

# Образование плазмы на поверхности металла при совместном действии лазерного и СВЧ излучений

А.П.Гаврилюк, Н.Я.Шапарев

*Путем численного моделирования процесса воздействия лазерного (1.06 мкм) и СВЧ ( $10^{10}$ – $10^{13}$  с<sup>-1</sup>) излучений на поверхность алюминия в вакууме показано, что дополнительное воздействие СВЧ излучения с частотой  $10^{12}$  с<sup>-1</sup> позволяет достичь (при используемых в расчетах длительности и интенсивности лазерного излучения) полной ионизации паров металла, а в отсутствие СВЧ излучения пары остаются слабоионизованными. В применяемой математической модели учитываются процессы в конденсированной фазе (теплопроводность, плавление), испарение и кинетические процессы в образующейся паре.*

**Ключевые слова:** лазерное излучение, СВЧ излучение, поверхность металла, плазмообразование.

## 1. Введение

Воздействие лазерного излучения на поверхность металла сопровождается нагревом и испарением вещества. При достаточно больших интенсивностях излучения наступает пробой паров металла и образуется плазма. Условия плазмообразования в газе под действием электромагнитных полей различной частоты достаточно хорошо изучены [1, 2]. Известно также, что использование комбинированного воздействия лазерного и СВЧ излучений на газ снижает порог образования плазмы по сравнению с применением каждого из них в отдельности [3, 4]. Можно предполагать, что и в случае воздействия на металлическую мишень этот порог будет снижаться, а образование плазмы у поверхности будет определяться соответствующим подбором параметров импульса СВЧ излучения. Возможность стимулирования СВЧ излучением образования плотной плазмы на поверхности металла позволило бы снизить необходимую для этого интенсивность лазерного излучения или ускорить это образование. Такое управление процессом плазмообразования представляет интерес как для исследования взаимодействия лазерного излучения с металлами, так и для лазерной и плазменной обработки металлов [5].

Целью настоящей работы является обоснование принципиальной возможности стимулирования с помощью СВЧ излучения образования плазмы при воздействии оптического лазерного излучения на поверхность металла. Реализация этого эффекта вполне доступна с помощью имеющихся к настоящему времени источников лазерного [6, 7] и СВЧ [8, 9] излучений.

## 2. Предварительные оценки

Рассмотрим воздействие лазерного излучения с частотой  $\omega_0$  на поверхность металлической мишени. В процессе нагрева и испарения мишени образуются атомы и электроны. Электроны затем нагреваются лазерным излучением за счет обратного тормозного поглощения и начинают возбуждать атомы, последующий спонтанный распад которых приводит к потере энергии, полученной ими от электронов. Этот фактор является существенным препятствием для нагрева электронов и развития электронной ионизации атомов. Но при достаточной концентрации электронов  $n_e$ , когда скорость девозбуждения атомов электронным ударом  $K_{21}n_e$  ( $K_{21}$  – коэффициент скорости девозбуждения) превышает эффективную скорость спонтанного распада  $A_{21}^*$  (учитывающую пленение излучения),

$$K_{21}n_e > K_{21}n_e^* = A_{21}^*, \quad (1)$$

энергия, теряемая электронами на возбуждение атомов, вновь возвращается в электронную подсистему. В этом случае канал потерь энергии электронов, связанный со спонтанным распадом, играет уже малую роль.

Коэффициент обратного тормозного поглощения быстро, как  $\sim 1/\omega^2$  [1], растет с уменьшением частоты электромагнитного поля  $\omega$ . Поэтому следует ожидать, что использование СВЧ излучения с частотой  $\omega_m \ll \omega_0$  и относительно небольшой интенсивностью приведет к более эффективному нагреву электронов и последующей ионизации атомов вплоть до концентраций, удовлетворяющих условию (1). Необходимо учитывать, что СВЧ излучение перестает проникать в плазменную область при условии [1]

$$\omega_m < \omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_e / m}, \quad (2)$$

где  $\omega_p$  – плазменная частота;  $e$  – элементарный заряд;  $m$  – масса электрона. Чтобы это произошло не ранее, чем будет достигнуто значение концентрации  $n_e^*$ , из (1) и (2) получаем, что  $\omega_m$  должно удовлетворять условию

А.П.Гаврилюк, Н.Я.Шапарев. Институт вычислительного моделирования СО РАН, Россия, 660036 Красноярск, Академгородок; e-mail: glyukonat@icm.krasn.ru, shaparev@icm.krasn.ru

$$\omega_m^2 \geq 3.2 \times 10^9 \frac{A_{21}^*}{K_{21}} \tag{3}$$

В то же время значительное увеличение  $\omega_m$  свыше указанного в (3) предела также не выгодно, поскольку будут существенно уменьшаться поглощение СВЧ излучения и нагрев электронов.

Таким образом, дополнительное воздействие СВЧ излучения приведет к более быстрому нагреву электронов, что может позволить превзойти порог возбуждения атомов и достичь температуры, необходимой для ионизации атомов. Соответственно концентрация электронов будет расти вплоть до критического значения

$$n_{cr} = \frac{m\omega_m^2}{4\pi e^2} \tag{4}$$

(получено из условия (2)), при превышении которого СВЧ излучение перестает проникать в плазменную область. В дальнейшем нагрев электронов будет осуществляться только лазерным излучением. Если  $n_{cr} > n_e^*$ , то энергия электронов, теряемая безвозвратно на возбуждение атомов, становится незначительной. Это позволяет проводить последующую полную ионизацию атомов пара. Для подтверждения приведенных выводов были выполнены численные расчеты на основе модели взаимодействия лазерного и СВЧ излучений с металлической мишенью и ее парами.

### 3. Модель взаимодействия излучений с мишенью

Для описания нагрева и испарения мишени, а также последующей ионизации пара будем основываться на подходе, изложенном в работе [10], с учетом воздействия СВЧ излучения. Модель включает в себя одномерное уравнение теплопроводности для области с заранее неизвестной плоской подвижной границей [11], которая разделяет твердую ( $i = S$ ) и жидкую ( $i = L$ ) фазы (рис.1) и описывается выражением

$$\rho_i(T_i) C_i(T_i) \frac{\partial T_i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[ \lambda_i(T_i) \frac{\partial T_i}{\partial x} \right], \tag{5}$$

где  $T_i$  – температура;  $\rho_i(T_i)$  – плотность;  $C_i(T_i)$  – теплоемкость;  $\lambda_i(T_i)$  – теплопроводность. На границе ( $\Gamma$ ) (рис.1) фазового перехода твердое тело – жидкость выполняются условия Стефана и равенство температур:

$$\lambda_L \frac{\partial T_L}{\partial x} - \lambda_S \frac{\partial T_S}{\partial x} = \rho_S L_m V_m, \quad T_m = T_L = T_S, \tag{6}$$

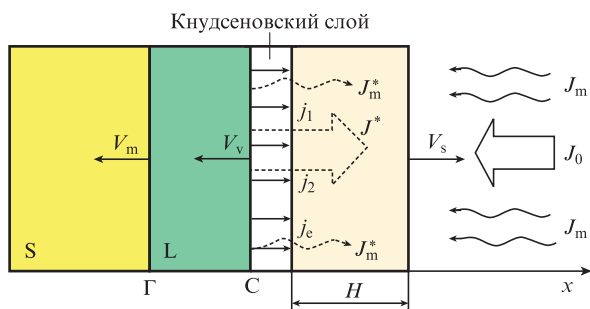


Рис.1. Схема воздействия излучений на поверхность металла ( $J_m^+$  – интенсивность отраженного от поверхности металла СВЧ излучения).

где  $V_m$ ,  $L_m$  и  $T_m$  – соответственно скорость фронта плавления, удельная теплота и температура плавления. Уравнения (5) и (6) следует дополнить граничным условием на поверхности металла, учитывающим выполнение баланса потоков тепла:

$$\lambda_L \frac{\partial T_L}{\partial x} = \rho_L L_v V_v - r_c J^+, \tag{7}$$

где  $L_v$  – удельная теплота парообразования;  $V_v$  – скорость фронта испарения;  $J^+$  – интенсивность лазерного излучения, прошедшего через газовый слой и падающего на поверхность;  $r_c$  – коэффициент поглощения лазерного излучения поверхностью.

Для описания фазового перехода между конденсированной средой и паром (граница C на рис.1) использовалась испарительная модель Найта [12], с помощью которой из уравнений сохранения потоков массы, импульса и энергии определяются газодинамические характеристики паров на границе кнудсеновского слоя:

$$\begin{aligned} p_K &= \rho_K R_g T_K, \quad p_* = \rho_* R_g T_c, \quad u_K = \sqrt{\gamma_a R_g T_K / M}, \\ T_K &= T_c \left[ \sqrt{1 + \left( \frac{\sqrt{\pi}}{8} m_s \right)^2} - \frac{\sqrt{\pi}}{8} m_s \right], \quad m_s = \sqrt{\frac{\gamma_a}{2}} M_M, \\ \rho_K &= \rho_* \left[ \sqrt{\frac{T_c}{T_K}} \left( m_s^2 + \frac{1}{2} \exp m_s^2 \operatorname{erfc} m_s - \frac{m_s}{\sqrt{\pi}} \right) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} \frac{T_c}{T_K} (1 - \sqrt{\pi} m_s \exp m_s^2 \operatorname{erfc} m_s) \right]. \end{aligned} \tag{8}$$

Здесь  $R_g$  – универсальная газовая постоянная;  $M_M$  – число Маха;  $T_K$ ,  $\rho_K$  и  $u_K$  – температура, плотность и скорость газа на выходе из кнудсеновского слоя;  $M$  – масса атома;  $\rho_*$  и  $p_*$  – плотность и давление насыщенных паров;  $\gamma_a$  – показатель адиабаты ( $\gamma_a = 5/3$ );  $T_c$  – температура поверхности металла.

Для описания процессов, происходящих в газовой области, использовалась сосредоточенная модель, в рамках которой переменные (концентрация, температура и т.д.) усредняются по всей газовой области толщиной  $H$  (рис.1). Величина  $H$ , в свою очередь, определяется движением внешней границы в вакуум со скоростью звука

$$V_s = \sqrt{\gamma_a k_B T / M}, \tag{9}$$

где  $k_B$  – постоянная Больцмана;  $T$  – температура атомов и ионов.

Атом моделируется трехуровневой системой, включающей в себя основное (индекс 1), возбужденное (2) и ионизованное (е) состояния. Температуры тяжелых частиц (атомов и ионов) полагаются равными. Кинетика плазмообразования описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dH}{dt} &= V_s, \\ \frac{dn_e}{dt} &= \frac{j_e}{H} - n_e \frac{\dot{H}}{H} + S_2 n_2 n_e + S_1 n_1 n_e - R_1 n_e^3 - R_2 n_e^3, \\ \frac{dn_1}{dt} &= \frac{j_1}{H} - n_1 \frac{\dot{H}}{H} + K_{21} n_2 n_e + A_{21}^* n_2 + R_1 n_e^3 \\ &\quad - K_{12} n_1 n_e - S_1 n_1 n_e, \quad A_{21}^* = \frac{A_{21}}{\sqrt{\pi} \sigma_{12} n_1 H / 2}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{dn_2}{dt} &= \frac{j_2}{H} - n_2 \frac{\dot{H}}{H} + S_2 n_2 n_e - A_{21}^* n_2 - K_{21} n_2 n_e \\
&\quad + K_{12} n_1 n_e + R_2 n_e^3, \\
\frac{dT_e}{dt} &= \frac{j_e}{H n_e} (T_K - T_e) + \frac{2}{3 k_B} \mu_b \frac{J}{n_e} + \frac{2}{3} \frac{1 - r_m}{H n_e} J_m \\
&\quad + \frac{2}{3 k_B} E_{12} (K_{21} n_2 - K_{12} n_1) + \left( T_e + \frac{2}{3 k_B} I_1 \right) (R_1 n_e^2 - S_1 n_2) \\
&\quad + \left( T_e + \frac{2}{3 k_B} I_2 \right) (R_2 n_e^2 - S_2 n_2) - C_e (T_e - T), \\
\frac{dT}{dt} &= \left( C_{ei} + C_{ea} \frac{n_e}{n_1 + n_2} \right) (T_e - T) + \frac{j_1 + j_2}{n_1 + n_2} \frac{T_K - T}{H}, \\
\mu_b &\approx 0.1 n_e \frac{v_{ea} + v_{ei}}{\omega_0^2}, \quad C_e = C_{ea} + C_{ei}, \\
C_{ea} &\approx \frac{2m}{M} v_{ea}, \quad C_{ei} \approx \frac{2m}{M} v_{ei}.
\end{aligned} \tag{10}$$

Здесь  $n_1$ ,  $n_2$  и  $n_e$  – концентрации невозбужденных и возбужденных атомов и электронов соответственно;  $T_e$  – температура электронов;  $S_1$ ,  $S_2$  – коэффициенты скорости ионизации нормальных и возбужденных атомов электронным ударом;  $\sigma_{12}$  – сечение поглощения резонансного излучения;  $E_{12}$ ,  $I_1$ ,  $I_2$  – энергия возбуждения атома и его потенциалы ионизации из основного и возбужденного состояний;  $K_{12}$ ,  $K_{21}$  – коэффициенты скорости возбуждения и девозбуждения атомов электронным ударом;  $R_1$  и  $R_2$  – коэффициенты трехчастичной рекомбинации в основное и возбужденное состояния;  $A_{21}^*$  – эффективная скорость спонтанного распада возбужденных атомов для плоского слоя толщиной  $H$ , определяемая согласно [13];  $A_{21}$  – скорость спонтанного распада атома;  $\mu_b$  – коэффициент тормозного поглощения лазерного излучения; величины  $C_{ea}$  и  $C_{ei}$  определяют упругий обмен энергией между электронами и тяжелыми частицами (атомами и ионами);  $v_{ea}$  и  $v_{ei}$  – частоты электрон-атомных и электрон-ионных столкновений;  $j_1$ ,  $j_2$ ,  $j_e$  – плотности потоков испаряющихся нормальных и возбужденных атомов, а также электронов соответственно. Нагрев электронов лазерным и СВЧ излучениями за счет обратных тормозных процессов учитывается вторым и третьим членами соответственно в уравнении для температуры  $T_e$ , где  $r_m$  – коэффициент отражения СВЧ излучения от ионизованной области, определение которого будет дано ниже, а  $J_m$  – его интенсивность. Первый член в правой части второго уравнения системы (10) учитывает приток электронов за счет термозмиссии с металлической поверхности, а второй – уменьшение концентрации электронов за счет расширения газового слоя. Аналогично и для концентраций атомов. При определении потоков частиц  $j_2$  и  $j_e$  использовались формулы Больцмана и Саха при температуре  $T_K$  на границе кнудсеновского слоя, а также условие квазинейтральности ( $j_1 \approx j_e$ ,  $j_1$  – плотность потока ионов). Тогда

$$\begin{aligned}
j_1 + j_2 + j_e &= \frac{\rho_K u_K}{M}, \quad \frac{j_2}{j_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp\left(-\frac{E_{12}}{k_B T_K}\right), \\
\frac{j_e}{j_1} &= 2 \left( \frac{m_e k_B T_K}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \frac{g_i}{g_1} \exp\left(-\frac{I_1}{k_B T_K}\right).
\end{aligned} \tag{11}$$

Средняя по толщине газового слоя  $H$  интенсивность  $J$ , входящая в систему уравнений (10), определяется на основе решения квазистационарного уравнения переноса  $dJ/dx = -\mu_b J$  со средними значениями концентраций:

$$J = \frac{J_0 + J^+ + J^* + J^-}{2}, \quad J^+ = J_0 \exp(-\mu_b H), \tag{12}$$

$$J^* = J^+ [1 - r_c(T_e)], \quad J^- = J^* \exp(-\mu_b H).$$

Здесь используются следующие обозначения:  $J_0$  – интенсивность входного лазерного излучения;  $J^+$  – интенсивность излучения, прошедшего через слой толщиной  $H$  и падающего на поверхность металла;  $J^*$  – интенсивность излучения, отраженного от поверхности;  $J^-$  – интенсивность излучения на выходе из слоя толщиной  $H$ .

При воздействии СВЧ излучения на слабоионизованный газовый слой часть этого излучения проникает в него, а часть от него отражается. Кроме того, незначительная часть прошедшего через слой излучения может быть поглощена поверхностью металла. В итоге доля мощности СВЧ излучения, поглощаемого плазменным слоем, определяется коэффициентом

$$r = 1 - r_r - r_a, \tag{13}$$

где  $r_r$  – коэффициент отражения системы плазменный слой + поверхность металла;  $r_a$  – коэффициент, определяющий долю СВЧ излучения, поглощаемого металлической поверхностью. Коэффициенты  $r_r$  и  $r_a$  зависят от толщины слоя  $H$  и комплексных диэлектрических проницаемостей плазмы ( $\epsilon_2$ ) и металла ( $\epsilon_3$ ), которые определяются выражением [14]

$$\epsilon_j = 1 - \frac{\omega_{pj}^2}{\omega_m^2 (1 - i\Gamma_j/\omega_m)}, \quad j = 2, 3, \tag{14}$$

где  $\omega_{p2}$  и  $\omega_{p3}$  – плазменные частоты рассматриваемого слоя паров и металла, а  $\Gamma_2$  и  $\Gamma_3$  – соответствующие частоты столкновений, определяющие скорости релаксации функции распределения электронов, причем для плазменного слоя  $\Gamma_2 = v_{ea} + v_{ei}$ <sup>1)</sup>. При этом первой средой является вакуум, для которого диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_1 = 1$ . Для заданного  $H$  коэффициент  $r_r$  определяется следующими выражениями [15]:

$$r_r = \left| \frac{r_{12} \exp(2i\varphi) + r_{23}}{\exp(2i\varphi) + r_{12} r_{23}} \right|^2, \quad r_{12} = \frac{1 - \sqrt{\epsilon_2}}{1 + \sqrt{\epsilon_2}}, \tag{15}$$

$$r_{23} = \frac{\sqrt{\epsilon_2} - \sqrt{\epsilon_3}}{\sqrt{\epsilon_2} + \sqrt{\epsilon_3}}, \quad \varphi = \frac{\omega_m H \sqrt{\epsilon_2}}{c},$$

где  $c$  – скорость света в вакууме. Коэффициент поглощения  $r_a$  имеет вид [16]

$$\begin{aligned}
r_a &= \left| \frac{d_{12} d_{23} \exp(-i\varphi)}{\exp(-2i\varphi) + r_{12} r_{23}} \right|^2, \quad d_{12} = \frac{2}{1 + \sqrt{\epsilon_2}}, \\
d_{23} &= \frac{2\sqrt{\epsilon_2}}{\sqrt{\epsilon_2} + \sqrt{\epsilon_3}}.
\end{aligned} \tag{16}$$

<sup>1)</sup> При степени ионизации менее  $10^{-4}$  (когда важна роль СВЧ) частотой  $v_{ei}$  в выражении для  $\Gamma_2$  можно пренебречь. Действительно, при  $T_e > 0.3$  эВ отношение сечения электрон-ионных столкновений  $\sigma_{ei} = (4\pi e^4 \ln \Lambda) / (9k_B^2 T_e^2)$  [2] к сечению электрон-атомных столкновений  $\sigma_{ea} \sim 10^{-15} \text{ см}^2$  [2] составит менее  $10^4$ . Следовательно, и  $v_{ei}/v_{ea} < 1$ .

### 4. Результаты расчетов

На основе данной модели были проведены численные расчеты по воздействию лазерного и СВЧ излучений на поверхность алюминия. Для атома алюминия учитывались уровни 3P, 4S, 4D и ионизованное состояние. Значения  $\omega_{p3} \approx 2.25 \times 10^{16} \text{ c}^{-1}$  и  $\Gamma_3 \approx 1.25 \times 10^{14} \text{ c}^{-1}$  для алюминия взяты из работы [14]. На рис.2 приведены зависимости от времени концентраций атомов в основном состоянии ( $n_1$ ) и суммарной по всем возбужденным состояниям ( $n_2$ ), концентрации электронов  $n_e$ , температуры электронов  $T_e$  и тяжелых частиц  $T$  (атомов и ионов) при воздействии лазерного импульса прямоугольной формы длительностью  $\tau_p = 5 \times 10^{-7} \text{ c}$  с интенсивностью  $J_0 = 2 \times 10^8 \text{ Вт/см}^2$ . Длина волны лазерного излучения  $\lambda = 1.06 \text{ мкм}$ . В момент времени  $t = 0$  на мишень подавался лазерный импульс, а спустя время  $\tau_c = 3 \times 10^{-7} \text{ c}$  – импульс СВЧ излучения прямоугольной формы с длительностью  $\tau_m = 2 \times 10^{-7} \text{ c}$ , интенсивностью  $J_m = 10^5 \text{ Вт/см}^2$  и различной частотой  $\omega_m$ .

Из рис.2,а,б видно, что в отсутствие СВЧ излучения образующиеся при лазерном воздействии пары мишени остаются слабоионизованными. При этом образование электронов в основном обусловлено их термоэмиссией с поверхности. На начальном этапе, когда концентрация паров мала, их нагрев лазерным излучением незначителен, температура электронов равна температуре паров и определяется температурой поверхности (рис.2,б). С ростом концентрации паров увеличивается поглощение лазерного излучения, и температура электронов начинает

расти. Основные потери энергии электронов обусловлены расширением пара и передачей энергии атомам за счет упругих столкновений. С ростом температуры электронов возникает дополнительный канал потерь энергии, связанный с возбуждением атомов и последующим их спонтанным распадом. Эти потери препятствуют (при умеренных интенсивностях лазерного излучения) дальнейшему нагреву электронов и стабилизируют их температуру при значениях, недостаточных для ионизации атомов электронным ударом.

Дополнительное использование СВЧ излучения для нагрева электронов приводит к росту их температуры (рис.2,в,е,з). Особенно ярко это выражено при  $\omega_m = 10^{10} \text{ c}^{-1}$  (рис.2,з) и  $10^{12} \text{ c}^{-1}$  (рис.2,е), когда наблюдается быстрый рост температуры электронов, прекращающийся при достижении критической концентрации электронов  $n_{cr}$ . Далее происходит быстрое снижение температуры из-за затрат энергии на ионизацию атомов и их нагрев. Из результатов, полученных при  $\omega_m = 10^{10} \text{ c}^{-1}$ , следует, что существует еще один фактор, стимулирующий последующий рост концентрации электронов. Это избыточный нагрев электронов ( $T_{e\max} \sim 90 \text{ эВ}$ ). При «отсечке» СВЧ излучения ( $n_{cr} = 3.2 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ) эта запасенная в электронной системе энергия затрачивается в основном на ионизацию атомов, что приводит к быстрому увеличению концентрации электронов до значения  $n_e \sim n_{cr} T_{e\max} / I_1 \approx 5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . При этих концентрациях основную роль начинают играть электрон-ионные столкновения, что приводит к росту поглощения лазерного излучения и последующему нагреву электронов.

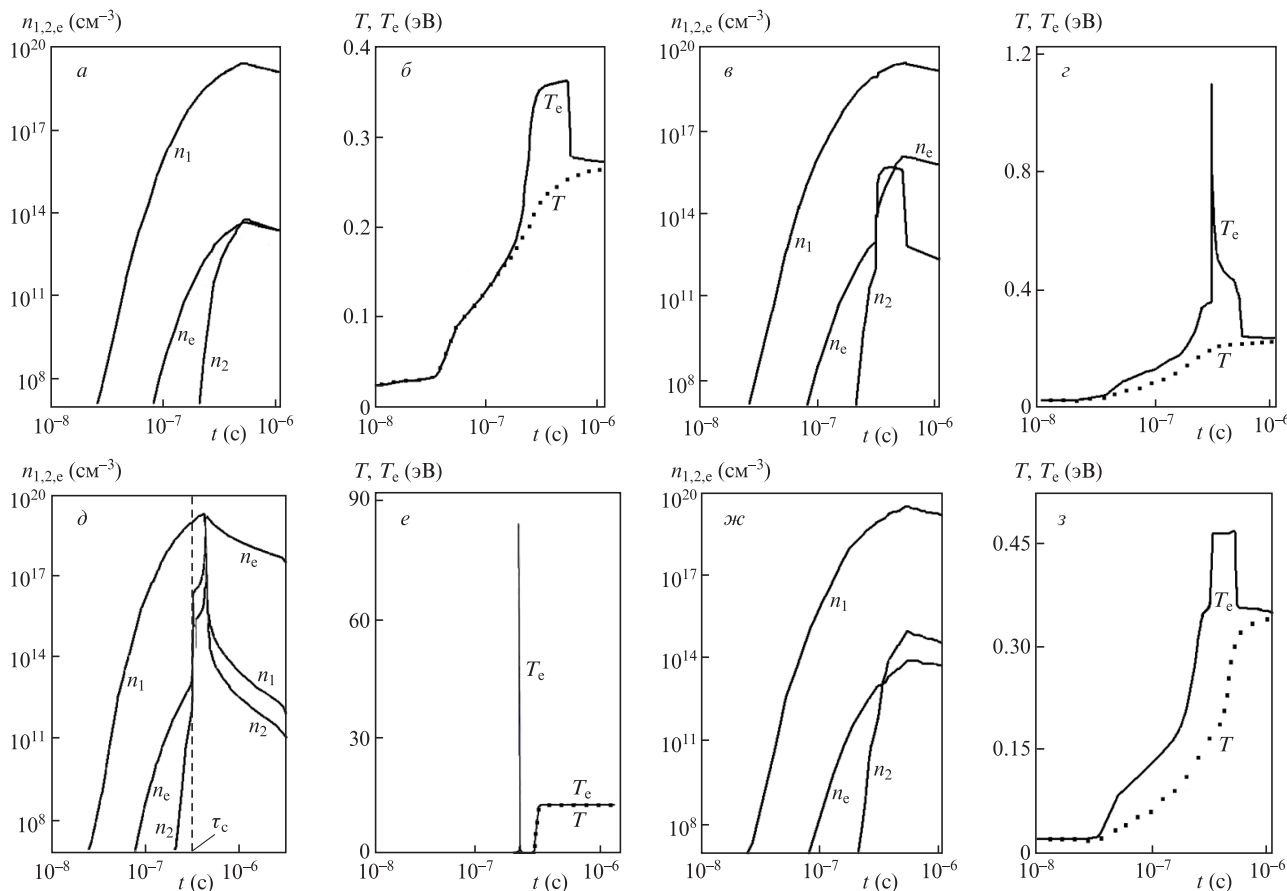


Рис.2. Динамика концентраций и температур частиц в отсутствие СВЧ излучения (а, б) и при воздействии СВЧ излучения с частотой  $\omega_m = 10^{10}$  (в, з),  $10^{12}$  (д, е) и  $10^{13} \text{ c}^{-1}$  (ж, з).

Для более ясного понимания полученных численных результатов сопоставим их с представленными ранее теоретическими выводами. Как показывают оценки, основной вклад в потери энергии электронов дает атомный переход  $3P-4S$  ( $\lambda \approx 0.4$  мкм). Для него  $K_{21} \approx 8 \times 10^{-8}$  см<sup>3</sup>/с и  $A_{21} = 1.5 \times 10^8$  с<sup>-1</sup>. Как следует из численных расчетов, за время действия лазерного импульса достигается концентрация нормальных атомов  $n_1 \sim 10^{19}$  см<sup>-3</sup>. Толщина газового слоя  $H \approx 0.06$  см. Учитывая, что при данных концентрациях основную роль играет резонансное уширение линии поглощения на указанном переходе, получаем оценку для сечения поглощения:  $\sigma_{12} \approx 1.4 \times 10^{-13}$  см<sup>2</sup>. Далее находим эффективную скорость спонтанного распада для плоского слоя  $A_{21}^*$  [13],

$$A_{21}^* = \frac{A_{21}}{\sqrt{\pi\sigma_{12}n_1H/2}} = 3.3 \times 10^5 \text{ с}^{-1}, \quad (17)$$

и из (1) определяем  $n_e^* \approx 4 \times 10^{12}$  см<sup>-3</sup>. При  $\omega_m = 10^{10}$  с<sup>-1</sup> (рис.2, в, з) «отсечка» СВЧ излучения происходит раньше ( $n_{cr} = 3.2 \times 10^{10}$  см<sup>-3</sup>), чем будет достигнута концентрация  $n_e^*$ , и условие (1) не выполняется. Поэтому воздействие СВЧ излучения на пары является малым. Следует отметить, что об «отсечке» можно говорить весьма условно. Даже при  $n_e > n_{cr}$  СВЧ излучение проникает в плазменную область на толщину скин-слоя  $\delta$ , осуществляя нагрев электронов. В выражениях (15), (16) это учитывается.

При  $\omega_m = 10^{12}$  с<sup>-1</sup> (рис.2, д, е) имеем  $n_{cr} = 3.2 \times 10^{14}$  см<sup>-3</sup>  $\gg n_e^*$  и «отсечка» (показана на рис.2, д вертикальной штриховой линией) происходит, когда условие (1) заведомо выполняется. В этом случае осуществляется значительный нагрев электронов СВЧ излучением, что позволяет увеличить степень ионизации плазмы. С ростом степени ионизации ( $\geq 10^{-4}$ ) основную роль в поглощении лазерного излучения начинают играть электрон-ионные столкновения, что существенно увеличивает поглощение этого излучения, а значит и темп нагрева электронов.

При  $\omega_m = 10^{13}$  с<sup>-1</sup> (рис.2, ж, з) коэффициент поглощения СВЧ излучения значительно меньше, чем в предыдущем случае, что не позволяет развиваться дальнейшей электронной ионизации атомов.

Важным также является вопрос о необходимой интенсивности СВЧ излучения. Минимальное значение интенсивности СВЧ излучения, требуемое для успешного стимулирования плазмообразования можно грубо оценить из баланса энергии, теряемой электронами при возбуждении атомов, и энергии, получаемой от СВЧ излучения,

$$2\mu_b J_{m\min}/n_e = K_{12}n_1E_{12},$$

а также из того условия, чтобы за время импульса была достигнута концентрация

$$n_e^* \approx n_{e0} \exp(S_1 n_1 \tau_m).$$

Здесь для простоты оценки поглощаемой энергии СВЧ излучения используется коэффициент тормозного поглощения  $\mu_b$ . Отсюда при  $\omega_m = 10^{12}$  с<sup>-1</sup> и  $\tau_m = 2 \times 10^{-7}$  с для концентрации  $n_1 \sim 10^{19}$  см<sup>-3</sup>, полученной при численном расчете, имеем оценку  $J_{m\min} \sim 3 \times 10^4$  Вт/см<sup>2</sup>. При  $\omega_m = 10^{10}$  и  $10^{11}$  с<sup>-1</sup> «отсечка» излучения происходит раньше, чем достигается  $n_e^*$ .

При полной ионизации паров значительно увеличивается поглощение лазерного излучения, что может приводить к экранировке мишени плазмой и уменьшению

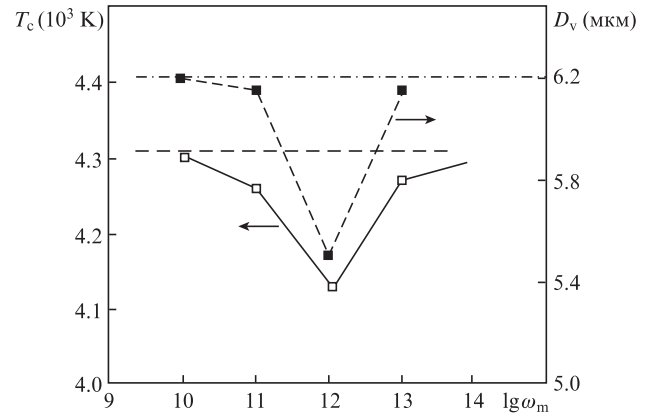


Рис.3. Зависимости температуры поверхности мишени  $T_c$  и толщины испаренного слоя  $D_v$  от частоты СВЧ излучения в момент окончания импульсов.

доли лазерного излучения, достигающего поверхности мишени. Это хорошо видно из сравнения рис.2, а и д. В отсутствие стимулированного воздействия СВЧ излучения (рис.2, а), когда степень ионизации паров невелика, их максимальная концентрация достигается в конце лазерного импульса. В то же время при полной ионизации паров (рис.2, д) с момента времени  $t \approx 0.41$  мкс наблюдается быстрое снижение общей концентрации плазмы еще до окончания лазерного импульса. Это объясняется ростом оптической толщины плазменного слоя и увеличением поглощения плазмой лазерного излучения, что приводит к уменьшению нагрева поверхности мишени этим излучением. Действительно, при концентрации плазмы  $n_e \sim 10^{19}$  см<sup>-3</sup>, температуре электронов  $T \approx 1$  эВ и толщине плазменного слоя  $H \approx 0.06$  см, полученного в этом режиме, его оптическая толщина для лазерного излучения составляет  $\sim 20$ . Эта экранировка поверхности приводит к снижению ее температуры  $T_c$  и толщины испаренного слоя металла  $D_v$ , что хорошо видно из рис.3, где горизонтальными линиями отмечены значения  $T_c$  и  $D_v$  в отсутствие СВЧ излучения.

## 5. Заключение

Таким образом, в настоящей работе показано, что дополнительное воздействие СВЧ излучения с небольшой интенсивностью и определенной частотой может привести к полной ионизации паров мишени при интенсивностях лазерного излучения, на один-два порядка меньших, чем требуется для ионизации паров в отсутствие СВЧ излучения. Роль последнего заключается в эффективном нагреве электронов и создании такой их концентрации, при которой тушение возбужденных атомов и их ионизация осуществляются в основном электронным ударом. В то же время интенсивность лазерного излучения должна быть такой, чтобы обеспечить за время воздействия образование пара с достаточной плотностью, при которой значительно увеличивается эффективное время жизни возбужденного атома ( $1/A_{21}^*$ ). В свою очередь, более раннее образование плазмы приводит к экранировке мишени от лазерного излучения.

Наиболее перспективно использование рассмотренного явления для лазерного излучения видимого или ИК диапазона, когда вероятность многофотонной или туннельной ионизации атомов излучением с умеренной (ме-

нее  $10^9$  Вт/см<sup>2</sup>) интенсивностью невелика. В случае лазерного УФ излучения двух- и трехфотонная ионизация атомов может приводить к быстрому образованию плазмы [17,18] и в отсутствие СВЧ излучения.

1. Райзер Ю.П. *Лазерная искра и распространение разрядов* (М.: Наука, 1974).
2. Райзер Ю.П. *Физика газового разряда* (М.: Наука, 1987).
3. Покровская И.Е. *ЖТФ*, **46**, 1285 (1976).
4. Соколов И.В. *Физика плазмы*, **16**, 1513 (1990).
5. Вейко В.П., Смирнов В.Н., Чирков А.М., Шахно Е.А. *Лазерная очистка в машиностроении и приборостроении* (С.-Пб.: НИУ ИТМО, 2013).
6. Абильситов Г.А., Голубев В.С., Гонтарь В.Г. и др. *Технологические лазеры. Справочник* (М.: Машиностроение, 1991, т. 1).
7. Айхлер Ю., Айхлер Г.-И. *Лазеры. Исполнение, управление, применение* (М.: Техносфера, 2008).
8. Ребров С.И. В сб.: *Электронная техника. Сер. 1. СВЧ-техника*, вып.1, 31 (2009).
9. Денисов Г.Г., Запелалов В.Е., Литвак А.Г., Мясников В.Е. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **46** (10), 845 (2003).
10. Гаврилюк А.П., Шапарев Н.Я., Якубайлик О.Э. *Квантовая электроника*, **20**, 828 (1993).
11. Мажукин В.И., Самохин А.А. *Математическое моделирование. Нелинейные дифференциальные уравнения математической физики* (М.: Наука, 1987).
12. Knight C.J. *AIAA J.*, **17**, 519 (1979).
13. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. *Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы* (М.: Наука, 1982).
14. Прохоров А.М., Конов В.И., Урсу И., Михэилеску И.Н. *Взаимодействие лазерного излучения с металлами* (М.: Наука, 1988).
15. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1992).
16. Кобак В.О. *Радиолокационные отражатели* (М.: Сов. Радио, 1975).
17. Rosen D.I., Mitteldorf J., Kothandaraman G., Pirri A.N., Pugh E.R. *J. Appl. Phys.*, **53**, 3190 (1982).
18. Gavriluk A.P., Shaparev N.Ya., Yakubailik O.E. *High Power, Laser, and Particle Beams*, **6** (1), 91 (1994).