

УДК 533.9

## Зависимость времени лазерного пробоя от концентрации плотного инертного газа

*М. А. Яковлев, С. Ю. Ерохин, М. Ю. Родин*

Московский государственный технический университет им. Баумана, Россия

*Рассмотрены вопросы моделирования пробоя газа электронами пограничного слоя при облучении металлических мишеней пикосекундными лазерными импульсами.*

Поглощение лазерного излучения приводит к нарушению термодинамического равновесия между электронным газом и решеткой вблизи поверхности металла [1]. Поскольку теплоемкость вырожденного электронного газа мала, электронная температура отслеживает практически без задержки форму лазерного импульса. Разогрев решетки происходит значительно медленнее из-за существенной разницы масс электронов и ионов. При интенсивностях лазерного излучения  $I_{em} \sim 10^{15}$  Вт/м<sup>2</sup> время разогрева решетки для различных металлов  $\sim 1\text{—}100$  пс [2], т. е. в случае субпикосекундного лазерного импульса поглощенная энергия излучения запасается в электронной подсистеме, в то время как решетка остается при значительно меньшей температуре.

Таким образом, в зависимости от длительности лазерного импульса характер взаимодействия излучения с конденсированным веществом условно можно разделить на два типа: при длительности импульса  $\tau_p \geq 10$  пс и интенсивностях облучения  $I_{em} \leq 10^{13}$  Вт/м<sup>2</sup> [3].

Это так называемый равновесный режим, т. е. в этом случае за время импульса устанавливается тепловое равновесие между компонентами многочастичной системы (электроны, ионы, нейтральные атомы, фононная подсистема), т. е. за время термализации системы  $\tau_T < \tau_p$ .

К настоящему времени достигнуто весьма значительное понимание физических процессов для данного диапазона длительностей импульса и интенсивности лазерного излучения. Исследования в данной области продолжаются, как правило, в направлении уточнения количественных характеристик взаимодействия в зави-

симости от формы и спектральных параметров импульса, лучевой фокусировки, состояния облучаемой поверхности, сорта и давления окружающего газа и т. д.

При облучении вещества пикосекундными и более короткими импульсами ( $\tau_p \leq 1$  пс) взаимодействие носит ярко выраженный неравновесный характер, в частности, при облучении металлической мишени пикосекундными импульсами с указанными выше интенсивностями  $I_{em} \sim 10^{15}$  Вт/м<sup>2</sup> [4], поскольку в этом случае характерные значения электрон-электронной релаксации  $\tau_{ee} \sim 10^{-15}$  с, а электрон-решеточной релаксации —  $\tau_l \sim 10^{-10}$  с, т. е. за время импульса решетка практически не нагревается, и в этом случае можно говорить о неравновесном взаимодействии лазерного излучения с конденсированным веществом.

Перейдем к системе уравнений, описывающих процесс быстрой ионизации газа вблизи поверхности конденсированного вещества. Вначале рассмотрим уравнения теплопроводности. В области  $z < 0$  (проводящего конденсированного вещества — ПКВ) имеем:

$$C_m \frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[ \chi_m \frac{\partial T_e}{\partial z} \right] - \alpha (T_e - T_l) + q(z, t),$$

где  $T_e$  и  $T_l$  — температура электронов и решетки, соответственно;

$C_m$  и  $\chi_m$  — теплоемкость и теплопроводность ПКВ;

$\alpha$  — коэффициент теплообмена электронов с решеткой, который практически не зависит от электронной температуры и равен

$$\alpha = \frac{\pi^2}{6} \frac{m c_s^2 v_{eff} n_m}{T_l},$$

где  $v_{eff} = v_{eff}(T_l)$ ;

$c_s$  — скорость звука в ПКВ.

Для типичных металлов, где  $n_m \sim 10^{28} \text{ м}^{-3}$ , коэффициент  $\alpha \sim 10^{16} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{К}^{-1}$ . Для теплоемкости и теплопроводности ПКВ были использованы следующие асимптотические выражения:

$$C_m = \begin{cases} \frac{\pi^2}{2} n_m k \left( \frac{kT_e}{E_F} \right), & kT \ll E_F, \\ \frac{3}{2} n_m k, & kT_e \gg E_F; \end{cases}$$

$$\chi_m = \begin{cases} \chi_{m0} \frac{T_e}{T_l}, & kT_e \ll E_F, \\ \frac{1}{2} n_m k \frac{\bar{v}_e^2}{v_{eff}}, & kT_e \geq E_F, \end{cases}$$

где  $\bar{v}_e$  — средняя тепловая скорость электронов;

$\chi_{m0}$  — равновесный коэффициент теплопроводности ПКВ при начальной температуре  $T_0$ .

Выражение для функции объемного энерговыделения  $q(z,t)$  имеет вид

$$q(z,t) = k_r k_i k_0 \epsilon_0 c |E_0|^2 \exp(2k_0 k_i z),$$

где  $k_r$  и  $k_i$  — коэффициенты преломления ПКВ;

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

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

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

где  $M$  — атомная масса газа (в единицах  $m$ );

$v_e$  — частота электронных столкновений в газе, равная сумме электрон-ионных и электрон-атомных столкновений,  $v_e = v_{ei} + v_{ea}$ ;  $v_l$  — частота ионизации;

$$v_{ei} = 2\pi \left( \frac{2}{3} \right)^{3/2} \frac{e^4 n_i \ln \Lambda}{m^{1/2} (kT_e)^{3/2}};$$

$$v_{ea} = \sigma_a n_a \bar{v}_e;$$

$$v_l = \pi \left( \frac{e^2}{4\pi \epsilon_0 l} \right)^2 \left( 1 + 2 \frac{kT_e}{l} \right) n_a \bar{v}_e \exp\left(-\frac{l}{kT_e}\right),$$

где  $\ln \Lambda$  — кулоновский логарифм;

$\sigma_a = \sigma_a(\bar{v}_e)$  — транспортное сечение рассеяния электрона в атоме.

Уравнения, описывающие изменение температуры решетки  $T_l$ , а также тяжелой газовой компоненты (атомов и ионов)  $T_a$  и  $T_i$ , имеют вид:

$$C_l \frac{\partial T_l}{\partial t} = \alpha (T_e - T_l); \tag{1}$$

$$\frac{\partial T_{a,i}}{\partial t} = \frac{2m}{M} \frac{n_e}{n_{a,i}} v_{ea,ei} (T_e - T_{a,i}), \tag{2}$$

где  $C_l$  — теплоемкость решетки,  $C_l \ll 3n_l k$ .

Поскольку по условиям задачи рассматриваются очень быстрые процессы ( $t \ll \tau_l \sim 10^{-10} \text{ с}$ ), то, как следует из приведенных уравнений, температура решетки и тяжелой газовой компоненты на данном временном промежутке будет меняться очень слабо. Например, даже при средней электронной температуре  $T_e \sim 10 \text{ эВ}$  к моменту  $t \sim 10^{-13} \text{ с}$  температура решетки изменится на величину порядка  $10^2 \text{ К}$ . По этой причине в расчетах было положено, что  $T_l = T_a = T_i = T_0$ .

Граничные условия для уравнений (1), (2) имеют вид:

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

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

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

Рассмотрим уравнение непрерывности электронной и ионной компоненты:

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

где  $\beta_p$  и  $\beta_{tr}$  — соответственно, коэффициенты фоторекомбинации и ударно-радиационной рекомбинации;

$D_{ei}$  и  $\mu_{ej}$  — коэффициенты диффузии и подвижности, определяемой следующим образом:

$$\beta_p = \sum_n \langle v \sigma_{cn} \rangle = 3,0 \cdot 10^{-16} T_e^{-3/4},$$

$$\beta_{tr} = 2 \left( \frac{2}{3} \right)^6 (2\pi)^{3/2} \frac{e^{10}}{m^{1/2} (kT_e)^{9/2}} = 1,6 \cdot 10^{-21} T_e^{-9/2},$$

$$\mu_{e,i} = \frac{e}{m_{e,i} v_{e,i}};$$

$$D_{e,i} = \frac{\bar{v}_{e,i}}{3v_{e,i}},$$

где угловые скобки  $\langle \rangle$  означают усреднение по максвелловскому распределению;

$\sigma_{cn}$  — сечение фотозахвата на  $n$ -й уровень.

Дивергентный член  $\text{div} n_{e,i} u$  опускается, поскольку в процессах быстрой ионизации основную роль играет механизм диффузионного переноса. 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:

$$\frac{\partial n_{e(ion)}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[ D_e \frac{\partial n_{e(ion)}}{\partial z} + \mu_e E_z n_{e(ion)} \right] + v_I n_e - \beta_p n_e n_i - \beta_{tr} n_e^2 n_i; \quad (3)$$

$$\frac{\partial n_{e(lay)}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[ D_e \frac{\partial n_{e(lay)}}{\partial z} + \mu_e E_z n_{e(lay)} \right]. \quad (4)$$

Граничные условия для уравнений (3), (4) имеют вид

при  $z = 0$  имеем:

$$n_{e(lay)} = n_0,$$

$$D_e \frac{\partial n_{e(ion)}}{\partial z} + \mu_e E_z n_{e(ion)} = 0;$$

при  $z = l_a$  имеем:

$$D_e \frac{\partial n_{e(lay)}}{\partial z} + \mu_e E_z n_{e(lay)} = 0,$$

$$D_e \frac{\partial n_{e(ion)}}{\partial z} + \mu_e E_z n_{e(ion)} = 0.$$

Здесь было использовано то обстоятельство, что  $n_{e(lay)} \ll n_{e(ion)}$  при  $z > 0$ .

Граничные условия для ионной компоненты  $n_i$  имеют вид, аналогичный условиям для  $n_{e(ion)}$ . Начальные условия для полученной системы уравнений:

$$n_{e(ion)}|_{t=0} = 0; \quad n_i|_{t=0} = 0.$$

Начальное условие для  $n_{e(lay)}$  соответствует распределению электронов в приповерхностном электронном слое (ПЭС) при начальной температуре  $T_0$ . Распределение продольного электрического поля  $E_z$  находится из уравнения

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

которому при каждом временном шаге соответствует граничное условие

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

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

Приведенные уравнения теплопроводности и непрерывности (для электронной компоненты) адекватно описывают процессы в ПЭС в том случае, если длина свободного пробега электрона много меньше, чем характерный пространственный масштаб задачи.

Так как масштаб изменения концентрации ПЭС у поверхности мишени  $L \ll 6 \cdot 10^{-10}$  м, а длина свободного пробега электрона  $l_{sc} \ll \bar{v}_e / v_e \ll (10^{-8} - 10^{-9})$  м (на начальной стадии ионизации  $v_{ei} \ll v_{ea}$ , поэтому  $l_{sc} \ll \text{const}$ ), использование данных уравнений вблизи поверхности теряет смысл.

Поскольку масштаб изменения концентрации ПЭС по мере удаления от границы растет как  $z + L$ , то корректное описание ионизации возможно в области  $z \geq l_{sc}$ . Учитывая, что все остальные присутствующие в задаче макроскопические масштабы существенно больше  $l_{sc}$ , при численном решении уравнений бесстолкновительная область  $0 < z < l_{sc}$  рассматривалась как бесконечно тонкий слой. При этом вместо  $n_{e(lay)}|_{z=0} = n_0$  использовалось условие

$$z = 0: \quad n_{e(lay)} = n_0 \left(1 + \frac{l_{sc}}{L}\right)^{-2}.$$

Данное приближение, существенно упрощая вычисления, имеет ограничение по степени ионизации газа.

Перейдем теперь к определению поля электромагнитной волны. В силу того, что  $v_I^{-1}$  — характерное время изменения параметров задачи (концентрации, температуры и т. д.), намного больше, чем  $\omega^{-1}$ , на каждом временном шаге решалось стационарное уравнение

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

$$\varepsilon' = 1 - \frac{e^2 n_e}{m \varepsilon_0 (\omega^2 + v_e^2)} - i \frac{e^2 n_e}{m \varepsilon_0 (\omega^2 + v_e^2)} \frac{v_e}{\omega}. \quad (5)$$

Данное уравнение записано в предположении, что развитие параметрических неустойчивостей в образовавшейся плазме, сопровождающееся распадом электромагнитных волн на плазменные и ионно-звуковые волны, будет происходить существенно медленнее, чем развитие ионизации. Для выполнения этого условия необходимо, чтобы инкремент распадной неустойчивости электромагнитной волны  $\gamma_d$ , по порядку величины равный  $\gamma_d \ll (eE / m \omega c) \omega_p$ , был много меньше частоты ионизации  $v_I$ .

Если напряженность поля волны  $E \leq 5 \cdot 10^9$  В/м, концентрация  $n_a \geq 10^{27}$  м<sup>-3</sup>, а температура  $T \sim I$  (в расчетах бу-

дет реализовано именно соотношение параметров), то  $\gamma_d \leq 10^{12} \text{ c}^{-1}$ , а  $v_l \geq 10^{13} \text{ c}^{-1}$ .

Следовательно, в рассматриваемых условиях столкновения являются основным механизмом диссипации электромагнитной энергии, что и дает возможность использовать "традиционную" зависимость для комплексной диэлектрической проницаемости  $\epsilon'$ .

Уравнению (5) соответствуют следующие граничные условия:

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

причем поле волны имеет вид: при  $z < 0$ :

$$E = \frac{1}{2} \exp[k_0 k_i z] \{ E_0 \exp[i(\omega t + k_0 k_r z)] + \dots \};$$

при  $0 < z < l_a$ :

$$E = \frac{1}{2} \{ E_a(z, t) \exp[i\omega t] + \dots \};$$

при  $z > l_a$ :

$$E = \frac{1}{2i} E_\infty \{ \exp[i(\omega t - k_0 z)] - \exp[-i(\omega t - k_0 z)] \} + \frac{1}{2} \{ R \exp[i(\omega t - k_0 z)] + \dots \}.$$

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 получаем следующие соотношения на границах области:

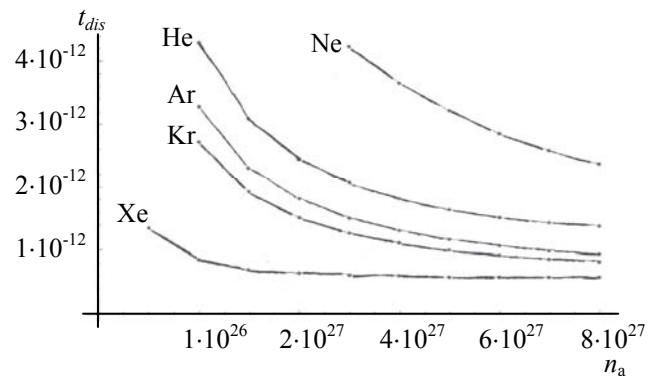
$$\begin{cases} \frac{dE_{a1}}{dz} \Big|_{z=0} - k_0 k_i E_{a1}(0) + k_0 k_r E_{a2}(0) = 0, \\ \frac{dE_{a2}}{dz} \Big|_{z=0} - k_0 k_i E_{a2}(0) + k_0 k_r E_{a1}(0) = 0, \\ \frac{dE_{a1}}{dz} \Big|_{z=l_a} - k_0 E_{a2}(l_a) = 2k_0 E_\infty, \\ \frac{dE_{a2}}{dz} \Big|_{z=l_a} + k_0 E_{a1}(l_a) = 0.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

Волновое уравнение при этом распадается на два уравнения:

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

Для разрешения этих систем уравнений построена соответствующая математическая модель, написана специальная программа, которая позволяет в режиме реального времени моделировать поведение системы.

На основе проведенных вычислений удалось получить зависимость времени пробоя газа электронами приповерхностного слоя от концентрации газа  $n_a$  (рисунок). В отличие от предыдущих работ [4, 5] получены результаты для серии инертных газов: гелий, неон, аргон, ксенон и криптон. Показано, что время пробоя составляет несколько пикосекунд в зависимости от параметров моделируемой системы.



Зависимость времени пробоя газа электронами ПЭС от концентрации газа

**Л и т е р а т у р а**

1. Анисимов С. И., Капелиович Б. Л., Перельман Т. Л. Электронная эмиссия с поверхности металлов под действием ультракоротких лазерных импульсов.
2. Riley D., Langley A. J., Taday P. F. et al.// J. Phys. D.: Appl. Phys. 1998. V. 31. P. 515—518.
3. Мажукин В. И., Углов А. А., Четверушкин Б. Н. Моделирование пробоя плотного молекулярного газа лазерным излучением вблизи металлической поверхности// ДАН СССР. 1979. Т. 246. № 6. С. 1338—1342.
4. Яковлев М. А., Федоров М. В. Влияние приповерхностного электронного слоя на энергетический спектр фотоэлектронов// ЖЭТФ. 2002. Т. 122. Вып. 4 (10). С. 814—819.
5. Яковлев М. А., Ивлев А. В., Борденюк А. Н.// Там же. 1998. Т. 68. С. 48—53.

Статья поступила в редакцию 18 июня 2006 г.

**Dependence of a laser breakdown time on the dence noble gas concentration**

M. A. Yakovlev, S. Yu. Erokhin, M. Yu. Rodin  
Bauman's Moscow State Technical University, Moscow, Russia

*The problems on model operation of a gas breakdown by electrons of a boundary layer have been surveyed at irradiation of metal targets by picosecond laser pulses.*

