

УДК 533.9

Влияние высокочастотного электромагнитного давления на процесс образования плотной приповерхностной лазерной плазмы

М. А. Яковлев, А. Ю. Волнухин, С. Ю. Ерохин

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, Москва, Россия

Представлены результаты численного моделирования пробоя плотного инертного газа электронами пограничного слоя при облучении металлической мишени мощными пикосекундными лазерными импульсами. Показано, что учет электрического поля пограничного слоя приводит к существенному увеличению концентрации затравочных электронов вблизи поверхности мишени, что обеспечивает более быстрое протекание процесса ионизации. Получены зависимости времени пробоя от напряженности электрического поля падающей волны, концентрации атомов газа и высокочастотного электромагнитного давления.

При воздействии ультракороткими (длительность импульса ≤ 1 пс) мощными ($I_{em} \approx 10^{16}$ Вт/м²) лазерными импульсами, благодаря ионизирующему влиянию, образующегося при этом пограничного электронного слоя (ПЭС), можно существенно снизить энергозатраты для получения плотной приповерхностной плазмы без разрушения мишени [1]: при $F_{3s} = 0,2 \cdot 10^4$ Дж/м² при $P = 10^2$ атм, $\lambda = 1,06$ мкм.

В настоящей работе учитывается влияние высокочастотного электромагнитного давления (ЭМ) и рода инертного приповерхностного газа на процесс импульсного плазмообразования в отличие от работы [1]. Предложена физическая модель ПЭС и процесса образования приповерхностной низкотемпературной плазмы при импульсном лазерном воздействии на мишень из проводящего конденсированного вещества. Ниже рассмотрим более подробно механизм образования ПЭС [2].

Модель приповерхностного электронного слоя

Основной причиной формирования ПЭС при воздействии ультракоротких лазерных импульсов на металлическую мишень является значительный отрыв (≈ 1 эВ) температуры электронной компоненты от температуры решетки [3]. Это приводит к резкому увеличению термоэмиссионного тока и образованию вблизи поверхности достаточно протяженной области объемного отрицательного заряда.

Как известно, двойной электрический слой существует вблизи поверхности металла и в условиях термодинамического равновесия между электронной и решеточной подсистемами. В этом случае электронный газ является вырожденным и электронная концентрация убывает по мере удаления от поверхности очень быстро $n_e \propto z^{-2} \exp(-\beta z)$, где β^{-1} — величина порядка

среднего межэлектронного расстояния в металле, z — расстояние от поверхности металла [4]. Это дает возможность считать ПЭС вырожденных электронов сколь угодно тонким и пренебречь его влиянием на прохождение лазерного излучения в металл. Однако по мере быстрого уменьшения концентрации степень вырождения падает и, когда энергия Ферми $E_F(n_e)$ становится порядка тепловой энергии электронов kT_e , распределение электронов начинает описываться классической статистикой. Дальнейшее уменьшение электронной концентрации происходит по существенно более плавному закону [2]:

$$n_e(z) = n_0 \left(1 + \frac{z}{\sqrt{2}L_d} \right)^{-2}, \quad (1)$$

где $L_d = (\epsilon_0 k T_e / e^2 n_0)^{1/2}$ — длина дебаевского экранирования;

n_0 — граничная концентрация, определяемая из условия вырождения: $E_F(n_0) \approx kT$, т. е. $n_0 \propto T_e^{3/2}$.

Таким образом, с ростом электронной температуры увеличивается размер области ПЭС, где концентрация убывает в соответствии с (1). Вместе с тем, растет и граничное значение концентрации n_0 , при достижении температур порядка E_F все электроны ПЭС начинают описываться классической статистикой. При этом их распределение подчиняется (1), а n_0 становится порядка электронной концентрации в металле. Следовательно, при интенсивном неравновесном нагреве электронной компоненты металла вблизи его поверхности может формироваться достаточно протяженный слой электронов, имеющих высокую концентрацию.

Формирование с помощью ультракоротких лазерных импульсов ПЭС с соответствующими электрофизическими характеристиками, при которых он может оказывать существенное влияние на происходящие вблизи поверхности процессы, возможно в ограниченных интервалах изменения интенсивностей I_{em} и длительностей τ_p лазерных импульсов:

$$I_{em}^{\min} \leq I_{em} \leq I_{em}^{\max}, \quad \tau_p^{\min} \leq \tau_p \leq \tau_p^{\max}.$$

Минимальное значение граничной интенсивности I_{em}^{\min} определяется из условия достижения за время импульса достаточно эффективно отрыва температуры электронной компоненты T_e от температуры решетки T_l

$$\Delta T = T_e - T_l \approx T_F \approx 10^4 - 10^5 \text{ К},$$

где T_F — температура вырождения электронной подсистемы [3];

$I_{em}^{\min} \approx \alpha_l \Delta T$ [4], $\alpha_l \approx 10^{16}$ Вт/(м³·К) — скорость обмена энергией между электронной и решеточной подсистемами;

l — глубина прогретого слоя внутри металла за время импульса $\approx \max[\delta, \sqrt{\chi \tau_p}]$;

δ — глубина скин-слоя;

χ — электронная температуропроводность; в случае пикосекундного импульса $l \approx 10^{-7}$ м, т. е. $I_{em}^{\min} \approx 10^{13}$ Вт/м².

Согласно [3], при воздействии на поверхности характерных металлов пикосекундных лазерных импульсов с интенсивностью $I_{em} \approx 3 \cdot 10^{13}$ Вт/м², два конкурирующих процесса выхода электронов с металлической поверхности — термоэмиссия и фотоэмиссия — имеют один и тот же порядок величины, т. е. в этой области можно ожидать наиболее заметного влияния коллективного процесса термоэмиссии на одночастичный процесс фотоэмиссии. С ростом интенсивности излучения термоэмиссия преобладает над фотоэмиссией, т. е. при указанных интенсивностях формирование ПЭС происходит благодаря термоэмиссии за время $\tau_s \approx L_d / v_T \approx 10^{-15} - 10^{-14}$ с, где v_T — тепловая скорость электронов. Кроме того, надо отметить, что характер термоэмиссии в этом случае существенно отличается от термоэмиссии с электрода в замкнутой цепи, поскольку в рассматриваемом случае термоэмиссия происходит с изолированной металлической поверхности, на которой остается нескомпенсированный положительный заряд, а вблизи поверхности формируется отрицательный объемный заряд, что в свою очередь оказывает влияние на термоэмиссионный ток. Все это сильно усложняет возможность описания процесса формирования ПЭС. Однако поскольку время формирования пространственного распределения τ_s много меньше длительности пикосекундного лазерного импульса τ_p , фактически в течение всего импульса пространственное распределение ПЭС можно считать стационарным, с соответствующей температурой электронного слоя.

Верхняя граница интенсивности I_{em}^{\max} соответствует предпороговой области начала процессов плавления и абляции материала мишени, которые могут возникнуть в случае, если накопленная в электронной подсистеме в результате воздействия ультракороткого лазерного импульса плотность энергии превысит определенный порог:

$I_{em}^{\max} \tau_p \leq F_{abl}$, где пороговая плотность энергии лазерной абляции $F_{abl} = (0,2 - 0,5) \cdot 10^4$ Дж/м² [5, 6], т. е. при длительности импульса $\tau_p \approx 1$ пс,

$$I_{em}^{\max} \approx 10^{16} \text{ Вт/м}^2.$$

Ограничения на длительность лазерного импульса τ_p определяются из следующих условий: $\tau_p^{\min} \geq \tau_s$, где $\tau_s \approx 10^{-13}$ с — время формирования ПЭС с невырожденной электронной компонентой, и $\tau_p^{\max} \leq \tau_{el}$, где τ_{el} — характерное время передачи энергии от электронов к решет-

ке. Последнее условие гарантирует, что за время лазерного импульса решетка не нагревается и не успевает возникнуть режим развитого испарения материала мишени, при котором роль ПЭС становится малозначительной.

Таким образом, из полученных результатов следует, что ПЭС может оказывать существенное влияние на приповерхностные процессы в ограниченных, но достаточно важных для технологических применений интервалах изменения интенсивностей и длительностей лазерных импульсов: $10^{14} \text{ Вт/м}^2 \leq I_{em} \leq 10^{16} \text{ Вт/м}^2$, $10^{-13} \text{ с} \leq \tau_p \leq 10^{-11} \text{ с}$.

Математическое описание процесса лазерного пробоя приповерхностного газа

В данной работе представлены результаты численного моделирования пробоя плотного газа электронами ПЭС при облучении металлической мишени мощными лазерными импульсами пикосекундной длительности. Определены пороговые значения плотности приповерхностного газа и интенсивности лазерного излучения, при которых может происходить очень быстрая приповерхностная ионизация газа ($\tau_I \approx 10^{-12} \text{ с}$), обеспечивающая экранировку облучаемой мишени. Время пробоя τ_I много меньше характерного времени электрон-решеточной релаксации в проводнике $\tau_I \approx 10^{-10} \text{ с}$, т. е. в режиме очень быстрой ионизации температура решетки к моменту наступления сильной экранировки поверхности остается по порядку величины на том же уровне, что и в начале, и поэтому никакого разрушения материала мишени не происходит. Задача рассматривается в одномерной постановке. В расчетах использованы следующие допущения:

- газ над мишенью является инертным, поэтому процессы ионизации и рекомбинации не могут приводить к образованию молекулярных соединений. Образование молекулярных ионов A_2^+ не учитывалось, так как в условиях данной задачи коэффициент диссоциативной рекомбинации с их участием существенно меньше коэффициента ударно-радиационной рекомбинации в тройных столкновениях [7];

- как будет видно из результатов расчетов, степень ионизации газа вплоть до момента наступления экранировки мишени не превышает значения 10^{-2} . Поэтому количество возбужденных атомов в газе мало, и в расчетах учитывалась ионизация атомов только из основного состояния.

Для описания кинетики ионизации газа решалась система уравнений, объединяющая уравнения теплопроводности для электронной температуры, уравнения непрерывности электронной и ионной компоненты и уравнения Максвелла для электрического поля ЭМ-волны и поля нескомпенсированного пространствен-

ного заряда. Механизм ионизации газа, обусловленный многоквантовым фотоэффектом не принимался во внимание, так как характерное время наступления пробоя в рассматриваемых условиях составляет порядка (10^{-9} — 10^{-10}) с, что намного больше характерного времени ионизации, обусловленной электронами ПЭС [7].

Уравнение теплопроводности в области $z < 0$ (металл) имеет вид:

$$C_m \frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[\chi_m \frac{\partial T_e}{\partial z} \right] - \alpha(T_e - T_l) + k_r \kappa_i k_0 \epsilon_0 c |E_0|^2 \exp(2k_0 \kappa_i z), \quad (2)$$

где T_e и T_l — температура электронов и кристаллической решетки в металле, соответственно;

C_m и χ_m — теплоемкость и теплопроводность электронов, соответственно;

k_r и κ_i — действительная и мнимая часть комплексного коэффициента преломления в металле;

E_0 — амплитуда поля волны при $z = 0$;

α — коэффициент теплообмена электронов с решеткой. Для типичных металлов, где $n_m \approx 10^{28} \text{ м}^{-3}$, коэффициент $\alpha \approx 10^{16} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{К}^{-1}$ [8].

Уравнение теплопроводности в газе ($z > 0$) имеет вид [9]:

$$\frac{3}{2} k \frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{1}{n_e} \frac{\partial}{\partial z} \left[\chi_e \frac{\partial T_e}{\partial z} \right] - \frac{3m}{M} k(T_e - T_a) \nu_e - \left(I + \frac{3}{2} k T_e \right) \nu_I + \frac{e^2 |E|^2 \nu_e}{2m(\omega^2 + \nu_e^2)}, \quad (3)$$

где M — масса атома газа;

l — потенциал ионизации;

ν_e — частота электронных столкновений в газе, равная сумме частот электрон-ионных и электрон-атомных столкновений;

ν_I — частота ионизации, рассчитанная по классической формуле Томпсона [7].

Частота электрон-атомных столкновений рассчитывалась с использованием известной зависимости от температуры транспортного сечения рассеяния электронов на атомах инертных газов [9].

Поскольку по условиям задачи длительность рассматриваемых процессов много меньше времени электрон-решеточной релаксации в металле $\tau_I \approx 10^{-10} \text{ с}$, температура решетки и тяжелой газовой компоненты за время расчета будет меняться весьма слабо. Например, даже при средней электронной температуре $T_e \sim 10 \text{ эВ}$ к моменту $t \approx 10^{-13} \text{ с}$ температура решетки изменится на величину порядка 10^2 К . По этой причине температуры решетки и газа в расчетах счита-

лись неизменными. Кроме того, при расчете процессов теплопереноса лучистая теплопроводность не учитывалась, так как возникающая в результате быстрой ионизации плазма является оптически прозрачной (длина свободного пробега фотона $l_{ph} \approx (\omega / \omega_p)^2 (\omega / \nu_e) \lambda \approx \lambda$, где ω_p — плазменная частота электронов; λ — длина волны ЭМ-излучения).

Граничные условия для уравнений (2) и (3) имеют вид:

$$\frac{\partial T_e}{\partial z} = 0, \quad z = -l_m, l_a, \quad (4)$$

$$\left[\chi \frac{\partial T_e}{\partial z} \right] = 0, \quad z = 0,$$

где l_m, l_a — границы рассматриваемой области в металле и газе (формально $l_m, l_a \rightarrow \infty$).

Уравнения непрерывности электронной и ионной компоненты имеют вид:

$$\frac{\partial n_{e,i}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[D_{e,i} \frac{\partial n_{e,i}}{\partial z} \pm \mu_{e,i} \left(E_z + \frac{e}{4m_e \omega^2} \frac{\partial |E^2|}{\partial z} \right) n_{e,i} \right] + \nu_I n_e - \beta_1 n_e n_i - \beta_2 n_e^2 n_i, \quad (5)$$

где β_1 и β_2 — соответственно, коэффициенты фоторекомбинации и ударно-радиационной рекомбинации;

$D_{e,i}$ и $\mu_{e,i}$ — коэффициенты диффузии и подвижности, соответственно [9].

В (5) опущен дивергентный член $\text{div} n_{e,i} u$, поскольку в процессах быстрой ионизации основную роль играет механизм диффузионного переноса [2]. Представим электронную концентрацию в виде суммы:

$$n_e = n_e^{ion} + n_e^{lay},$$

причем n_e^{ion} и n_e^{lay} — удовлетворяют следующим уравнениям:

$$\frac{\partial n_e^{ion}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[D_e \frac{\partial n_e^{ion}}{\partial z} + \mu_e \left(E_z + \frac{e}{4m_e \omega^2} \frac{\partial |E^2|}{\partial z} \right) n_e^{ion} \right] + \nu_I n_e - \beta_1 n_e n_i - \beta_2 n_e^2 n_i, \quad (6)$$

$$\frac{\partial n_e^{lay}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[D_e \frac{\partial n_e^{lay}}{\partial z} + \mu_e \left(E_z + \frac{e}{4m_e \omega^2} \frac{\partial |E^2|}{\partial z} \right) n_e^{lay} \right].$$

В уравнениях (6) учтено влияние на электроны высокочастотного давления, создаваемого электромагнитной волной [10].

В силу того, что концентрация электронов ПЭС n_e^{lay} вблизи поверхности металла намного

превосходит концентрацию электронов n_e^{ion} , возникших в результате ионизации, то граничное значение n_e при $z = 0$ в соответствии с (1) равно n_0 . Это дает возможность записать граничные условия для уравнений (6) в следующем виде:

$$n_e^{lay} = n_0,$$

$$z = 0:$$

$$D_e \frac{\partial n_e^{ion}}{\partial z} + \mu_e E_z n_e^{ion} = 0,$$

(7)

$$D_e \frac{\partial n_e^{lay}}{\partial z} + \mu_e E_z n_e^{lay} = 0,$$

$$z = l_a:$$

$$D_e \frac{\partial n_e^{ion}}{\partial z} + \mu_e E_z n_e^{ion} = 0.$$

Граничные условия для ионной компоненты n_i имеют вид, аналогичный условиям для n_e^{ion} .

Начальные условия для n_e^{ion} и n_i :

$n_e^{ion}|_{t=0} = 0, n_i|_{t=0}$. Начальное условие для n_e^{lay}

соответствует распределению электронов (1) при начальной температуре T_0 . Отметим, что время установления распределения (1) вблизи поверхности металла, как указывалось выше, есть величина порядка $10^{-15} - 10^{-14}$ с, т. е. граничная концентрация $n_0(T)$ успевает "отслеживать" изменение температуры, происходящее за существенно большие времена.

Распределение продольного электрического поля E_z находится из уравнения:

$$\frac{\partial E_z}{\partial z} = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_e - n_i),$$

которому на каждом временном шаге соответствует граничное условие:

$$E_z|_{z=0} = \frac{e}{\epsilon_0} \int_0^{l_a} n_e^{lay} dz,$$

здесь учтено, что интеграл от $n_e^{ion} - n_i$ равен нулю.

Пространственное распределение электрического поля ЭМ-волны является решением уравнений Максвелла. Однако в силу того, что ν_I^{-1} — характерное время изменения параметров задачи (концентрации, температуры и т. д.), намного больше, чем ω^{-1} , распределение поля может быть найдено путем решения на каждом временном шаге стационарного волнового уравнения:

$$\frac{d^2 E}{dz^2} + k_0^2 \epsilon' E = 0,$$

(8)

$$\epsilon' = 1 - \frac{e^2 n_e}{m \epsilon_0 (\omega^2 + \nu_e^2)} - i \frac{e^2 n_e}{m \epsilon_0 (\omega^2 + \nu_e^2)} \frac{\nu_e}{\omega},$$

где $k_0 = \omega/c$.

В рассматриваемых условиях столкновения являются основным механизмом диссипации ЭМ-энергии, что и дает возможность использовать в (8) "традиционную" зависимость для комплексной диэлектрической проницаемости ϵ' .

Ниже представленному уравнению соответствуют следующие граничные условия:

$$z = 0, l_a: [E] = 0, \left[\frac{dE}{dz} \right] = 0,$$

причем поле волны имеет вид:

$$z < 0: E = \frac{1}{2} \exp[k_0 \kappa_i z] \{ E_0 \exp[i(\omega t + k_0 \kappa_r z)] + \text{к. с.} \},$$

$$0 < z < l_a: E = \frac{1}{2} \{ E_0(z, t) \exp[i\omega t] + \text{к. с.} \},$$

(9)

$$z > l_a: E = \frac{1}{2i} E_\infty \{ \exp[i(\omega t + k_0 z)] - \exp[-i(\omega t - k_0 z)] \} + \frac{1}{2} \{ R \exp[i(\omega t - k_0 z)] + \text{к. с.} \}.$$

Представив амплитуду волны и диэлектрическую проницаемость в виде: $E_0 = E_{01} + iE_{02}$, $R = R_1 + iR_2$, $E_a = E_{a1} + iE_{a2}$, $\epsilon' = \epsilon_1 + i\epsilon_2$, с помощью граничных условий (9) получаем следующие соотношения на границах области:

$$\begin{cases} \left. \frac{dE_{a1}}{dz} \right|_{z=0} - k_0 \kappa_i E_{a1}(0) + k_0 \kappa_r E_{a2}(0) = 0, \\ \left. \frac{dE_{a2}}{dz} \right|_{z=0} - k_0 \kappa_r E_{a1}(0) - k_0 \kappa_i E_{a2}(0) = 0, \\ \left. \frac{dE_{a1}}{dz} \right|_{z=l_a} - k_0 E_{a2}(l_a) = 2k_0 E_\infty, \\ \left. \frac{dE_{a2}}{dz} \right|_{z=l_a} + k_0 E_{a1}(l_a) = 0, \end{cases}$$

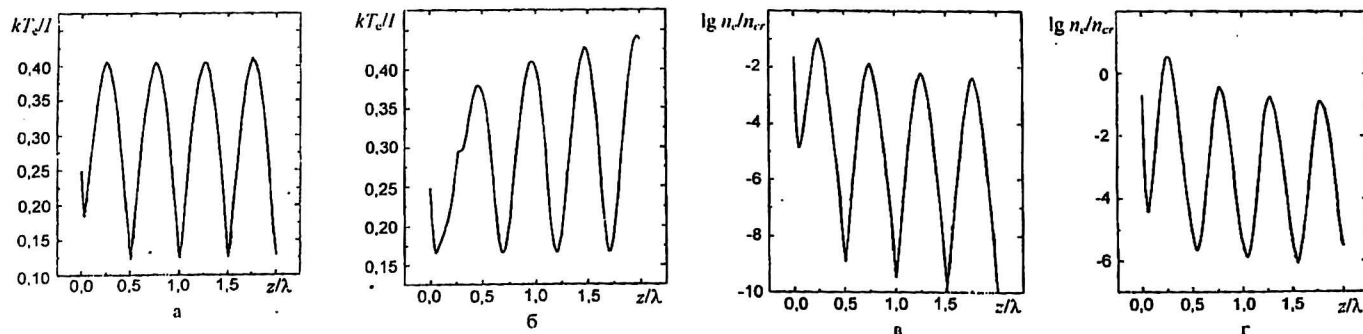


Рис. 1. Распределение отношения тепловой энергии электронов к потенциалу ионизации нейтрального газа (Ar), а также отношение электронной концентрации к критической концентрации плазмы в логарифмическом масштабе в зависимости от безразмерной координаты z/λ (z — расстояние до мишени, λ — длина волны падающего лазерного излучения) для различных моментов времени:

$t = 7,0 \cdot 10^{-13}$ с (а, в); $t = 1,0 \cdot 10^{-12}$ с (б, г). Концентрация газа $n_a = 3 \cdot 10^{27}$ м⁻³, амплитуда падающей волны $E_\infty = 2 \cdot 10^9$ В/м

$$\begin{cases} \frac{d^2 E_{a1}}{dz^2} + k_0^2 (\epsilon_1 E_{a1} - \epsilon_2 E_{a2}) = 0, \\ \frac{d^2 E_{a2}}{dz^2} + k_0^2 (\epsilon_1 E_{a2} + \epsilon_2 E_{a1}) = 0. \end{cases}$$

Для численного решения полученной системы уравнений был использован метод конечных разностей. Разностная аппроксимация уравнений теплопроводности и непрерывности была выполнена с помощью консервативной схемы первого порядка точности по τ и h . Диффузионные слагаемые записывались в неявном виде, слагаемое $\mu E l$ в уравнении непрерывности — в явном.

Результаты численных расчетов и их обсуждение

Для расчетов были выбраны следующие численные параметры задачи: длина волны излучения $\lambda = 1,06$ мкм; интенсивность излучения $I_{em} \approx (3 \cdot 10^{15} - 3 \cdot 10^{16})$ Вт/м²; коэффициенты преломления металла на данной длине волны $\kappa_r = 1,5$, $\kappa_i = 10,1$ (соответствует концентрации электронов проводимости в металле $n_m = 4 \cdot 10^{28}$ м⁻³); концентрация газа $n_a = (10^{27} - 10^{28})$ м⁻³ (давление $p = 40 - 400$ атм); потенциал ионизации $I = 15,8$ эВ (соответствует аргону); начальная температура T_0 варьировалась от 300 до 3000 К, что не повлияло заметным образом на полученные результаты; размер расчетной области: $l_m = 10 \kappa_i^{-1} \kappa_0^{-1}$, $l_a = 2\lambda$.

На рис. 1 для двух различных моментов времени представлены профили электронной температуры (а, б), а также электронной и ионной концентраций n_e и n_i (в, г), соответствующие газовой концентрации $n_a = 3 \cdot 10^{27}$ м⁻³ и полю падающей волны $E_\infty = 2 \cdot 10^9$ В/м.

Как видно, при рассматриваемых достаточно больших значениях n_a и E_∞ и малых временах механизм амбиполярной диффузии не влияет качественным образом на пространственное распределение температуры и концентрации.

Их распределение достаточно четко повторяет профиль $|E_a|^2$ стоячей ЭМ-волны, имеющий периодичность $\lambda/2$ на начальной стадии ионизации, а профили n_e и n_i практически неотличимы. Электронная температура на данной стадии быстро растет до тех пор, пока ее значение не достигает нескольких десятых I , что приводит к значительному увеличению скорости ионизационных процессов. Далее температура практически не меняется во времени, а электронная концентрация в районах максимумов T_e быстро увеличивается (эта стадия ионизации хорошо видна на рис. 1, а, б). После того, как значение n_e в максимумах становится больше критической концентрации n_{cr} , пространственное распределение поля E_a теряет периодичность, а его амплитуда начинает уменьшаться по мере дальнейшего роста n_e , что ведет к быстрому спаду температуры вблизи поверхности мишени. Скорость уменьшения температуры в начале этой стадии лежит в пределах 10^4 – 10^5 К/пс для представленного на рис. 1 примера. Электронная концентрация достигает значения n_{cr} сначала в районе первого (ближайшего к поверхности мишени) максимума интенсивности, и далее это последовательно происходит вблизи других максимумов (данную тенденцию легко проследить, сравнив рис. 1, в, г). Одновременно с этим слои плазмы за критической плотности увеличиваются в толщине, что в дальнейшем приводит к их слиянию и полной экранировки облучаемой мишени.

На рис. 2 приведено несколько точек, отражающих зависимость характерного времени пробоя τ_I от n_a и E_∞ . Время пробоя τ_I определяется моментом, когда частота электрон-ионных столкновений ν_{ei} становится больше частоты электрон-атомных столкновений ν_{ea} . Подобное, достаточно условное определение момента начала пробоя, позволяет регистрировать наступление сильной ионизации газа вне зависимости от его концентрации, т. е. учитывать степень ионизации газа, а не абсолютную электронную концентрацию. Проведя расчеты для нескольких сочетаний E_∞ и n_a можно получить семейства кривых $\tau_I = \tau_I(n_a, E_\infty)$. Используя эти зависимости, можно легко оценить любой из параметров: τ_I , n_a , E_∞ , задав значения оставшихся двух.

Если поле падающей ЭМ-волны меньше некоторого порогового значения, то экранировка мишени не наступает совсем. Например, при $n_a = 10^{27} \text{ м}^{-3}$ и $E_\infty = 2 \cdot 10^9 \text{ В/м}$ температура в максимумах достигает величины 0,4I менее чем за одну пикосекунду и далее ее рост продолжается со значительно меньшей скоростью (электронная концентрация к этому моменту не превышает $(0,2-0,3)n_{cr}$). Поэтому электронная концентрация если и достигает значения n_{cr} , то происходит это за время, сопоставимое со временем электрон-решеточной релаксации в металле τ_l .

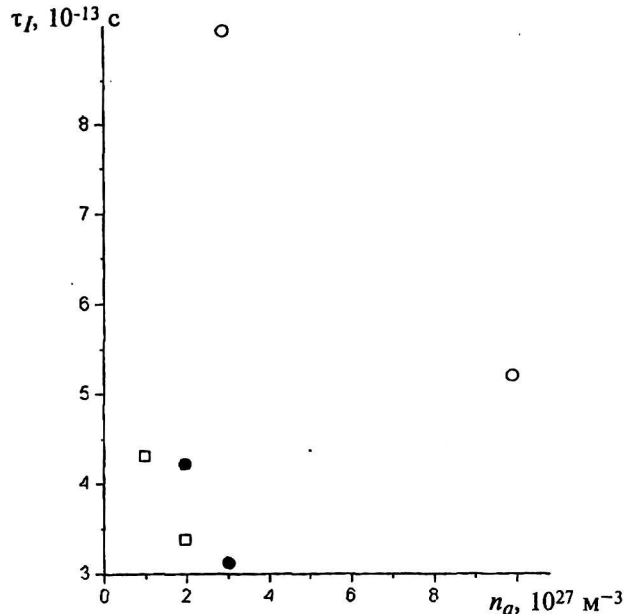


Рис. 2. Зависимость характерного времени пробоя аргона — $\tau_I = \tau_I(E_\infty, n_a)$ при высоких частотах ($\omega^2 \gg \nu_e^2$):
 ○ — $E_\infty = 2 \cdot 10^9 \text{ В/м}$; ● — $E_\infty = 3 \cdot 10^9 \text{ В/м}$;
 □ — $E_\infty = 4 \cdot 10^9 \text{ В/м}$

Результаты численного расчета пробоя аргона над поверхностью металлической мишени показывают, что высокочастотное электромагнитное давление приводит к сглаживанию пространственного профиля электростатического поля, направленного по нормали к поверхности.

Кроме того, из полученных результатов следует, что основным фактором, определяющим характер процесса плазмообразования, является величина потенциала ионизации. Это наглядно видно из графиков для температуры и концентрации образующейся плазмы. Газы с большим потенциалом ионизации при тех же условиях нагреваются до большей температуры, так как у них практически отсутствуют энергетические потери на ионизацию, в отличие от газов с меньшим потенциалом ионизации — это наглядно видно при сравнении графиков для He с потенциалом ионизации $I = 24,59 \text{ эВ}$ и Ag с потенциалом ионизации $I = 15,76 \text{ эВ}$ (рис. 3, 4).

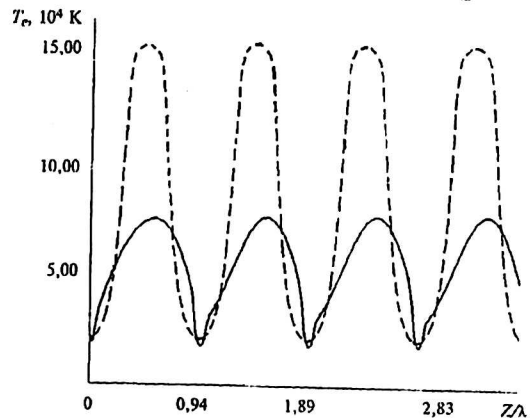


Рис. 3. Температура электронов в зависимости от безразмерной координаты z/λ для момента времени 0,280 пс после начала воздействия лазерного излучения с амплитудой $E_\infty = 2 \cdot 10^9 \text{ В/м}$:
 (--- — He; — — Ag)

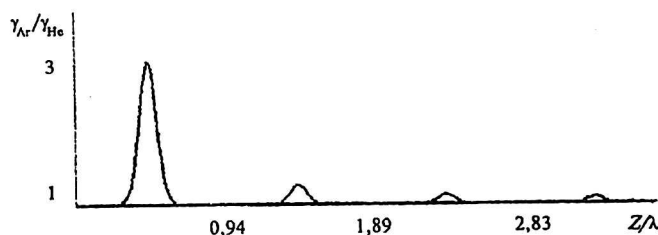


Рис. 4. Отношение степеней ионизации аргона и гелия (γ_{Ar}/γ_{He}) в зависимости от безразмерной координаты z/λ для момента времени 0,280 пс после начала воздействия лазерного излучения с амплитудой $E_\infty = 2 \cdot 10^9$ В/м

Заключение

На основании приведенных результатов численных расчетов можно сделать следующие выводы. При облучении металлической мишени ЭМ-импульсами в результате неравновесного нагрева электронной компоненты над поверхностью мишени формируется пограничный слой электронов эмиссии. При условии большой плотности газа и высокой интенсивности излучения электроны ПЭС приводят к возникновению в газе областей сильноионизированной плазмы, экранирующей мишень от падающего излучения. Длительность этого процесса при плотности газа $n_a \approx (10^{27} - 10^{28}) \text{ м}^{-3}$ и интенсивности излучения $I_{em} \approx (3 \cdot 10^{15} - 3 \cdot 10^{16}) \text{ Вт/м}^2$ ($E_\infty = 3 \cdot 10^9 \text{ В/м}$) лежит в пределах от нескольких десятых до нескольких пикосекунд. Проведенные расчеты позволили получить соотношения между пороговыми значениями E_∞ и n_a , при которых реализуется режим очень быстрой ($\tau_l \ll \tau_i$) ионизаций газа.

Авторы выражают благодарность проф. А. А. Рухадзе за интерес к работе и поддержку.

Литература

1. Яковлев М. А., Ивлев А. В., Борденюк А. Н. Моделирование пробоя газа электронами пограничного слоя при облучении металлической мишени пикосекундными лазерными импульсами // ЖТФ. 1998. Т. 68. № 8. С. 42.
2. Ивлев А. В., Павлов К. Б., Яковлев М. А. Взаимодействие излучения с приповерхностным слоем термоэлектронов и эффект отрицательной электропроводности // Там же. 1994. Т. 64. № 9. С. 50.
3. Анисимов С. И., Капелиович Б. Л., Перельман Т. Л. Электронная эмиссия с поверхности металлов под действием ультракоротких лазерных импульсов // ЖЭТФ. 1974. Т. 66. № 2. С. 776.
4. Gupta A. K., Singwi K. S. Gradient corrections to the exchange-correlation energy of electrons at metal surfaces // Phys. Rev. B. 1977. V. 15. № 5. P. 1801.
5. Афанасьев Ю. В., Демченко Н. Н., Завестковская И. Н., Исаков В. А., Канавин А. П., Урюпин С. А., Чичков Б. Н. Моделирование абляции металлов ультракороткими лазерными импульсами // Изв. АН Сер. физ. 1999. Т. 63. № 4. С. 667.
6. Riley D., Langley A. J., Taday P. F., Shaikh W. McCormack. Reflectivity experiments with 60 femtoseconds laser pulses // J. Phys. D: Appl. Phys. 1998. V. 31. P. 515.
7. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. — М.: Наука, 1987. — 592 с.
8. Действие излучения большой мощности на металлы / С. И. Анисимов, Я. С. Имас, Г. С. Романов и др.; Под ред. А. М. Бонч-Бруевича и М. А. Ельяшевича. — М.: Наука, 1970. — 272 с.
9. Kieffer L. J. Transport Crosssections of the Electron Scattering on Atoms // Atom. Data. 1971. V. 2. № 4. P. 293.
10. Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З. Физика плазмы для физиков. — М.: Атомиздат, 1979. — 320 с.

Influence of the high-frequency electromagnetic pressure on process of formation of a dense near-surface laser plasma

M. A. Yakovlev, A. Yu. Volnukhin, S. Yu. Erokhin
Moscow State Technical University, Moscow, Russia

Account is taken of results of computational simulation for a disruption of dense noble gas by electrons of a boundary layer at an irradiation of the metal target by powerful picosecond laser pulses. It is shown that taking into consideration of an electric field of the boundary layer gives in essential magnification of concentration of inoculation electrons near a surface of the target. It ensures more quick weep of the ionization process. The dependences of a disruption time from an electric intensity of the incident wave, concentration of atoms of gas and high-frequency electrical pressure are obtained.