  $v_1, p_1, \rho_1, D$ , для трех значений  $q$  приведено на фиг. 10 (1 —  $q = 2, 2 — q = 10, 3 — q = 20$ ). Величина  $j$  уменьшается со временем, что приводит к дозвуковому истечению из разрыва при начальном движении ( $t = 0$ ), близком к звуковому ( $|D| \ll v$ , а их разность при  $t = 0$  равна скорости звука). Увеличение  $x$  ведет к изменению граничных величин в соответствии с диаграммой фиг. 2.

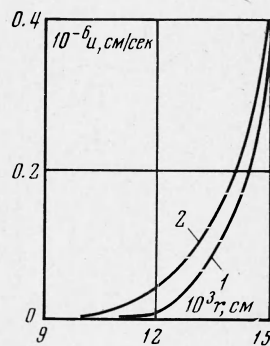
В схему расчета не введена вязкость, поэтому она приспособлена для получения только гладких решений, и расчеты велись до зависящего от величины начальной температуры  $T_0$  момента появления ударных волн. Их образование обусловлено как вспышкой, так и обнаруженной в процессе расчета неравномерностью распределения плотности потока излучения по координате  $r$  на границе с твердым веществом.

Следует отметить, что появление ударных волн, неравновесность процессов и другие явления, сопровождающие поглощение мощного излучения, сильно усложняют рас-

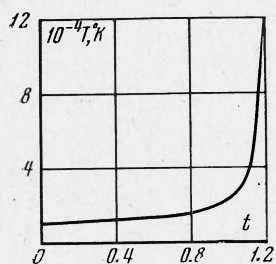
смотрение проблемы. Поэтому представляется разумным решать задачу длительного разлета с аппроксимацией коэффициента поглощения степенной зависимостью, что справедливо при многократной ионизации. В такой постановке можно и учитывать быстрые



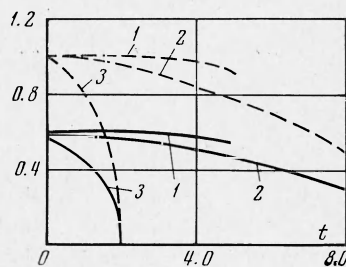
Фиг. 7



Фиг. 8



Фиг. 9



Фиг. 10

явления типа вспышки, а также неравновесность связанных с поглощением излучения процессов и сравнить полученные результаты с автомодельными решениями [6, 14, 15] и с численными расчетами [16].

Авторы признательны О. С. Рыжову за интерес к работе и полезную дискуссию и И. В. Немчинову за ценные советы и замечания в ходе выполнения работы.

Поступила 3 VIII 1970

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы. М., «Наука», 1970.
2. Howe J. A., Mollouy T. V. Graphite jet velocity by a probe method. J. Appl. Phys., 1964, vol. 35, No. 7.
3. Vogel K., Basklund P. Application of electron and optical microscopy in studying laser irradiated metal surfaces. J. Appl. Phys., 1965, vol. 36, No. 12.
4. Gregg D. W., Thomas S. J. Momentum transfer produced by focused laser giant pulses. J. Appl. Phys., 1966, vol. 37, No. 7.
5. Афанасьев Ю. В., Крохин О. Н. Испарение вещества под действием излучения лазера. ЖЭТФ, 1967, т. 52, вып. 4.
6. Немчинов И. В. Стационарный режим движения нагреваемых излучением паров вещества при наличии бокового растекания. ПММ, 1967, т. 31, вып. 2.
7. Басов Н. Г., Бойко В. А., Дементьев В. А., Крохин О. Н., Склизков Г. В. Нагревание и разлет плазмы, образующейся при воздействии сфокусированного гигантского импульса лазера на твердую мишень. ЖЭТФ, 1966, т. 51, вып. 4.
8. Басов Н. Г., Грибков В. А., Крохин О. Н., Склизков Г. В. Исследование высокотемпературных явлений, происходящих при фокусировании мощного излучения лазера на твердую мишень. ЖЭТФ, 1968, т. 54, вып. 4.
9. Пол В., Варшауэр Л. Твердые тела под высоким давлением. М., «Мир», 1966.

10. Зелдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
11. Немчинов И. В., Попов С. П. О времени начала экранировки поверхности, испаряющейся под действием излучения ОКГ. Письма ЖЭТФ, 1970, т. 11, вып. 9.
12. Кондратьев В. Н., Немчинов И. В., Хазинс В. М. Расчет задачи о разлете нагреваемого поверхностного слоя вещества с учетом расслоения его на фазы. ПМТФ, 1970, № 4.
13. Рихтмайер Р. Д. Разностные методы решения краевых задач. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
14. Афанасьев Ю. В., Кроль В. М., Крохин О. Н., Немчинов И. В. Газодинамические процессы при нагревании вещества излучением лазера. ПММ, 1966, т. 30, вып. 6.
15. Кроль В. М. Плоские автомодельные движения теплопроводного газа, нагреваемого излучением. ПМТФ, 1968, № 4.
16. Виленская Г. Г., Немчинов И. В. Численный расчет движения и нагрева излучением ОКГ плазмы, образовавшейся при «вспышке» поглощения в парах твердого тела. ПМТФ, 1969, № 6.

УДК 533.9

#### РАВНОВЕСНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ И ДАВЛЕНИЯ В СТАЦИОНАРНОМ РАЗРЯДЕ С ИЗЛУЧЕНИЕМ

С. Г. Алиханов, И. К. Конкашбаев

(Новосибирск)

Приводятся результаты численных расчетов уравнений баланса энергии и импульса для стационарного разряда в плотной плазме.

В теории квазистационарных сильноточных разрядов одним из основных вопросов является определение равновесных распределений температуры и давления, от которых зависит не только энергетический баланс, но и устойчивость плазмы. В работе [1] найдены решения уравнений баланса при различных допущениях ( $\kappa = 0$ , отсутствие излучения и т. д.). Так как полная система уравнений аналитически не интегрируется, то в [2-4] уравнения баланса интегрировались численно для случая малых плотностей, когда излучение несущественно. Представляет интерес рассмотрение равновесия разряда в плотной плазме, когда излучение играет заметную роль. Как будет показано ниже, в этом случае возможно существование квазипериодических решений.

Рассмотрим равновесие цилиндрического столба плазмы без продольного магнитного поля, когда давление плазмы в основном удерживается магнитным полем собственного тока, текущего по оси  $z$  (часть давления плазмы может передаваться непосредственно на стенки). Джоулево тепло отводится теплопроводностью и излучением, которое предполагается объемным, что справедливо для широкого диапазона температур и плотностей. Полагая  $T_e = T_i$  и пренебрегая вязкостью, получаем

$$\begin{aligned} dp/dr &= c^{-1} \mathbf{fH}, & \text{rot } \mathbf{H} &= 4\pi c^{-1} \mathbf{j} \\ \text{div}(\kappa \nabla T) &= -E\mathbf{f} + W_r(T, n), & \sigma \mathbf{E} &= \mathbf{j} \\ W_r(T, n) &= \alpha n^2 T^{-1/2} + \beta n^2 T^{3/2} \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $\sigma$  — проводимость,  $\mathbf{H}$  — магнитное поле,  $n$  — плотность,  $T$  — температура,  $p$  — давление,  $\mathbf{j}$  — плотность тока,  $E$  — электрическое поле,  $\kappa$  — коэффициент теплопроводности,  $\alpha, \beta$  — коэффициенты тормозного и рекомбинационного излучения [5]. Рассматриваемые эффекты связаны с излучением, т. е. имеют место в заведомо плотной плазме, поэтому, не теряя общности, можно рассматривать полностью ионизованную немагнитную плазму  $\sigma = \sigma_0 T^{3/2} \lambda^{-1}$ ,  $\kappa = \kappa_0 T^{6/2} \lambda^{-1}$ ,  $\sigma_0, \kappa_0 = \text{const}$

Полагая кулоновский логарифм  $\lambda$  постоянным, перепишем систему уравнений (1) в безразмерном виде

$$\frac{1}{x} \frac{d}{dx} \left( \frac{x}{\theta^{3/2}} \frac{d\rho}{dx} \right) = -\theta^{3/2}$$