

УДК 535.21 : 538.97

А. Г. Лескис, А. К. Титов, А. А. Юшканов

**ЭФФЕКТЫ НЕРАВНОВЕСНОСТИ ПЛАЗМЫ ПАРОВОГО ОРЕОЛА
В ПОЛЕ ИНТЕНСИВНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

Рассматривается установившееся радиально-симметричное движение паров мелкой частицы металла, испаряющейся в поле излучения CO₂-лазера, с учетом температурной и ионизационной неравновесности. Считается, что пар оптически прозрачен. Случай стационарного движения паров, полностью поглощающих лазерное излучение, без учета неравновесности исследовался в [1], в дальнейшем влияние неравновесности на параметры плазмы пара рассматривалось в [2—4]. Стационарное радиально-симметричное движение пара, нагреваемого излучением, изучалось для металлических частиц радиусом 100 мкм и более, энергия квантов излучения 1,16 эВ (Nd-лазер) [3].

В данной работе исследуется испарение мелкой сферической частицы металла ($r_0 = 3$ мкм) под действием излучения CO₂-лазера в сверхзвуковом газодинамическом режиме. Предполагается, что частица прогрета до таких температур, при которых равновесное давление многократно превышает атмосферное, и испарение можно считать происходящим в вакуум. Процесс испарения рассматривается в квазистационарном приближении (что допустимо, если температура частицы T_s существенно ниже критической). Считается, что пар слабо ионизован и практически прозрачен для лазерного излучения. При этом имеет место слабое поглощение плазмой пара, которое может привести к повышению температуры электронного компонента, а значит, и к росту степени ионизации. В последнем случае возможны также рост удельной (на один атом) мощности поглощения излучения, пропорциональной степени ионизации, и, как следствие, развитие ионизационной и тепловой неустойчивости плазмы парового ореола в поле излучения. Реальному проявлению указанных эффектов препятствуют такие факторы, как охлаждение газа при расширении, потери энергии на рекомбинационное переизлучение и на прогрев тяжелого (атомы, ионы) компонента плазмы.

Следует оговориться, что в условиях столь интенсивного испарения, когда T_s значительно превышает точку кипения, вблизи плоской поверхности неизбежно возникает пробой, плазма перестает быть прозрачной и необходимо учитывать перенос излучения вблизи поверхности металла. Однако при радиусе частицы в несколько микрон потери энергии электронов на расширение могут существенно превышать рост энергии, обусловленный поглощением излучения. В результате чего при интенсивностях ниже порога пробоя перенос излучения в парах можно не учитывать, а плазму считать слабопоглощающей. При этом не исключаются эффекты неравновесности плазмы пара как по температуре, так и по концентрации.

Для количественного описания перечисленных выше эффектов предлагается система стационарных уравнений [5—7]:

$$\begin{aligned}
 (1) \quad & n u r^2 = n_0 u_0 r_0^2; \\
 (2) \quad & u \frac{d u}{d r} = - \frac{1}{m_1 n} \frac{d p}{d r}; \\
 (3) \quad & u \left(\frac{d w_1}{d r} - \frac{1}{n} \frac{d p_1}{d r} \right) = \frac{1}{n} q_{12}; \\
 (4) \quad & u \left(\frac{d w_2}{d r} - \frac{1}{n} \frac{d p_2}{d r} \right) = \frac{1}{n} (\mu J - q_{12} - q_i); \\
 (5) \quad & u d \alpha / d r = k_i \alpha (1 - \alpha) n - k_r \alpha^3 n^2.
 \end{aligned}$$

Здесь уравнение (1) — интеграл уравнения непрерывности; (2) — уравнение Эйлера; (3) и (4) — уравнения баланса энергии для тяжелого (индекс 1) и легкого электронного (индекс 2) компонента соответственно; уравнение (5) описывает кинетику процессов ионизации и рекомбинации

в плазме. В (1)–(5) $n = n_+ + n_1$, $n_+ = n_2 = \alpha n$ (n , n_1 , n_+ — суммарная концентрация тяжелых частиц, концентрация атомов и ионов, n_2 — концентрация электронов, α — степень ионизации), $p = p_1 + p_2$, $p_1 = nkT_1$, $p_2 = n_2kT_2 = \alpha nkT_2$, $w_1 = (5/2)kT_1$, $w_2 = (5/2)\alpha kT_2$ (p , p_1 , p_2 — суммарное давление пара и его компонентов, T_1 , T_2 — температуры тяжелого и легкого компонентов пара, w_1 , w_2 — энтальпии тяжелого компонента и электронов в расчете на одну тяжелую частицу [5]), $q_{12} = \frac{3}{2} \left(\frac{2m_+}{m_2} \right) k(T_2 - T_1) \alpha n v$, $q_i = Ik_i \alpha (1 - \alpha) n^2 - Ek_r \alpha^3 n^3$ — количество энергии, передаваемой из электронного компонента в тяжелый в результате упругих соударений за единицу времени, и мощность потерь в ионизационно-рекомбинационном процессе в единице объема соответственно, m_1 , m_2 — масса атома и электрона, v — частота упругих столкновений электронов с атомами и ионами, I — потенциал ионизации, E — средняя энергия, передаваемая непосредственно электронам в одном акте рекомбинации в результате ударов второго рода [7] (в условиях данной задачи $E \simeq (0,2 \div 0,5)I$). Постоянные скоростей рекомбинации k_r и ионизации k_i определяются следующими выражениями [7, 8]:

$$k_r = A/T_2^{9/2}, \quad A = 1,05 \cdot 10^{-8} \text{ см}^6 \cdot \text{К}^{9/2}, \quad k_i = \frac{\alpha_p^2 n}{1 - \alpha_p} k_r;$$

$$(6) \quad \frac{\alpha_p^2 n}{1 - \alpha_p} = 49 \cdot 10^{14} \frac{g_{\pm}}{g_0} T_2^{3/2} \exp(-I/kT_2),$$

где g_{\pm} , g_0 — статистические веса основных состояний иона и атома; α_p — равновесная степень ионизации. Выражение (6) есть уравнение Саха [7, 8]. В (1)–(5) u — массовая скорость, J — интенсивность лазерного излучения. Коэффициент поглощения электромагнитного излучения μ для слабопоглощающего газа можно найти по формуле [7, 9] $\mu = 4\pi e^2 \alpha n v / m_2 c (\omega^2 + \nu^2)$ (e — заряд электрона, c — скорость света, ν — частота излучения). Эффективная частота столкновений электронов ν равна сумме частот столкновений электронов с нейтральными атомами ν_0 и ионами ν_+ [7, 8]: $\nu = \nu_0 + \nu_+ = n\nu_2\sigma_0 + n_2\nu_2\sigma_+$, $\nu_2 = (8kT_2/\pi m_2)^{1/2}$. Здесь σ_0 , σ_+ — сечение упругих столкновений электронов с атомами и ионами [7]:

$$\sigma_0 = \pi a^2, \quad \sigma_+ = 1,4\pi e^4 \Lambda / (kT_2)^2, \quad \Lambda = \ln(3(kT_2)^{3/2} / 2(4\pi n)^{1/2} e^3)$$

(Λ — кулоновский логарифм, a — радиус атома).

Для решения системы (1)–(5) (с неизвестными функциями u , T_1 , T_2 , n , α) использовались граничные условия, вытекающие из модели слоя Кнудсена [10, 11] с числом Маха $M_0 = 1$ [12]:

$$(7) \quad u_0 = c_0 = (5kT_0/3m_1)^{1/2};$$

$$(8) \quad T_0 = 0,67T_S;$$

$$(9) \quad n_0 = 0,31n_S, \quad n_S = n_p(T_S);$$

$$(10) \quad T_{20} = T_S;$$

$$(11) \quad \alpha_0 = \alpha_p(T_S, n_S).$$

Здесь T_S — температура поверхности частицы; $\alpha_p(T_S, n_S)$ — равновесная степень ионизации при $T_2 = T_S$, $n = n_S$, определяемая по формуле Саха (6); $n_p(T_S)$ — равновесная концентрация пара при температуре T_S , определяемая формулой Клапейрона — Клаузиуса [13]: $n_p(T_S) = (p_{00}/kT_S) \exp\{Lm_1(1/T_{00} - 1/T_S)/k\}$ ($p_{00} = 1 \text{ атм} = 1,013 \cdot 10^6 \text{ дин/см}^2$, T_{00} — температура кипения, L — удельная теплота парообразования). Индексы 0 и S относятся к значениям величин на выходе из слоя Кнудсена и на поверхности соответственно.

Граничные условия для электронного компонента (10) и (11) пущаются в пояснении. Малая масса электронов приводит к тому, что их теп-

ловая скорость v_2 по крайней мере на два порядка выше скорости u упорядоченного движения газа в целом. В этих условиях функция распределения электронов (в отличие от тяжелых частиц — атомов и ионов) практически не искажается вблизи поверхности испарения (в слое Кнудсена), что означает отсутствие скачка температуры T_2 ($T_2 = T_S$). Что же касается значения α_0 , то мы исходим из того, что оно не зависит от степени неравновесности слоя Кнудсена по концентрации тяжелого компонента (т. е. от скачка концентрации n) и должно быть таким же, как и в случае полного равновесия (в отсутствие гидродинамического потока), когда $n_0 = n_S = n_p(T_S)$.

Необходимо отметить, что температура поверхности T_S однозначно связана с интенсивностью излучения J уравнением баланса энергии при стационарном испарении $J\pi r_0^2 K = Lm_1 n_0 c_0 4\pi r_0^2$ (K — фактор поглощения металлической частицы [14]: $K \approx 4n(n^2 + k^2)^{-1}$, $m = n + ik$ — комплексный показатель преломления). В высокотемпературной области для алюминия справедлива оценка $K = 0,09$ ($T_S = 4000$ К). Заметим также, что если в уравнении (2) положить $p = p_1$ ($p_2 \approx 0$), а в (3) $q_{12} \approx 0$, то система (1)—(3) легко интегрируется [5, 6]:

$$(12) \quad T/T_0 = 1 - [(u/c_0)^2 - 1]/3;$$

$$(13) \quad n/n_0 = (T/T_0)^{3/2};$$

$$(14) \quad \frac{r}{r_0} = \left(\frac{c_0 n_0}{u n}\right)^{1/2} = \left[\frac{c_0}{u} \left(1 - \frac{1}{3} \left(\left(\frac{u}{c_0}\right)^2 - 1\right)\right)^{-3/2}\right]^{1/2}.$$

Остается проинтегрировать два уравнения (4) и (5) с двумя неизвестными функциями: T_2 и α . При таком подходе исключается влияние легкого компонента плазмы на тяжелый, как термодинамическое ($q_{12} \approx 0$), так и газодинамическое ($p_2 \approx 0$). Тяжелый компонент оказывается адиабатически изолированным, что и приводит к известным выражениям (12)—(14). Полученное таким образом приближенное решение системы (1)—(5) близко к точному во всей области применимости этой системы.

Система (1)—(5) с граничными условиями (7)—(11) решалась численно как в полном, так и в упрощенном варианте (с заменой уравнений (1)—(5) приближенными (12)—(14)) для частицы алюминия радиусом $r_0 = 3$ мкм, испаряющейся под действием излучения CO_2 -лазера интенсивностью $J \approx (4 \cdot 10^6 \div 3 \cdot 10^8)$ Вт/см². Результаты этих расчетов представлены на рис. 1—3 и позволяют сделать следующие выводы.

В условиях интенсивного испарения одиночной частицы в вакуум или разреженную среду под действием лазерного излучения интенсивностью $J \approx (10^7 \div 10^9)$ Вт/см² практически всегда происходит отрыв электронной температуры T_2 от температуры атомов и ионов T_1 (рис. 1). При этом возможны три принципиально различных режима воздействия излучения на ореол.

При сравнительно низких интенсивностях ($J \leq 10^8$ Вт/см²) потери энергии электронного компонента плазмы превышают поглощаемую мощность и T_2 монотонно спадает к периферии ореола (см. рис. 1: график 7 соответствует $J = 2,5 \cdot 10^7$ Вт/см², $T_S = 3600$ К, 6 — $J = 9,55 \cdot 10^7$ Вт/см², $T_S = 4200$ К). В таком случае степень ионизации α остается практически всюду в ореоле постоянной и равной своему значению на поверхности испарения.

При более высоких интенсивностях ($J = 1,4 \cdot 10^8 - 2,1 \cdot 10^8$ Вт/см²) возможен так называемый предпороговый режим воздействия излучения на ореол, в котором поглощение во внутренних областях превышает потери, а на периферии из-за снижения концентрации n_2 поглощение спадает и потери начинают преобладать. Для этого режима характерно немонотонное изменение электронной температуры T_2 : достижение максимума на некотором расстоянии $r \sim (1 \div 10)r_0$ от поверхности испарения и затем монотонный спад с ростом r (см. рис. 1, где 5 — $J = 1,62 \cdot 10^8$ Вт/см², $T_S = 4500$ К, 4 — $J = 2,05 \cdot 10^8$ Вт/см², $T_S = 4650$ К), при этом α также

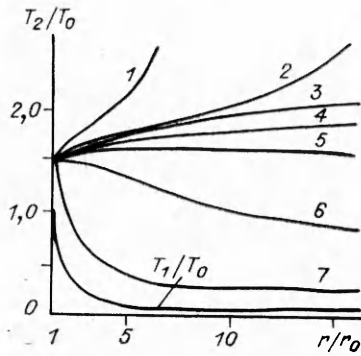


Рис. 1

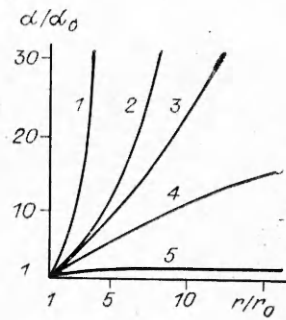


Рис. 2

увеличивается в области роста T_2 , возможно даже в несколько раз (рис. 2, соответственно графики 5 и 4), однако с пачала спада T_2 процесс ионизации тормозится и выходит на постоянный уровень на периферии ореола, происходит закалка состава плазмы (рис. 3, кривая *a* иллюстрирует зависимость относительной степени ионизации α/α_0 на периферии ореола при $r/r_0 = 36$ от интенсивности излучения, $J_{II} = 2,12 \cdot 10^8$ Вт/см² — пороговая интенсивность).

При еще более высоких интенсивностях ($J \geq 2,12 \cdot 10^8$ Вт/см² для Al при $r_0 = 3$ мкм) рост α способен компенсировать уменьшение частоты столкновений при расширении; в результате относительный вклад мощности поглощения в расчете на один атом оказывается больше мощности суммарных потерь и T_2 монотонно растет, что приводит к бурному росту степени ионизации (пробую) вблизи некоторого значения радиуса $r = r_{II}$ (см. рис. 1, 2, где график 3 соответствует $J = 2,15 \cdot 10^8$ Вт/см², $T_s = 4680$ К, 2 — $J = 2,21 \cdot 10^8$ Вт/см², $T_s = 4700$ К, 1 — $J = 2,56 \cdot 10^8$ Вт/см², $T_s = 4800$ К). Радиус пробоя r_{II} определяется интенсивностью J и очень чувствителен к ее изменениям вблизи порога (рис. 3, кривая б).

Анализ проведенных расчетов показал, что в рассматриваемом предпороговом режиме из всех механизмов потерь энергии электронным компонентом в ореоле практически существенным является только один — работа расширения электронного газа (второй член в левой части уравнения (4)). Именно соотношение этой работы с поглощенной энергией и затратами на ионизацию определяет положение порога индивидуального пробоя в ореоле. Теплопередачей в тяжелый компонент и потерями на рекомбинационное переизлучение можно пренебречь. Эти выводы сохраняют свою силу всюду в ореоле в случае предпорогового режима ($J < J_{II}$), а также при более высоких интенсивностях ($J \geq J_{II}$) в областях ореола, где пробой не достигнут ($r < r_{II}$). При этих условиях тяжелый компонент оказывается тепло- ($q_{12} \approx 0$) и механически ($p_2 \approx 0$) изолированным.

Это подтверждается тем, что численные решения системы (1)–(5) в полном и упрощенном вариантах (см. (12)–(14)) практически не отличимы друг от друга в пределах погрешности счета в допробойной области. Физически это можно объяснить так: в допробойном режиме концентрация электронов мала ($\alpha = n_2/n \ll 1$), и поэтому, несмотря на отрыв электронной температуры ($T_2 > T_1$), энтальпия электронов на одну тяжелую частицу ($w_2 = (5/2)\alpha k T_2$) и их давление ($p_2 = \alpha n k T_2$) оказываются пренебрежимо малыми по сравнению с энтальпией и давлением тяжелого компонента, что делает тяжелый компонент адиабатически изоли-

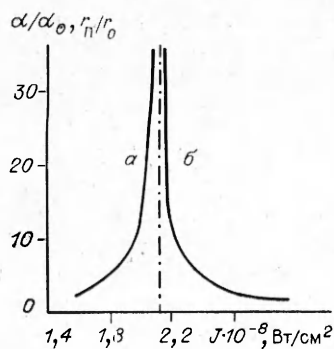


Рис. 3

рованным. Малость концентрации электронов обуславливает также прозрачность плазмы, что позволяет не рассматривать перенос излучения и положить $J = \text{const}$ в ореоле, не пренебрегая, однако, поглощением энергии излучения электронами. В случае $\alpha \ll 1$ поглощаемая мощность $\mu J/n$ мала для того, чтобы вызывать затухание пучка, но вполне достаточна для роста T_2 и α .

Положение принципиально изменяется при достижении пробоя. При $J > J_{\text{п}}$ решение системы (1)–(5) существенно отличается от адиабатического варианта (12)–(14): в решении (1)–(5) вблизи радиуса пробоя $r \simeq r_{\text{п}}$ наблюдаются замедление потока из-за роста давления p_2 электронов и переход к дозвуковому течению. Это, по-видимому, указывает на неустойчивость решения, получаемого во внутренней области $r < r_{\text{п}}$, и на необходимость существенной модификации постановки задачи, что выходит за рамки данной работы. Можно, однако, надеяться, что полученные здесь значения радиусов пробоя (см. рис. 3, кривая б) примерно соответствуют положению волны поглощения в ореоле.

Для равновесной ($T_2 = T_1$) полностью ионизованной плазмы согласованное описание газодинамических и радиационных процессов для сферически-симметричных потоков вещества и излучения можно найти в [15, 16].

Таким образом, в случае испарения мелкой частицы потери на расширение создают принципиальную возможность существования устойчивой неравновесности по температуре и концентрации электронов в стационарном паровом ореоле. Такой режим взаимодействия излучения с ореолом можно назвать предпробойным. Показано также, что возможно достижение пробоя в ореоле отдельно взятой мелкой частицы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Немчинов И. В. Стационарный режим движения нагреваемых излучением паров вещества при наличии бокового растекания // ПММ.— 1967.— Т. 31, № 2.
2. Немчинов И. В., Попов С. П. Экранировка поверхности, испаряющейся под действием излучения оптического квантового генератора, при температурной и ионизационной неравновесности // ПМТФ.— 1971.— № 5.
3. Попов С. П. Стационарный режим радиально-симметричного движения нагреваемых излучением оптического квантового генератора паров с учетом температурной и ионизационной неравновесности // ПМТФ.— 1972.— № 4.
4. Бергельсон В. П., Голубь А. П., Немчинов И. В., Попов С. П. Образование плазмы в слое паров, возникающих под действием излучения ОКГ на твердое тело // Квантовая электрон.— 1973.— № 4(16).
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика.— М.: Наука, 1986.
6. Мизес Р. Математическая теория течения сжимаемой жидкости.— М.: ИЛ, 1961.
7. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Наука, 1966.
8. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы.— М.: Наука, 1982.
9. Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных процессов.— М.: Наука, 1980.
10. Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы.— М.: Наука, 1970.
11. Найт Ч. Дж. Теоретическое моделирование быстро протекающего испарения при наличии противодавления // РТК.— 1979.— Т. 17, № 5.
12. Мажукин В. И., Самохин А. А. Математическое моделирование фазовых переходов и образование плазмы при действии лазерного излучения на поглощающие конденсированные среды // Математическое моделирование. Нелинейные дифференциальные уравнения математической физики.— М.: Наука, 1987.
13. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика.— М.: Наука, 1976.
14. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами.— М.: Мир, 1986.
15. Малявина Т. Б., Немчинов И. В. Параметры стационарной радиально-симметричной струи паров, нагреваемых излучением ОКГ // ПМТФ.— 1972.— № 5.
16. Добкин А. В., Малявина Т. Б., Немчинов И. В. Квазистационарное сферически-симметричное течение интенсивно излучающей плазмы, нагреваемой лазерным излучением // ПМТФ.— 1988.— № 1.

г. Москва

Поступила 26/1 1989 г.,
в окончательном варианте — 2/X 1989 г.