

01;04;07;11

Моделирование пробоя газа электронами пограничного слоя при облучении металлических мишеней пикосекундными лазерными импульсами

© А.В. Ивлев, М.А. Яковлев, А.Н. Борденюк

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
107005 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 28 февраля 1997 г.)

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 и концентрации атомов газа.

Введение

Одним из наиболее важных результатов влияния электронов эмиссии на процессы взаимодействия электромагнитного излучения с конденсированным веществом является эффект низкого порога быстрой ионизации газа высокого давления ($p \approx 100 \text{ ат}$). Как показали эксперименты [1], интенсивность электромагнитного облучения при этом на несколько порядков ниже пороговой интенсивности, необходимой для пробоя газа вдали от мишени.

Численное моделирование процесса ионизации газа электронами эмиссии было выполнено авторами [2,3]. В соответствии с результатами, полученными этими авторами, при интенсивности излучения $I_{em} \sim 10^{13} \text{ Вт/м}^2$ и давлении азота $p \sim 100 \text{ бар}$ за время $\sim 1 \text{ нс}$ вблизи поверхности мишени должно наблюдаться формирование области сильноионизированной плазмы, экранирующей поверхность от падающего излучения.

Следует сделать несколько замечаний относительно физической модели, на основе которой были проведены расчеты в работах [2,3]. Как отмечают сами авторы в [4], в указанных работах пренебрегалось влиянием нескомпенсированного положительного заряда, образующегося на поверхности металла и создающего сильное электростатическое поле. Данное поле подтягивает электроны эмиссии к поверхности, благодаря чему вблизи металла формируется пограничный электронный слой (ПЭС). Этот слой оказывает значительное влияние на прохождение высокочастотного электромагнитного излучения в металл [5,6]. Отметим, что ПЭС существует вблизи поверхности всякого проводника, однако при температурах $T \sim 10^2 - 10^3 \text{ К}$ влияние слоя на процессы вблизи проводника оказывается несущественным. Дело в том, что при таких температурах электроны в проводнике сильно вырождены и электронная концентрация убывает по мере удаления от поверхности очень быстро, $n_e \propto z^{-2} \exp(-\beta z)$, где β^{-1} есть величина порядка среднего межэлектронного расстояния в металле [7].

Это дает возможность считать ПЭС вырожденных электронов сколь угодно тонким. Однако по мере быстрого уменьшения концентрации степень вырождения падает, и, когда энергия Ферми $E_F(n_e)$ становится порядка kT , электроны переходят в классическое состояние. Дальнейшее уменьшение электронной концентрации происходит по существенно более плавному закону [8,9]

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

где $D = (\varepsilon_0 kT / e^2 n_0)^{1/2}$ — радиус дебаевского экранирования, n_0 — граничная концентрация, определяемая из условия снятия вырождения: $E_F(n_0) \simeq kT$, т.е. $n_0 \propto T^{3/2}$. 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 и при достижении температур порядка энергии Ферми в металле, все электроны ПЭС переходят в классическое состояние. 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 затравочных электронов, имеющих высокую концентрацию. Поэтому скорость ионизационных процессов, обусловленных электронами ПЭС должна быть существенно выше, чем в модели свободной термоэлектронной эмиссии из металла. Кроме того, электрическое поле ПЭС может сильно изменить профили электронной и ионной концентраций около поверхности.

Кроме указанных особенностей, также следует отметить, что в [2,3] были использованы уравнения переноса излучения, однако, как далее будет показано, область сильноионизированной плазмы формируется в районах максимумов амплитуды стоячей электромагнитной волны, поэтому при расчетах следует пользоваться уравнениями Максвелла.

Математическая модель

В данной работе представлены результаты численного моделирования пробоя плотного газа электронами ПЭС при облучении металлической мишени мощными лазерными импульсами пикосекундной длительности. В силу того что затравочная концентрация электронов у поверхности очень велика, представляется интересным ответить на вопрос, каковы должны быть пороговые значения плотности приповерхностного газа и интенсивности лазерного излучения, при которых может происходить очень быстрая приповерхностная ионизация газа, обеспечивающая экранировку облучаемой мишени. Под определением "очень быстрая ионизация" подразумевается пробой газа, время наступления которого τ_l много меньше характерного времени электрон-решеточной релаксации в проводнике $\tau_l \sim 10^{-10}$ 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, поэтому никакого разрушения материала мишени не происходит. По этой причине в данной работе рассматриваются существенно более высокие интенсивности излучения, чем в работах [2,3]. Задача рассматривается в одномерной постановке. В расчетах использованы следующие допущения.

1. 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 [10].

2. 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 электромагнитной волны и поля нескомпенсированного пространственного заряда. Механизм ионизации газа, обусловленный многоквантовым фотоэффектом, не принимался во внимание, так как характерное время наступления пробоя в условиях рассматриваемой задачи составляет порядка 10^{-9} – 10^{-10} с, что намного больше характерного времени ионизации, обусловленной электронами ПЭС [10].

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

$$C_m \frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[\chi_m \frac{\partial T_e}{\partial z} \right] - \alpha(T_e - T_l) + \kappa_r \kappa_i k_0 \varepsilon_0 c |E_0|^2 \exp(2k_0 \kappa_i z), \quad (2)$$

где T_e и T_l — температура электронов и кристаллической решетки в металле, C_m и χ_m — теплоемкость и теплопроводность электронов, κ_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 $n_m \sim 10^{28} \text{ м}^{-3}$, коэффициент $\alpha \sim 10^{16} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{К}^{-1}$ [11].

Уравнение теплопроводности в газе ($z > 0$) имеет вид [12]

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

где M — масса атома газа; I — потенциал ионизации; ν_e — частота электронных столкновений в газе, равная сумме частот электрон-ионных и электрон-атомных столкновений; ν_l — частота ионизации, рассчитанная по классической формуле Томпсона [10].

Частота электрон-атомных столкновений рассчитывалась с использованием известной зависимости от температуры транспортного сечения рассеяния электронов на атомах инертных газов [13].

Поскольку по условиям задачи длительность рассматриваемых процессов много меньше времени электрон-решеточной релаксации в металле $\tau_l \sim 10^{-10}$ с, то температура решетки и тяжелой газовой компоненты за время расчета будет меняться весьма слабо. Например, даже при средней электронной температуре $T_e \sim 10$ эВ к моменту $t \sim 10^{-13}$ с температура решетки изменится на величину порядка 10^2 К. По этой причине температуры решетки и газа в расчетах считались 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 $l_{ph} \sim (\omega/\omega_p)^2 (\omega/\nu_e) \lambda \gg \lambda$, где ω_p — плазменная частота электронов, λ — длина волны излучения).

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

$$\frac{\partial T_e}{\partial z} = 0, \quad z = -l_m, l_a, \\ \left[\chi \frac{\partial T_e}{\partial z} \right] = 0, \quad z = 0, \quad (4)$$

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

$$\frac{\partial n_{e,i}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[D_{e,i} \frac{\partial n_{e,i}}{\partial z} \pm \mu_{e,i} E_z n_{e,i} \right] + \nu_i n_e - \beta_p n_e n_i - \beta_{tr} n_e^2 n_i, \quad (5)$$

где β_p и β_{tr} — соответственно коэффициенты фоторекомбинации и ударно-радиационной рекомбинации, $D_{e,i}$ и $\mu_{e,i}$ — коэффициенты диффузии и подвижности [12].

В (5) опущен дивергентный член $\text{div } n_{e,i} \mathbf{u}$, поскольку в процессах быстрой ионизации основную роль играет механизм диффузионного переноса [2]. Представим электронную концентрацию в виде суммы $n_e = n_{e(\text{ion})} + n_{e(\text{lay})}$, причем $n_{e(\text{ion})}$ и $n_{e(\text{lay})}$ удовлетворяют следующим уравнениям:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_{e(\text{ion})}}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial z} \left[D_e \frac{\partial n_{e(\text{ion})}}{\partial z} + \mu_e E_z n_{e(\text{ion})} \right] + \nu_i n_e - \beta_p n_e n_i - \beta_{tr} n_e^2 n_i, \\ \frac{\partial n_{e(\text{lay})}}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial z} \left[D_e \frac{\partial n_{e(\text{lay})}}{\partial z} + \mu_e E_z n_{e(\text{lay})} \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

В силу того что концентрация электронов ПЭС $n_{e(\text{lay})}$ вблизи поверхности металла намного превосходит концентрацию электронов $n_{e(\text{ion})}$, 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:

$$\begin{aligned} n_{e(\text{lay})} &= n_0, \\ z = 0: \quad D_e \frac{\partial n_{e(\text{ion})}}{\partial z} + \mu_e E_z n_{e(\text{ion})} &= 0, \\ z = l_a: \quad D_e \frac{\partial n_{e(\text{lay})}}{\partial z} + \mu_e E_z n_{e(\text{lay})} &= 0, \\ D_e \frac{\partial n_{e(\text{ion})}}{\partial z} + \mu_e E_z n_{e(\text{ion})} &= 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Граничные условия для ионной компоненты n_i имеют вид, аналогичный условиям для $n_{e(\text{ion})}$. Начальные условия для $n_{e(\text{ion})}$ и n_i : $n_{e(\text{ion})}|_{t=0} = 0$, $n_i|_{t=0} = 0$. Начальное условие для $n_{e(\text{lay})}$ соответствует распределению электронов (1) при начальной температуре T_0 . Отметим, что время установления распределения (1) вблизи поверхности металла есть величина порядка $D/v_e \simeq \omega_p^{-1}(n_0) \sim 10^{-14} - 10^{-15}$ s (v_e — тепловая скорость электронов), 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

$$\frac{\partial E_z}{\partial z} = -\frac{e}{\varepsilon_0} (n_e - n_i),$$

которому на каждом временном шаге соответствует граничное условие

$$E_z|_{z=0} = \frac{e}{\varepsilon_0} \int_0^{l_a} n_{e(\text{lay})} dz$$

(здесь учтено, что интеграл от $n_{e(\text{ion})} - n_i$ равен нулю).

Пространственное распределение электрического поля электромагнитной 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

$$\begin{aligned} \frac{d^2 E}{dz^2} + k_0^2 \varepsilon' E &= 0, \\ \varepsilon' &= 1 - \frac{e^2 n_e}{m \varepsilon_0 (\omega^2 + \nu_e^2)} - i \frac{e^2 n_e}{m \varepsilon_0 (\omega^2 + \nu_e^2)} \frac{\nu_e}{\omega}, \end{aligned} \quad (8)$$

где $k_0 = \omega/c$.

Данное уравнение записано в предположении, что развитие параметрических неустойчивостей в образовавшейся плазме, сопровождающееся распадом электромагнитных волн на плазменные и ионно-звуковые волны [14], будет происходить существенно медленнее, чем развитие ионизации. Для выполнения этого условия необходимо, чтобы инкремент распадной неустойчивости электромагнитной волны γ_d , по порядку величины равный $\gamma_d \sim (eE/m\omega c)\omega_p$ был много меньше частоты ионизации ν_i . Если напряженность поля волны $E \leq 5 \cdot 10^9$ V/m, концентрация $n_a \geq 10^{27}$ m⁻³, а температура $T \sim I$ (в расчетах будет реализовано именно это соотношение параметров), то $\gamma_d \leq 10^{12}$ s⁻¹, а $\nu_i \geq 10^{13}$ s⁻¹. Следовательно, в рассматриваемых условиях столкновения являются основным механизмом диссипации излучения, что и дает возможность использовать в (8) "традиционную" зависимость для комплексной диэлектрической проницаемости ε' .

Уравнению (8) соответствуют следующие граничные условия:

$$z = 0, l_a: \quad [E] = 0, \quad \left[\frac{dE}{dz} \right] = 0, \quad (9)$$

причем поле волны имеет вид

$$\begin{aligned} z < 0: \quad E &= \frac{1}{2} \exp[k_0 \kappa_i z] \{ E_0 \exp[i(\omega t + k_0 \kappa_r z)] + \text{c.c.} \}, \\ 0 < z < l_a: \quad E &= \frac{1}{2} \{ E_a(z, t) \exp[i\omega t] + \text{c.c.} \}, \\ z > l_a: \quad E &= \frac{1}{2i} E_\infty \{ \exp[i(\omega t - k_0 z)] - \exp[-i(\omega t - k_0 z)] \} \\ &\quad + \frac{1}{2} \{ R \exp[i(\omega t - k_0 z)] + \text{c.c.} \}. \end{aligned} \quad (10)$$

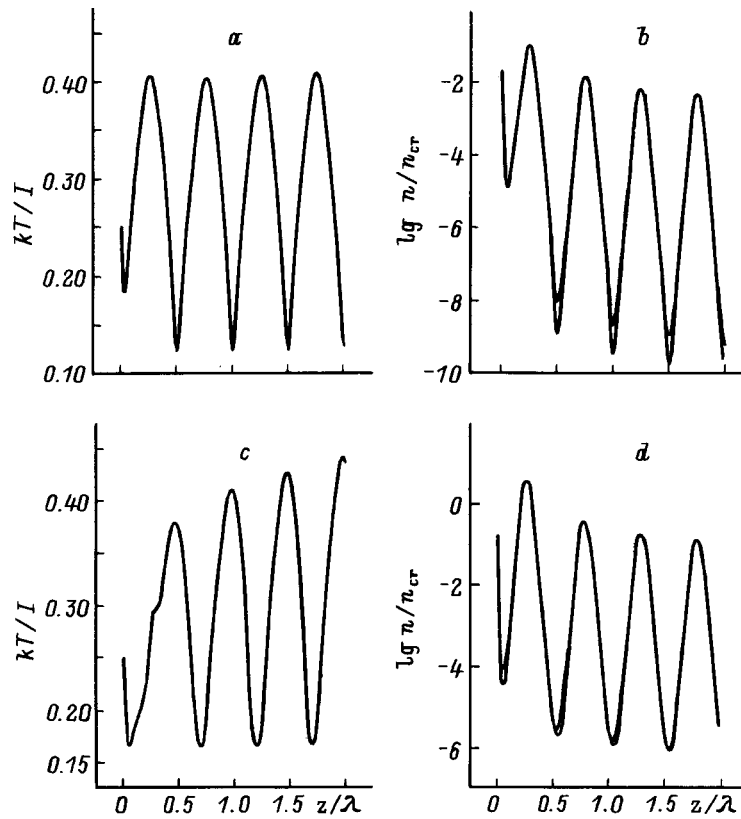


Рис. 1. Распределение электронной температуры T_e , а также электронной и ионной концентраций $n_{e,i}$ в различные моменты времени. $t = 7.0 \cdot 10^{-13}$ (a, b); $1.0 \cdot 10^{-12}$ s (c, d). Концентрация газа $n_a = 3 \cdot 10^{27} \text{ м}^{-3}$, после падающей волны $E_\infty = 2 \cdot 10^9 \text{ В/м}$.

Представив амплитуду волны и диэлектрическую проницаемость в виде $E_0 = E_{01} + iE_{02}$, $R = R_1 + iR_2$, $E_a = E_{a1} + iE_{a2}$, $\varepsilon' = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2$, с помощью граничных условий (9) получаем следующие соотношения на границах области:

$$\begin{aligned} \left. \frac{dE_{a1}}{dz} \right|_{z=0} - k_0 \kappa_i E_{a1}(0) + k_0 \kappa_r E_{a2}(0) &= 0, \\ \left. \frac{dE_{a2}}{dz} \right|_{z=0} - k_0 \kappa_r E_{a1}(0) - k_0 \kappa_i E_{a2}(0) &= 0, \\ \left. \frac{dE_{a1}}{dz} \right|_{z=l_a} - k_0 E_{a2}(l_a) &= 2k_0 E_\infty, \\ \left. \frac{dE_{a2}}{dz} \right|_{z=l_a} + k_0 E_{a1}(l_a) &= 0. \end{aligned} \quad (11)$$

Волновое уравнение (8) при этом распадается на два уравнения

$$\begin{aligned} \frac{d^2 E_{a1}}{dz^2} + k_0^2 (\varepsilon_1 E_{a1} - \varepsilon_2 E_{a2}) &= 0, \\ \frac{d^2 E_{a2}}{dz^2} + k_0^2 (\varepsilon_1 E_{a2} + \varepsilon_2 E_{a1}) &= 0. \end{aligned} \quad (12)$$

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 $\mu E n$ в уравнении непрерывности — в явном.

Результаты численных расчетов и их обсуждение

Для расчетов были выбраны следующие численные параметры задачи: длина волны излучения $\lambda = 1.06 \mu\text{м}$; интенсивность излучения $I_{em} \sim 3 \cdot 10^{15} - 3 \cdot 10^{16} \text{ Вт/м}^2$; коэффициенты преломления металла на данной длине волны $\kappa_r = 1.5$, $\kappa_i = 10.1$ (соответствует концентрации электронов проводимости в металле $n_m = 4 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$); концентрация газа $n_a = (10^{27} - 10^{28}) \text{ м}^{-3}$ (давление $p = 40 - 400 \text{ ат}$); потенциал ионизации $I = 15.8 \text{ эВ}$ (соответствует аргону); начальная температура T_0 варьировалась от 300 до 3000 К, что не повлияло заметным образом на полученные результаты; размер расчетной области $l_m = 10 \kappa_i^{-1} k_0^{-1}$, $l_a = 2\lambda$.

На рис. 1 для двух различных моментов времени представлены профили электронной температуры T_e (рисунки a, c), а также электронной и ионной концентраций n_e и n_i (рисунки b, d), соответствующих газовой концентрации $n_a = 3 \cdot 10^{27} \text{ м}^{-3}$ и полю падающей волны $E_\infty = 2 \cdot 10^9 \text{ В/м}$. Как видно, при рассматриваемых до-

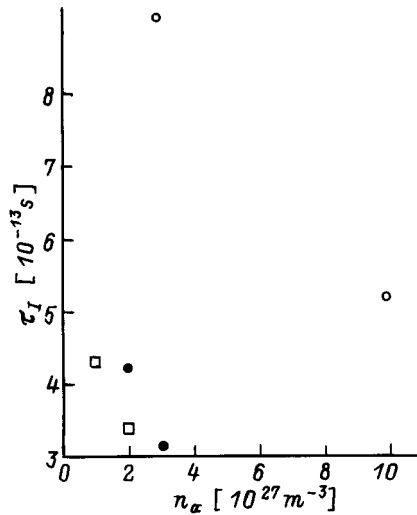


Рис. 2. Высоочастотная ($\omega^2 \gg \nu_e^2$) зависимость $\tau_I = \tau_I(E_\infty, n_a)$. E_∞ , V/m: \circ — $2 \cdot 10^9$, \bullet — $3 \cdot 10^9$, \square — $4 \cdot 10^9$.

статочны 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 электромагнитной 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, *a, b*). 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 от 10^4 до 10^5 deqseq/PS для представленного на рис. 1 примера. Электронная концентрация достигает значения n_{cr} сначала в районе первого (ближайшего к поверхности мишени) максимума интенсивности, далее это последовательно происходит вблизи других максимумов (данную тенденцию легко проследить, сравнив рис. 1, *b* и *d*). Одновременно с этим слои плазмы за критической плотности увеличиваются в толщине, что в дальнейшем приводит к их слиянию и полной экранировке 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} . Подоб-

ное 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 семейство 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. Данную оценку можно проводить вне зависимости от частоты электромагнитной волны, если вместо переменной E_∞ использовать E_∞/ω (в высокочастотном случае).

Если поле падающей волны меньше некоторого порогового значения, то экранировка мишени не наступает вовсе. Например, при $n_a = 10^{27} \text{ m}^{-3}$ и $E_\infty = 2 \cdot 10^9 \text{ V/m}$ 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 $0.2-0.3n_{cr}$). Поэтому электронная концентрация, если и достигает значения n_{cr} , то за время, сопоставимое со временем электрон-решеточной релаксации в металле τ_I .

Заключение

На основании приведенных результатов численных расчетов можно сделать следующие выводы. При облучении металлической мишени электромагнитными 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 приводит к возникновению в газе областей сильноионизированной плазмы, экранирующих мишень от падающего излучения. Длительность этого процесса при плотности газа $n_a \sim 10^{27}-10^{28} \text{ m}^{-3}$ и интенсивности излучения $I_{em} \sim 3 \cdot 10^{15}-3 \cdot 10^{16} \text{ W/m}^2$ ($E_\infty \sim 3 \cdot 10^9 \text{ V/m}$) лежит в пределах от нескольких десятых до нескольких пикосекунд. Проведенные расчеты позволили получить соотношение между пороговыми значениями E_∞ и n_a , при которых реализуется режим очень быстрой ($\tau_I \ll \tau_I$) ионизации газа.

Список литературы

- [1] Углов А.А., Рыкалин Н.Н., Низаметдинов М.М. // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. Вып. 8. С. 722–730.
- [2] Мажукин В.И., Углов А.А., Четверушкин Б.Н. // ДАН СССР. 1979. Т. 246. № 6. С. 1338–1342.
- [3] Мажукин В.И., Углов А.А., Четверушкин Б.Н. // Физ. и хим. обраб. матер. 1979. № 6. С. 73–79.
- [4] Мажукин В.И., Углов А.А., Четверушкин Б.Н. // Квантовая электрон. 1983. Т. 10. № 4. С. 679–701.
- [5] Ивлев А.В., Павлов К.Б., Яковлев М.А. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 9. С. 50–59.
- [6] Ивлев А.В., Яковлев М.А. // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 4. С. 142–149.

- [7] *Gupta A.B., Singwi K.S.* // Phys. Rev. B. 1977. Vol. 15. Вып. 5. P. 1801–1815.
- [8] *Афанасьев Ю.В., Канавин А.П.* // Квантовая электроника. 1983. Т. 10. № 11. С. 2267–2271.
- [9] *Павлов К.Б., Яковлев М.А.* // Изв. АН БССР. Сер. физ. 1989. № 1. С. 84–90.
- [10] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
- [11] *Анисимов С.И., Имас Я.С., Романов Г.С.* и др. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 272 с.
- [12] *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 688 с.
- [13] *Kieffer L.J.* // Atom. Data. 1971. Vol. 2. N 4. P. 293–330.
- [14] *Силин В.П.* Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. М.: Наука, 1973. 296 с.