

Показано, что ЭЦР-разряд в зеркальной магнитной ловушке сопровождается генерацией рентгеновского излучения с энергией, достигающей нескольких сотен килоэлектронвольт. Эксперименты проводились в гелии, аргоне и воздухе, но заметного влияния рода газа на параметры рентгеновского излучения не зарегистрировано. Рост давления газа приводит к подавлению рентгеновской эмиссии. При введении в область разряда металлической мишени наблюдаются рост интенсивности и спад энергии рентгеновского излучения при введении мишени до центра камеры.

Работа выполнена по проекту Президиума Российской академии наук по программе № 12 "Фундаментальные науки — медицине".

Л и т е р а т у р а

1. Карфидов Д. М., Лукина Н. А., Сергейчев К. Ф. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. № 6. С. 505—525.
2. Dawson J. M., Kim H. C., Armush D. et al. // Phys. Rev. Letters. 1976. V. 37. P. 1547.

Статья поступила в редакцию 27 августа 2007 г.

Characteristics of the X-ray emission from ECR discharge in the mirror magnetic trap

D. M. Karfidov, K. F. Sergeichev

A. M. Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences,
Moscow, Russian Federation

X-rays generation in the low pressure ECR discharge has been studied experimentally. The X-rays quanta energy spectrum has been shown to fall down exponentially during energy growth and could be characterized with effective temperature. The maximum X-rays quanta energy reaches 200 keV under microwave power about 1000 Watts.

УДК 533.9

Определение физических характеристик приповерхностного электронного слоя в начальной стадии импульсного лазерного пробоя плотного инертного газа

М. А. Яковлев, 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. Получено распределение температуры электронов внутри материала мишени. Создана более полная модель взаимодействия излучения с конденсированным веществом мишени, окруженной плотным газом. Определен температурный профиль (вид которого заметным образом влияет на процессы пробоя) электронной компоненты внутри конденсированного вещества с учетом нелинейного характера теплопроводности.

Поглощение импульсного лазерного излучения приводит к нарушению термодинамического равновесия между электронным газом и решеткой вблизи поверхности металла и образованию приповерхностного электронного слоя (ПЭС) [1, 2].

Основной причиной формирования ПЭС при воздействии ультракоротких лазерных импульсов на металлическую мишень является значительный отрыв (≈ 1 эВ) температуры электронной компо-

ненты от температуры решетки. Это приводит к резкому увеличению термоэмиссионного тока и образованию вблизи поверхности достаточно протяженной области объемного отрицательного заряда.

Ранее был исследован процесс ионизации атомов газа, найдено распределение температуры и концентрации электронов в газе в процессе облучения мишени.

В данной работе, в отличие от предыдущего исследования, получено распределение температуры электронов внутри материала мишени. Создана более полная модель взаимодействия излучения с конденсированным веществом мишени, окруженной плотным газом. В частности, определен температурный профиль электронной компоненты внутри конденсированного вещества с учетом нелинейного характера теплопроводности. Вид этого температурного профиля заметным образом влияет на процессы пробоя.

Физическая модель электронного газа в металле при импульсном лазерном воздействии

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

$$C_m \frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[\chi_m \frac{\partial T_e}{\partial z} \right] - \alpha (T_e - T_l) + \kappa_r \kappa_i k_0 \varepsilon_0 c |E_0|^2 \exp(2k_0 \kappa_i z), \quad (1)$$

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

C_m и χ_m — теплоемкость и теплопроводность электронов, соответственно;

κ_r и κ_i — действительная и мнимая часть комплексного коэффициента преломления в металле, соответственно;

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 $\alpha \approx 10^{16} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{К}^{-1}$).

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

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

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_I — частота ионизации, рассчитанная по классической формуле Томпсона.

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

Поскольку по условиям задачи длительность рассматриваемых процессов много меньше времени электрон-решеточной релаксации в металле $\tau_l \approx 10^{-10} \text{ с}$, температура решетки и тяжелой газовой компоненты за время расчета будет меняться весьма слабо.

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 (1) и (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 металле и газе, соответственно (формально $l_m, l_a \rightarrow \infty$).

Уравнения непрерывности электронной и ионной компонент имеют вид

$$\frac{\partial n_{e,i}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[D_{e,i} \frac{\partial n_{e,i}}{\partial z} \pm \mu_{e,i} \left(E_z + \frac{e}{4m_e \omega^2} \frac{\partial |E^2|}{\partial z} \right) n_{e,i} \right] + \nu_I n_e - \beta_1 n_e n_i - \beta_2 n_e^2 n_i, \quad (3)$$

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

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

В (3) опущен дивергентный член $\text{div} n_{e,i} \mathbf{u}$, поскольку в процессах быстрой ионизации основную роль играет механизм диффузионного переноса.

Распределение продольного электрического поля E_z находится из уравнения

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

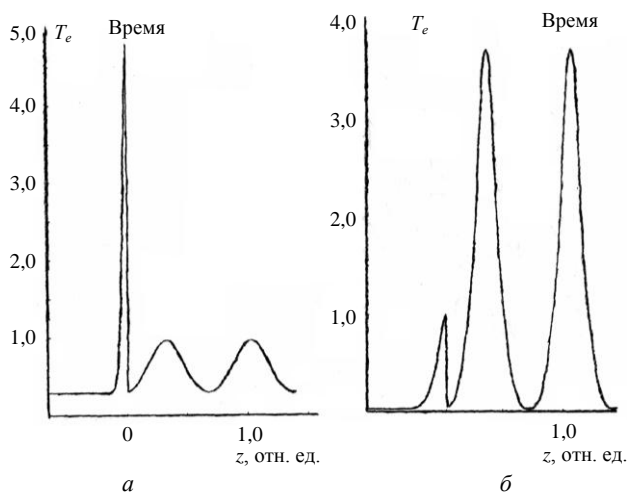
Пространственное распределение электрического поля ЭМ-волны является решением уравнений Максвелла. Однако в силу того, что ν_I^{-1} — характерное время изменения параметров задачи (концентрации, температуры и т. д.) намного больше, чем ω^{-1} , распределение поля может быть найдено путем решения на каждом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

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

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

где $k_0 = \omega/c$.

Основным результатом численного решения приведенной системы является получение температурного профиля электронного газа внутри и вне металла в зависимости от времени развития процесса.



Распределение температуры электронного газа от момента начала воздействия лазерного импульса:
 а — $t = t_1 = 1,2 \cdot 10^{-14}$ с; б — $t = t_2 = 1,2 \cdot 10^{-13}$ с

На представленном рисунке показано распределение температуры электронного газа для двух моментов времени, при этом по оси абсцисс расположена пространственная координата z . Область $z < 0$ соответствует металлу, а $z > 0$ — плотному приповерхностному газу (расчеты велись для аргона).

Из расчетов следует, что скорость изменения температуры электронов в газе более чем на порядок превосходит соответствующую скорость в металле в интервале времени до 0,1 пс, не приводя к разрушению кристаллической решетки металла за все время воздействия пикосекундного лазерного импульса.

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// ЖЭТФ. 1974. Т. 66. № 2. С. 776.
2. Яковлев М. А. Физическая модель процесса образования плотной низкотемпературной плазмы при облучении мишени пикосекундным лазерным импульсом// Физика плазмы. 2004. № 7.

Статья поступила в редакцию 27 августа 2007 г.

Definition of physical characteristics of a near-surface electronic layer in the initial stage of a pulse laser breakdown of a dense inert gas

M. A. Yakovlev, S. Yu. Erokhin
 N. E. Bauman’s Moscow State Technical University, Moscow, Russia

Results of numerical modelling of breakdown of dense inert gas by electrons a boundary layer are presented at an irradiation of a metal target by powerful nanosecond laser impulses. Distribution of temperature electrons inside of a material of a target is received. Fuller model of interaction of radiation with the condensed substance of the target surrounded by dense gas is created. In particular, the temperature structure electronic components inside of the condensed substance in view of nonlinear is certain.