

**КВАЗИСТАЦИОНАРНОЕ
СФЕРИЧЕСКИ-СИММЕТРИЧНОЕ ТЕЧЕНИЕ
ИНТЕНСИВНО ИЗЛУЧАЮЩЕЙ ПЛАЗМЫ,
НАГРЕВАЕМОЙ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ**

А. В. Добкин, Т. Б. Малявина, И. В. Немчинов
(Москва)

Оценки и численные расчеты [1—4] показывают, что при достаточно длительном воздействии лазерного излучения на преграду в вакууме в условиях плоской геометрии разлета паров значительная часть энергии лазерного импульса преобразуется в тепловое излучение, испускаемое плазмой. Если за время действия лазера толщина слоя паров становится сравнимой с характерным размером облучаемого пятна r_0 , то из-за начинающегося расширения струи в боковом направлении плотность паров снижается быстрее, чем в случае разлета в виде плоского слоя. Периферийные слои плазменного факела становятся прозрачными, практически полностью пропускают лазерное излучение, и поглощение осуществляется лишь вблизи мишени, устанавливается квазистационарный самосогласованный режим нагрева и разлета паров [5, 6]. Параметры плазмы, достигаемые к концу плоской стадии разлета, в дальнейшем как бы «замораживаются». Поэтому и в стационарной стадии могут осуществляться режимы, в которых тепловое излучение становится доминирующим фактором. Поскольку в плоской стадии роль теплового излучения возрастает с увеличением длительности импульса и соответственно толщины слоя паров x [1—4], то в стационарной стадии выход излучения возрастет с увеличением размера пятна r_0 [6].

Квазистационарный режим движения интенсивно излучающей плазмы, в которой выделяется энергия внешнего источника, представляет значительный интерес, поскольку в нем расход массы, давление, плотность и температура, оптическая толщина плазмы, а также плотность потока испускаемого излучения поддерживаются на неизменном уровне. Это облегчает исследование оптических свойств излучающей плазмы и практическое использование испускаемого излучения. В квазистационарном режиме масса плазмы, импульс давления и импульс испускаемого излучения пропорциональны подведенной энергии, т. е. в принципе могут наращиваться до сколь угодно больших значений.

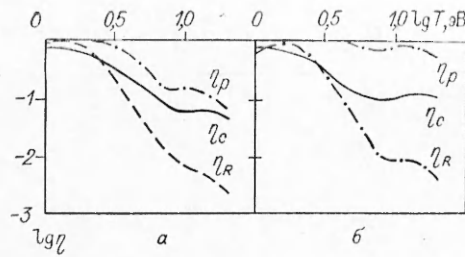
В общем случае описание радиационно-газодинамических процессов, происходящих при двумерном нестационарном или квазистационарном движении излучающей струи паров, является достаточно сложной задачей. Здесь ограничимся лишь более простым случаем радиально-симметричного установившегося движения излучающих паров. Сделаем также некоторые дополнительные предположения о характере излучения.

1. Будем описывать перенос излучения в приближении квазиобъемного высвечивания [7, 8]. Произведем расчет интенсивности I_ε излучения, распространяющегося в равномерно нагретом объеме вещества при различных значениях его температуры T , плотности ρ и характерного размера L . Найдем интегральную по спектру интенсивность излучения F_r на границах объема

$$(1.1) \quad I_\varepsilon = B_\varepsilon (1 - \exp(-\kappa_\varepsilon m)), \quad B_\varepsilon = \frac{15}{\pi^4} \frac{\sigma \varepsilon^3}{\exp(\varepsilon/T) - 1},$$

$$F_r = \int_0^\infty I_\varepsilon d\varepsilon, \quad \int_0^\infty B_\varepsilon d\varepsilon = \sigma T^4, \quad m = \rho L.$$

Здесь B_ε — планковская функция; ε — энергия фотонов; σ — постоянная Стефана — Больцмана; κ_ε — спектральный массовый коэффициент поглощения; m — характерная величина удельной массы газа.



Р и с. 1

Вычислим коэффициент черноты η и эффективный коэффициент испускания κ_e по соотношению

$$(1.2) \quad F_r = \eta \sigma T^4 = \sigma T^4 (1 - \exp(-\kappa_e m)).$$

При условии $\kappa_e m \ll 1$, выполняющемся для всех частот излу-

чения или энергий фотонов ε , из (1.1) получаем

$$(1.3) \quad I_\varepsilon = B_\varepsilon \kappa_e m, F_r = \sigma T^4 \kappa_p m, \kappa_e = \kappa_p.$$

Таким образом, введенный эффективный коэффициент испускания κ_e переходит в планковский коэффициент κ_p . Однако реально в достаточно плотной многократно ионизованной плазме условие $\kappa_e m \ll 1$ в некоторых участках спектра, и прежде всего в линиях, не выполняется, и необходимо учитывать реабсорбцию, что и делается при вычислении κ_e по (1.1) и (1.2). Если все же в целом по спектру $\eta \ll 1$ и $\kappa_e m \ll 1$, то из (1.2)

$$(1.4) \quad F_r = \sigma T^4 \kappa_e m, \operatorname{div} q_r = Q_r \rho, Q_r(T, \rho, m) = 4 \kappa_e \sigma T^4,$$

где Q_r — удельная мощность потерь энергии (на единицу массы).

Расчеты [8] показывают, что зависимость κ_e от L или m довольно слабая, соответственно достаточно определенной оказывается и κ_e , если заранее известно значение L . В качестве такового в задаче о нагреве плазмы лазерным излучением выступает $l(\varepsilon_0, T, \rho)$ пробега лазерного излучения с энергией фотонов ε_0 .

На рис. 1 представлена зависимость η от T плазмы висмута, нагреваемой излучением неодимового лазера ($\varepsilon_0 = 1,16$ эВ), при двух типичных значениях плотности плазмы висмута $\rho = \delta \rho_L$ ($\delta = 1; 0,1$ — а и б), где нормальная плотность паров висмута $\rho_L = 9,39$ мг/см³. Значения η_c вычислены по (1.1) и (1.2), т. е. путем решения спектрального уравнения переноса с использованием детальных таблиц оптических свойств плазмы висмута [9], η_p — по (1.2) в предположении, что $\kappa_e = \kappa_p$, а значения η_R найдены при использовании в качестве эффективного среднего Росселандовского коэффициента поглощения κ_R . Как видно, различие достаточно велико. Отметим, что типичные значения η при рассматриваемых T и δ порядка 0,1. Далее выражение (1.4) распространяется и на случай неравномерного нагрева. Основанием является то, что в точных численных решениях РГД задачи [2—4] температура основной части массы излучающей и поглощающей плазмы меняется сравнительно мало. Во всяком случае, применение κ_e в выражении (1.4) гораздо более обосновано, чем использование планковского или Росселандовского средних коэффициентов.

2. Система уравнений, описывающая радиально-симметричное стационарное движение и нагрев излучающей плазмы, имеет вид

$$(2.1) \quad dp + \rho u du = 0, \rho u S = \dot{M}, h = p\gamma/\rho(\gamma - 1), \\ \dot{M} \left[(dh + u du) + \frac{Q_r}{u} dr \right] + dF = 0.$$

Здесь p — давление; ρ — плотность; u — скорость; h — энтальпия плазмы; γ — показатель адиабаты; S — площадь сечения «канала», в котором движется пар ($S = 4\pi r^2$ для сферически-симметричного течения); $\dot{M}$ — расход массы; F — полный поток энергии лазерного излучения через сечение S ($F = qS$, q — плотность потока).

Уравнения переноса лазерного излучения

$$(2.2) \quad dF^-/dr = kF^-, dF^+/dr = -kF^+,$$

где F^- — поток энергии лазерного излучения, направленный к поверхности мишени; F^+ — поток отраженного излучения $F = F^+ - F^-$ ($F^+ > 0, F^- > 0, F < 0$); $k = k(T, \rho)$ — линейный коэффициент поглощения лазерного излучения. На поверхности мишени, т. е. при $r = r_0$, $F_w^+ = k_r F_w^-$ (k_r — коэффициент отражения), а также выполняются условия фазового перехода в дозвуковой волне испарения

$$(2.3) \quad \rho_w u_w S_w = \dot{M}, \quad p_0 = p_w + \rho_w u_w^2, \\ \dot{M} \left(h_w + \frac{1}{2} u_w^2 \right) + F_w = -\dot{M} Q_v, \quad T_w = T_v(p_w).$$

Здесь p_0 — давление перед волной испарения (в твердом теле); T_v — равновесная температура фазового перехода; Q_v — теплота испарения; индекс w относится к параметрам за волной испарения; F_w — суммарный поток лазерного и теплового излучения, достигающий волны испарения. Ниже при конкретных расчетах задачи испарение мишени за счет потоков теплового излучения не учитывалось.

На внешней границе $r \rightarrow r_\infty$

$$(2.4) \quad F \rightarrow F_\infty = q_0 S_0, \quad p \rightarrow 0.$$

Уравнение состояния и оптические свойства паров задаются в табличном виде

$$(2.5) \quad pv = N(T, \rho) R' T, \quad h = c(T, \rho) R' T = \frac{\gamma}{\gamma - 1} pv,$$

$$R' = R/A, \quad k = k(\varepsilon_0, T, \rho), \quad \kappa_e = \kappa_e(\varepsilon_0, T, \rho), \quad v = 1/\rho$$

(R — универсальная газовая постоянная, A — атомный вес вещества).

Уравнение состояния в дифференциальной форме

$$(2.6) \quad \frac{d^2 h}{dv^2} - A_v \frac{d^2 v}{dv^2} - A_p \frac{d^2 p}{dp^2} = 0, \quad A_p = \left(1 + \frac{\partial \ln C}{\partial \ln T} \right) \left(1 + \frac{\partial \ln N}{\partial \ln T} \right)^{-1}, \\ A_v = A_p \left(1 - \frac{\partial \ln N}{\partial \ln v} \right) + \frac{\partial \ln C}{\partial \ln v}, \quad c_s^2 = \gamma_d \frac{p}{\rho}, \quad \gamma_d = \frac{\gamma A_v}{1 + (A_p - 1) \gamma}, \quad \frac{C}{N} - 1 = \frac{1}{\gamma - 1},$$

где c_s — скорость звука; γ_d — дифференциальный показатель адиабаты. Система (2.1) имеет особую точку, соответствующую переходу через скорость звука. При постоянных C и N $\gamma_d = \gamma$, $A_v = A_p = 1$. Из (2.4) и (2.6)

$$(2.7) \quad (1 - u^2/c_s^2) du/u = - (dF/\dot{M}h + Q_r dr/uh + dS/S).$$

В «звуковом» сечении (скорость течения u равна скорости звука c_s) член при du/u обращается в нуль. Параметры в этом сечении (назовем его критическим) будем отмечать индексом *. Если происходит непрерывное ускорение газа, то du не меняет знака. При переходе через скорость звука должно выполняться соотношение $dF/\dot{M}h_* + Q_r^* dr/u_* h_* + dS/S_* = 0$.

Используя уравнение переноса (2.2), условие $u_* = c_s^*$ и определение Q_r^* , в случае сферически-симметричного течения получаем

$$(2.8) \quad k_* r_* q_* (1 - \chi) + 2\rho_* h_* u_* = 0, \quad \chi = -Q_r^* \rho_*/k_* q_*$$

(χ — относительная мощность потерь энергии на излучение в критической точке).

Таким образом, в критическом сечении должно выполняться определенное соотношение между мощностью энерговыделения за счет лазерного излучения (плотность потока лазерного излучения $q_* = F_*/S_*$, причем $q_* < 0$), потерями энергии на тепловое излучение и гидродинамическим потоком энергии.

3. Для выхода из особой точки необходимо выполнить разложения по малому параметру. Заданную систему и условия в особой точке удобно

представить в безразмерном виде, отнеся все параметры к их значениям в звуковом сечении: $\bar{r} = r/r_*$, $\bar{g} = u^2/u_*^2$, $\bar{p} = p/p_*$, $\bar{\rho} = \rho/\rho_*$, $\bar{F} = F/F_*$, $\bar{F}^+ = F^+/F_*$ и т. д. Для удобства ниже черту над безразмерными переменными опустим. Систему (2.1), (2.2) запишем как

$$(3.1) \quad dp = -\frac{1}{2}\gamma_d \rho dg, \quad \rho \sqrt{g} S = 1,$$

$$dh + (\nu - 1) dg + \Phi_f dF + \Phi_q \frac{dr}{\sqrt{g}} Q_r = 0, \quad \frac{dF^-}{dr} = k_f k F^- \frac{dz^+}{dr} = -k_f k F^+.$$

Здесь $\Phi_q = r_* Q_r^*/h_* u_*$; $\Phi_f = F_*/M h_*$; $\nu = 1 + \gamma_d^*/2\Phi_*$; $\Phi_* = \gamma_*/(\gamma_* - 1)$; $k_f = k_* r_*$; $\chi = \Phi_q/k_f \Phi_f$. Используя (2.5) и уравнение энергии, из (3.1) найдем дифференциальное уравнение для определения $g(r)$

$$(3.2) \quad \frac{1}{2} \frac{d^2 g}{dr^2} \frac{r}{g} \left(1 - \frac{g}{r} \Phi\right) = - \left[\frac{r}{S} 2r - \frac{\Phi_f}{A_v} k_f k (F^+ + F^-) + \frac{\Phi_q}{A_v} \frac{Q_r}{\sqrt{g}} \right],$$

$$\Phi = \Phi \gamma_d^*/\Phi_* \gamma_d, \quad \Phi = \gamma/(\gamma - 1),$$

аналогичное (2.7), однако в отличие от (3.2) в нем использовано реальное уравнение состояния газа (2.5), (2.6) и учитывается отражение лазерного излучения от поверхности мишени.

В особой точке

$$(3.3) \quad r = g = p = \rho = F = S = h = k = Q_r = \Phi = 1,$$

$$F^+ = F^+/F_*, \quad F^- = F^-/F_*, \quad (F^+ + F^-) = \chi(1 + 2A_v/\Phi_q).$$

Для выхода из особой точки системы получим разложения по r в точке $r = 1$ с точностью до первого порядка, причем вблизи особой точки зависимости $k(T, \rho)$, $\kappa_e(T, \rho)$, $T(h, \rho)$ представим в степенном виде $k = h^{-\alpha} \rho^\beta$, $\kappa_e = h^{-\alpha_e} \rho^{\beta_e}$, $T = h^{\alpha_T} \rho^{\beta_T}$, а изменениями A_v и Φ пренебрежем.

При $(r - 1) \ll 1$ $g - 1 = z_g(r - 1)$. Для определения наклона z_g интегральной кривой имеем квадратное уравнение

$$(3.4) \quad az_g^2 + bz_g + c = 0, \quad a = \frac{1}{2} \nu, \quad b = -2 \left[\frac{1}{2} A_v^* - (\nu - 1)(1 + \alpha) + \frac{1}{2} \beta \right] +$$

$$+ \frac{\Phi_q}{A_v^*} \left[(\nu - 1)(\alpha + 4\alpha_T - \alpha_e) + \frac{1}{2} (4\beta_T + \beta_e - \beta) + \frac{1}{2} \right],$$

$$c = -4 [A_v^* (1 + \alpha) + \beta - 1] - 2 - \frac{\Phi_f}{A_v} k_f^2 -$$

$$- \frac{\Phi_q}{A_v} 2 [A_v^* (\alpha + 4\alpha_T - \alpha_e) + \beta - 4\beta_T - \beta_e].$$

Методика решения системы (3.1), (3.2) с граничными условиями (2.3), (2.4) и особой звуковой точкой, в которой выполняются соотношения (3.3), в случае, когда переизлучение не учитывается ($Q_r = 0$), изложена в [5, 6]. Близкая методика использовалась нами также при исследовании стационарного режима разлета паров, нагреваемых потоком быстрых частиц или потоками теплового излучения в режиме лучистой теплопроводности [10, 11]. Поэтому здесь остановимся лишь на характерных особенностях, связанных с учетом переизлучения.

Интегрирование системы (3.1), (3.2) начинается от особой точки, где задаются значения T_* и ρ_* . С использованием таблиц термодинамических и оптических свойств вещества находятся значения h_* , p_* , c_{s*} , k_* , κ_e^* и Q_r^* .

Интегрируя уравнение энергии (2.1) от поверхности мишени ($r = r_0$) до критической точки ($r = r_*$) и используя граничные условия (2.3),

находим

$$(3.5) \quad h_* + \frac{u_*^2}{2} + \frac{F_*}{\dot{M}} + \frac{r_* Q_r^*}{u_*} Q = -Q_v,$$

где безразмерный интеграл

$$(3.6) \quad \theta = \int_{r_0/r_*}^1 \frac{Q_r/Q_r^*}{u/u_*} d\left(\frac{r}{r_*}\right).$$

Точное значение θ будет известно только после интегрирования системы. В качестве первого приближения можно взять его значение из решения без учета переизлучения, т. е. при $Q_r^* = 0$, если расчеты начинаются с вариантов, в которых переизлучение мало ($\chi \ll 1$, $\chi = -Q_r^* \rho_*/k_* q_*$). Роль переизлучения ослабляется с уменьшением T_* и r_* . В дальнейшем по мере увеличения χ можно использовать в качестве начальных θ экстраполяцию значений θ , полученных в предшествующих расчетах.

Если задаться значением θ , то соотношение (3.5) и условия (3.3) позволяют определить все параметры в критическом сечении: r_* , F_* и $\dot{M} = \rho_* u_* S_*$. Выход из особой точки осуществляется аналогично [5, 6, 10, 11] разложением решения вблизи критического сечения (3.4). Затем система уравнений интегрируется от особой точки в сторону преграды до пересечения с кривой фазового равновесия, определяются r_0 и новое значение θ . Подставляя θ в соотношение (3.5), уточняем параметры в критическом сечении и повторяем расчет. Значения параметров в критической точке обычно сходятся после нескольких итераций.

Далее проводится расчет сверхзвуковой зоны течения (в сторону увеличения r) до тех пор, пока F не выйдет на стационарное значение $F = F_\infty$.

При $\chi \rightarrow 1$ расчет по указанной методике становится затруднительным, решение чувствительно к выбору θ . Предельный «радиационный» режим течения (при $\chi \approx 1$) предполагается проанализировать отдельно.

4. Оценим параметры плазмы и потоки ее теплового излучения при воздействии лазера на сферическую мишень из висмута. Уравнение состояния и оптические свойства висмутовой плазмы в диапазоне $T = 5-30$ эВ аппроксимируем степенными зависимостями (использовались таблицы [9])

$$(4.1) \quad e = 2,04 T^{1,8} \delta^{-0,125}, \quad \kappa_0 = 2,4 \cdot 10^3 T^{1,5} \delta^{0,75} \varepsilon_0^{-2}, \\ \eta = 0,25 T^{-0,5} \delta^{-0,25} \varepsilon_0^{0,7}, \quad \kappa_e = 6 \cdot 10^2 T^{1,0} \delta^{0,5} \varepsilon_0^{-1,3},$$

где e — удельная внутренняя энергия плазмы, кДж/г; κ_0 — коэффициент поглощения лазерного излучения, см²/г; κ_e — эффективный коэффициент поглощения, см²/г; $\delta = \rho/\rho_L$ — относительная плотность.

В качестве первого приближения оценим параметры плазмы, пренебрегая потерями энергии на излучение ($Q_r = 0$). Для достаточно высоких температур плазмы, когда $h_* \gg Q_v$, уравнение баланса энергии в звуковом сечении запишется в виде

$$(4.2) \quad q_* = \frac{\gamma+1}{2} \rho_* u_* h_*$$

(здесь и далее $q_* > 0$). В критическом сечении характерная оптическая толщина плазмы равна

$$(4.3) \quad k_* r_* = 1/\lambda, \quad k_* = \kappa_0^* \rho_*, \quad \lambda = (\gamma+1)/4.$$

Используя (4.2), (4.3) и аппроксимации (4.1), получаем соотношения между параметрами в критическом сечении:

$$(4.4) \quad T_* = 1,35 r_*^{0,23} q_*^{0,50} \varepsilon_0^{-0,46}, \quad \delta_* = 0,2 r_*^{-0,77} q_*^{-0,42} \varepsilon_0^{1,54}.$$

Здесь и далее размерности величин следующие: q_* , МВт/см²; r_* , см; T_* , эВ; p_* , МПа; ε_0 , эВ; $\delta_* = \rho_*/\rho_L$ ($\rho_L = 9,39 \cdot 10^{-3}$ г/см³).

Используя (4.4), оценим относительную мощность потерь энергии на излучение в критической точке:

$$(4.5) \quad \chi = 4\kappa_*^* \sigma T_*^4 / \kappa_0^* q_* = 0,45 q_*^{0,83} r_*^{1,0} \varepsilon_0^{-1,3}.$$

Оценка (4.5) справедлива в случае малых потерь энергии на излучение ($\chi \ll 1$), однако, используя ее, можно грубо оценить характерные значения параметров, при которых потери энергии на излучение становятся значительными ($\chi \approx 1$): $r_*^R = 2,2 q_*^{-0,83} \varepsilon_0^{1,3}$, $T_*^R = 1,62 q_*^{0,3} \varepsilon_0^{-0,16}$. При конечных потерях энергии на излучение уравнение баланса энергии запишется в виде

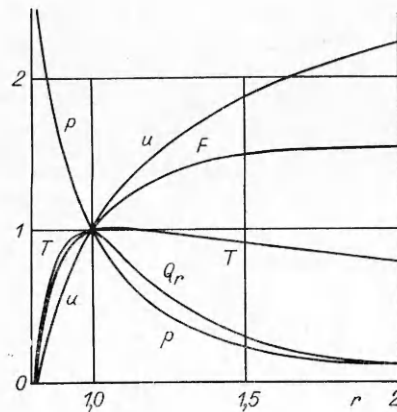
$$(4.6) \quad q_*(1 - \chi \theta k_* r_*) = \frac{\nu + 1}{2} \rho_* h_* u_*.$$

Сравнивая (4.6) с (4.2), а (2.8) с (4.3), приходим к выводу, что для получения заданных значений T_* и ρ_* в критической точке при учете потерь энергии на излучение необходимо увеличить плотность потока лазерного излучения и изменить радиус r_* или оптическую толщину $\tau_* = k_* r_*$: $q_* = A_q q_*^0$, $A_q = 1 + 4\chi\theta/(1 - \chi)(\gamma + 1)$, $\tau_* = A_\tau \tau_*^0$, $A_\tau = [1 - \chi(1 - 4\theta/(\gamma + 1))]^{-1}$.

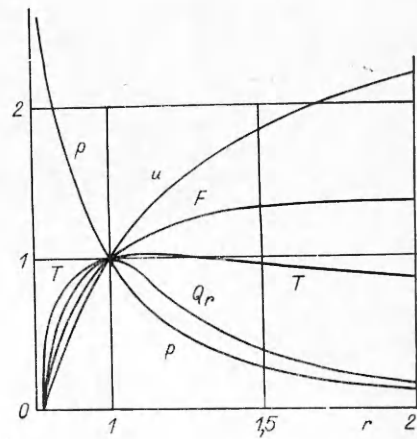
В случае, когда оптические и термодинамические свойства паров задаются в степенном виде, при высоких температурах ($h_* \gg Q_v$) задача становится автомодельной, причем автомодельный профиль характеризуется одним параметром, например долей χ потерь энергии на переизлучение в критической точке. При этом $\theta = \theta(\chi)$.

5. Приведем некоторые результаты численных расчетов квазистационарного течения при воздействии неодимового лазера на сферическую мишень из висмута в вакууме. При доле потерь энергии на излучение в критической точке $\chi = 0,68$ распределения параметров по радиусу даны на рис. 2. Все величины отнесены к их значениям в критической точке (для $T_* = 10$ эВ и $\rho_* = 2,8 \cdot 10^{-3}$ г/см³ имеем $r_* = 3,6 \cdot 10^{-2}$ см, $F_* = 10,7$ МВт, $u_* = 6,12$ км/с, $p_* = 88$ МПа, $Q_r^* = 1,35 \cdot 10^7$ МВт/г, $q_* = F_*/4\pi r_*^2 = 0,64$ ГВт/см², плотность потока лазерного излучения на мишени в отсутствие экранировки $q_0 = F_\infty/4\pi r_0^2 = 1,46$ ГВт/см²).

Отметим характерные особенности течения. Вблизи поверхности мишени есть фронт волны нагрева, максимальная температура паров близка к значению в критическом сечении T_* . В звуковом сечении потери энергии на излучение Q_r максимальны. Поглощение энергии лазерного излучения осуществляется на расстояниях $r \leq 2r_*$.



Р и с. 2



Р и с. 3

Картина течения качественно похожа на случай, когда переизлучение не учитывается (ср. рис. 2 с 3, где представлены распределения параметров при $\chi = 0$). Однако имеются и некоторые отличия. Так, при учете потерь энергии на излучение температура в сверхзвуковой части струи, т. е. при $r > r_*$, несколько быстрее падает с r , а F быстрее возрастает. С увеличением χ возрастает часть энергии лазерного излучения, поглощаемая в сверхзвуковой зоне течения, т. е. увеличивается отношение F_∞/F_* (рис. 4). Звуковая точка немного приближается к поверхности с увеличением χ (отношение r_0/r_* растет), а отношение p_0/p_* (отношение давления на мишени p_0 к давлению p_* в критической точке) несколько уменьшается; значение θ (3.6) незначительно снижается с ростом χ .

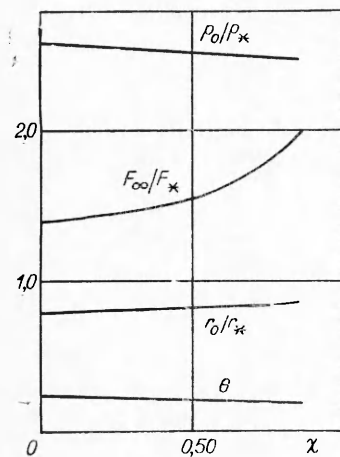
В приближении квазиобъемного высвечивания и в условиях всестороннего облучения преграды поток теплового излучения, падающий

$$\text{на мишень, вычисляется по соотношению } F_r^0 = 2\pi \int_{r_0}^{r_\infty} (1 - \sqrt{1 - (r_0/r)^2}) \times \\ \times Q_r r^2 dr. \text{ Поток теплового излучения, высвечиваемый в вакуум, } F_r^\infty - \\ = 4\pi \int_{r_0}^{r_\infty} Q_r r^2 dr - F_r^0.$$

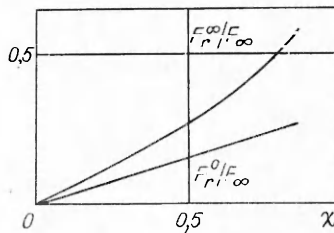
Относительные доли высвета в вакуум F_r^∞/F_∞ (F_∞ — подводимый поток лазерного излучения) и на мишень F_r^0/F_∞ приведены на рис. 5. При $\chi = 0,68$ $F_r^\infty/F_\infty = 0,4$, на мишень приходится $F_r^0/F_\infty = 0,2$, т. е. в этом случае суммарные потери энергии на излучение составляют $\zeta \approx 60\%$. Учет собственного излучения плазмы привел к снижению максимальной температуры плазмы $\bar{T}_*$ в 1,62 раза, а давление на мишени понизилось в 1,33 раза по сравнению со случаем, когда переизлучение не учитывалось ($\chi = 0$). Однако следует иметь в виду, что в данной постановке не учитывались испарение преграды тепловым излучением и нагрев им образовавшихся паров. Отметим, что в условиях всестороннего облучения преграды дополнительное испарение преграды за счет падающего на нее теплового излучения приведет к частичной компенсации уменьшения давления за счет потерь энергии на излучение. Количественное представление о роли последнего фактора можно получить на основании результатов численных расчетов [2—4] плоской задачи или предположения о поглощении испущенного излучения в волне ионизации и испарения (соответственно в (2.3) температура фазового перехода «ионизации» T_b заменяется на более высокую T_i , при которой происходит просветление плазмы для этого излучения).

Используя автомодельность задачи при выполнении степенных законов (4.1), можно оценить характерные параметры плазмы, изменяя значения в критическом сечении, но при сохранении той же доли высвета χ . Например,

при уменьшении температуры до $T_* = 5$ эВ для $\chi = 0,68$ $q_0 = 145$ МВт/см², $r_0 = 0,21$ см, $p_0 = 40$ МПа, $u_* = 3,3$ км/с. Время установления стационарного режима $t_* \approx r_*/u_* \approx 0,75$ мкс. Согласно экспериментам [12]



Р и с. 4



Р и с. 5

при плотности потока порядка 100 МВт/см^2 , время «вспышки», т. е. время развития экранирующего плазменного слоя, меньше указанных времен установления стационарного режима.

Таким образом, при достаточно длительном облучении сферической мишени лазерным излучением устанавливается квазистационарный режим разлета и нагрева паров, интенсивно испускающих при этом тепловое излучение, роль которого усиливается с увеличением размеров мишени и плотности потока лазерного излучения.

При количественной оценке роли радиационных эффектов с помощью описанной стационарной модели сделан ряд допущений. Так, фазовый переход считался квазиравновесным. Вопрос о реальной структуре волны испарения остается пока открытым. Однако сравнение расчетов в этом предположении с экспериментами [12] показывает, что оно позволяет неплохо описать параметры на волне испарения даже в режиме без экранировки поверхности плазмой. Эти параметры перестают вообще играть существенную роль в условиях «плазменных» режимов, которые здесь и рассматриваются, поскольку температура основной зоны энерговыделения намного превосходит температуру в зоне фазового перехода ($T_m \gg T_v$). Отметим, что измерения [13] дали весьма неплохое согласие с расчетом по стационарной модели в диапазоне характерных плотностей потока и радиусов пятна облучения, принятых в качестве примеров выше. При этом мишень была алюминиевой и в соответствии с оценками [6] переизлучение оказалось несущественным фактором. Приведенные оценки показывают, что переход к мишеням из тяжелых элементов значительно усиливает роль радиационных эффектов и позволяет изучать их экспериментально даже в условиях, близких к [13].

В принятой выше модели пренебрегалось воздействием теплового излучения, испущенного горячей плазмой на поверхность. Вместе с тем дополнительное испарение преграды за счет падающего на нее теплового излучения может частично компенсировать уменьшение давления в плазме при ее охлаждении за счет лучеиспускания. С другой стороны, увеличение расхода массы снижает температуру плазмы и ослабляет излучение. Для проверки проведены расчеты одномерной сферически-симметричной нестационарной радиационно-газодинамической задачи о воздействии на сферическую мишень из висмута излучения неодимового лазера. Учитывалось испарение преграды тепловым излучением и отражение лазерного излучения от поверхности (с коэффициентом отражения, экспериментально определенным в [12]). Поток теплового излучения определялся путем решения уравнения переноса излучения. Методика расчета описана в [14]. Для более аккуратного сопоставления с расчетами по данной модели уравнение состояния плазмы и ее оптические свойства задавались степенными зависимостями (4.1).

Приведем результаты расчета для $q_0 = 1,46 \text{ ГВт/см}^2$ и $r_0 = 0,03 \text{ см}$. Расчет показал, что происходит выход на стационарный режим к моменту времени $0,3\text{--}0,4 \text{ мкс}$, что несколько превышает приведенную выше оценку. Качественно распределение параметров по радиусу оказалось весьма близким к полученному выше, в частности, максимум температуры находится вблизи звуковой точки. Лишь вблизи мишени возникла сравнительно узкая холодная область (с температурой до $3\text{--}5 \text{ эВ}$ и толщиной $0,01 \text{ см}$) за счет дополнительного испарения и разогрева паров тепловым излучением. Наличие ее, однако, существенно не повлияло на характерные параметры плазмы. Так, температура оказалась лишь на 20% ниже, чем в стационарной модели с квазиобъемным высветом ($8,1 \text{ эВ}$ вместо 10 эВ), а давление на 10% ниже (190 МПа вместо 215 МПа). Потери на излучение в вакуум составили 51% (вместо 40%). Все излучение, падающее на мишень, поглощалось ею, поскольку его спектр принадлежит далекому вакуумному ультрафиолету (в стационарной модели на мишень падало 20%).

Таким образом, использование описанной выше модели позволяет дать оценку роли радиационных эффектов (при не слишком сильном вы-

свечивании) и указать диапазон параметров лазерного импульса, где возможно их экспериментальное изучение и использование. Некоторое уточнение стационарной модели может быть произведено введением волны испарения и ионизации паров путем замены T_v на более высокую температуру T_i , при которой происходит просветление паров для теплового излучения горячей плазмы. Дальнейшее уточнение требует привлечения более трудоемких численных расчетов (типа описанных в [2—4, 14]).

ЛИТЕРАТУРА

1. Бергельсон В. И., Немчинов И. В. Плоские автомодельные движения газа, нагреваемого излучением, при наличии сильного переизлучения // ПМТФ.— 1973.— № 2.
2. Бергельсон В. И., Немчинов И. В. Параметры плазмы, образующейся под действием микросекундных импульсов излучения лазеров на алюминиевую преграду в вакууме // Квантовая электрон.— 1978.— Т. 5, № 10.
3. Бергельсон В. И., Немчинов И. В. Численное исследование взаимодействия излучения лазера с преградой в вакууме с учетом спектрального состава излучения, испускаемого образующейся плазмой // Квантовая электрон.— 1980.— Т. 7, № 11.
4. Добкин А. В., Немчинов И. В. Тепловое излучение плазмы, образующейся при взаимодействии излучения лазера с преградой из висмута // ЖПС.— 1983.— Т. 38, № 6.
5. Немчинов И. В. Стационарный режим движения нагреваемых излучением паров веществ при наличии бокового растекания // ПММ.— 1967.— Т. 31, № 2.
6. Малявина Т. Б., Немчинов И. В. Параметры стационарной радиально-симметричной струи паров, нагреваемой излучением ОКГ // ПМТФ.— 1972.— № 5.
7. Добкин А. В., Косарев И. Б., Немчинов И. В. Излучение плазмы, образовавшейся при ударе быстрых частиц о преграду // ЖТФ.— 1979.— Т. 49, № 7.
8. Буздин В. П., Добкин А. В., Косарев И. Б. и др. Термодинамические и оптические свойства высокотемпературной плазмы/ИФЗ АН СССР.— М., 1983.— Деп. в ВИНТИ 13.12.83, № 52-84.
9. Боровик Ф. И., Каськова С. И. и др. Оптические свойства плазмы висмута // ЖПС.— 1983.— Т. 39, № 6.
10. Добкин А. В., Малявина Т. Б., Немчинов И. В. Стационарный режим разлета паров, нагреваемых мощными потоками излучения или быстрых частиц // ПМТФ.— 1982.— № 6.
11. Добкин А. В., Малявина Т. Б., Немчинов И. В. Квазистационарное испарение сферы интенсивным излучением сплошного спектра // ДАН СССР.— 1981.— Т. 257, № 6.
12. Голубь А. П., Немчинов И. В. и др. Испарение металлов импульсом лазерного излучения и образование экранирующего слоя // ЖТФ.— 1981.— Т. 51, № 2.
13. Петрухин А. И., Плешанов Ю. Е., Рыбаков В. А. Измерение давлений, возникающих под действием мощного ОКГ на поверхность алюминиевой мишени // Письма в ЖТФ.— 1977.— Т. 3, № 4.
14. Голубь А. П. Численный метод решения уравнений переноса излучения в одномерных задачах радиационной газовой динамики // ЖВММФ.— 1983.— Т. 23, № 1.

Поступила 17/X 1986 г.

УДК 533.9.537.525.5

О МЕХАНИЗМЕ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ РЕЛАКСАЦИИ В НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЕ ВАКУУМНОЙ ДУГИ

С. В. Автаева, Д. К. Оторбаев, А. А. Сулайманов

(Фрунзе)

Известно, что возбуждение слабоионизованного молекулярного газа при энергиях электронов, характерных для неравновесных разрядов ~ 1 эВ, происходит в следующей последовательности. Сначала энергия электрического поля передается электронам, затем большая часть разрядного энергозклада тратится на возбуждение колебательных уровней молекул и, наконец, колебательное возбуждение может передаваться в поступательные степени свободы, т. е. в тепло. Помимо того, что баланс колебательной энергии принципиально важен для самоподдержания газового разряда, наличие в плазме колебательно-возбужденных частиц оказывает существенное влияние на скорости практически всех элементарных процессов с участием молекул. Поэтому актуален интерес и понятно внимание к изучению особенностей колебательной кинетики в неравновесных газах и плазме.