1993 JOURNAL OF TECHNICAL PHYSICS Vol. 63, N 6

01;02;07;11

РЕЗОНАНСНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ РАЗРЯД НА ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛА. АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

А.П.Гаврилюк, Н.Я.Шапарев

Рассматривается воздействие на металлическую поверхность в вакууме излучения с частотой, близкой к частоте резонансного перехода атомов металла. Предлагается аналитическая модель процесса образования плазмы при воздействии длинного или короткого импульса со средними интенсивностями 10^7-10^9 Вт $\cdot$ см$^{-2}$. Результаты расчетов на основе полученной модели удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными по воздействию излучения на алюминий и натрий.

Несмотря на обилие работ по исследованию взаимодействия мощного лазерного излучения (10^5-10^9 Вт/см^2) с поверхностями твердых тел, практически не рассматривался случай, когда частота излучения совпадает с частотой резонансного перехода атомов испаряемого тела. Только в последний год появились экспериментальные работы [1,2], где были реализованы подобные условия. Впервые же постановка такой задачи и простейшая модель для металла в вакууме была в работе [3].

В данной работе проводятся аналитические исследования процесса образования плазмы в вакууме на поверхности металла при воздействии на нее резонансного излучения в двух крайних случаях: квазистационарный режим (длинный гладкий импульс или непрерывное излучение) и импульсный режим.

1. Образование плазмы в квазистационарном режиме

В этой ситуации реализуется режим развитого испарения [4]. Предполагаем, что пары поглощают незначительную часть падающего на поверхность излучения. Тогда скорость движения фазовой границы пар–конденсированное состояние $v_и$ выражается следующей формулой [4]:

$$v_и = \frac{I_0 \cdot r}{\left(L_и + \frac{5}{2}kT_s\right)\frac{\rho}{M}}, \tag{1}$$

где I_0 — интенсивность резонансного излучения, r — коэффициент поглощения излучения поверхностью, $L_и$ — энергия активации, равная теплоте испарения одного атома, T_s — температура поверхности, ρ — плотность металла, M — масса атома паров мишени, k — постоянная Больцмана.

Истекающий при испарении с поверхности поток атомов будет равен

$$j = v_и \frac{\rho}{M} = v_g n_0. \tag{2}$$

Здесь v_g — скорость потока атомов, n_0 — средняя их концентрация. С другой стороны, поток можно описать формулой Герца–Кнудсена

$$j = P_н \left(2\pi k T_s M\right)^{-1/2},$$

$$P_н = P_0 \cdot \exp\left(\frac{L_и}{kT_и}\right) \exp\left(-\frac{L_и}{kT_s}\right), \tag{3}$$

где $P_н$ — давление насыщенного пара, P_0 — нормальное давление $(1.06 \cdot 10^6$ дн/см$^2)$, $T_и$ — температура кипения.

Тогда из (1)–(3) легко оценить температуру поверхности в стационарном режиме при условии, что внутренняя энергия пара меньше теплоты испарения,

$$kT_s \approx \frac{L_и}{\ln\left(AL_и/I_0 r T_и^{1/2}\right)},$$

$$A = P_0 \left(2\pi k M\right)^{-1/2} \cdot \exp\left(\frac{L_и}{kT_и}\right). \tag{4}$$

Как видно из (4), внутренняя энергия атомарного пара меньше теплоты испарения, когда выполняется условие

$$\ln\left(AL_и/I_0 r T_и^{1/2}\right) > 1, \tag{5}$$

что в рассматриваемом диапазоне интенсивностей излучения, как правило, выполняется (для Al $AL_и \approx 5 \cdot 10^{10}$ Вт $\cdot$ К$^{1/2}$/см^2). На основании (4) можно сделать вывод, что значение $(5/2) \cdot kT_s$ в знаменателе уравнения (1) не превышает $L_и$ и будет слабо меняться при изменении I_0. Поэтому в дальнейшем весь знаменатель считаем постоянным и равным $L^* \simeq L + (5/2) \cdot kT_s^*$, где T_s^* вычисляется при средней по указанному диапазону интенсивности излучения $I_0 = 10^7$ Вт/см^2.

Теперь из (1), (2) можно получить следующую простую оценку для концентрации пара n_0 у поверхности:

$$n_0 \approx \frac{I_0 r}{L_и^* \cdot v_g}. \tag{6}$$

Поскольку $v_g \approx \left(2kT_s/M\right)^{1/2}$, а T_s слабо меняется при изменении I_0, то и v_g будем в дальнейшем полагать не зависящим от I_0.

Перейдем к процессам, обусловленным взаимодействием резонансного излучения с атомами пара. Покидая поверхность металла, атомы попадают в поле резонансного излучения, которым возбуждаются за характерное время

$$\tau_b \approx \left[\frac{\sigma I_0(2-r)}{\hbar\omega}\right]^{-1}, \tag{7}$$

σ — сечение резонансного поглощения, $\hbar$ — постоянная Планка, ω — частота излучения.

Рассмотрим далее механизм резонансного оптического разряда (РОР) [5–7] как основную причину образования плазмы. В основе его лежит ионизация атомов электронами, набирающими необходимую энергию при сверхупругих столкновениях с возбужденными излучением атомами.

Атомы моделируем трехуровневой системой. Для единичного объема газа, движущегося с потоком испаренных атомов, ионизация в условиях насыщения резонансного перехода описывается уравнением

$$\frac{dn_e}{dt} \approx S_2 n_2 n_e, \tag{8}$$

$$n_1 \approx \frac{g_1}{g_2} \cdot n_2. \tag{9}$$

Здесь пренебрегаем влиянием газодинамики на изменение концентрации частиц; n_1, n_2 — концентрация атомов в основном и возбужденном состояниях; n_e — концентрация электронов; S_2 — коэффициент скорости ионизации резонансно-возбужденных атомов электронным ударом; g_1 и g_2 — статистический вес основного и возбужденного состояния соответственно. Электроны в рассматриваемом процессе нагреваются за счет сверхупругих столкновений с возбужденными атомами, а теряют энергию в основном на их ионизацию [5–7]. При этом температура электронов очень быстро растет и достигает своего квазистационарного значения, определяемого указанным балансом процессов и описываемого следующим уравнением [5–7]:

$$S_2 n_2 I_2 \approx K_{21} n_2 E_{12}, \tag{10}$$

где K_{21} — коэффициент скорости девозбуждения атомов электронным ударом, E_{12} — энергия возбуждения ($E_{12} = \hbar\omega$), I_2 — потенциал ионизации из возбужденного состояния.

Поскольку K_{21} слабо зависит от температуры электронов, то получаем из этого условия, что и S_2 вдоль потока слабо меняется. Используя условие насыщения перехода (9) и уравнения (6), (10) и (8) и условия сохранения числа частиц

$$n_1 + n_2 = n_0, \tag{11}$$

получаем следующее уравнение для концентрации электронов

$$\frac{dn_e}{dt} \approx \frac{K_{21} g_2 E_{12} r I_0}{(g_1+g_2) I_2 L_{\text{и}}^* v_g} \cdot n_e. \tag{12}$$

Отсюда легко найти и изменение концентрации электронов в элементарном объеме при движении его с потоком частиц

$$n_e(t) \approx n_{e0} \exp\left[\frac{k_{21} g_2 E_{12} r I_0}{(g_1+g_2) I_2 L_{\text{и}}^* v_g} \cdot t\right], \tag{13}$$

n_{e0} — начальная концентрация электронов, которая может определяться термоэмиссионным потоком, резонансной ионизацией на поверхности или соотношением Саха при $T_e = T_s$.

Характерное время ионизации $\tau_и$ с учетом (6) будет равно

$$\tau_и \approx \frac{(g_1+g_2)I_2 L_и^* v_g}{K_{21} g_2 E_{12} r I_0} \cdot \ln\left(\frac{I_0 r}{n_{e0} L_и^* v_g}\right). \tag{14}$$

Соответственно можно оценить и ширину зоны $h_и$, где происходит ионизация,

$$h_и \simeq \tau_и v_g = \frac{(g_1+g_2)I_2 L_и^* v_g^2}{K_{21} g_2 E_{12} r I_0} \ln\left(\frac{I_0 r}{n_{e0} L_и^* v_g}\right). \tag{15}$$

Например, для Al при $I_0 = 10^7$ Вт/см^2, $r = 0.1$ и для резонансного перехода $3^2P_{1/2}$–$3^2D_{3/2}$ ($\lambda = 308.2$ нм) оценка дает значение $\sim 10^{-5}$ см. Таким образом, пар успевает ионизоваться в узкой приповерхностной зоне, т.е. практически будет происходить истечение с поверхности полностью ионизованного газа.

В наших выводах было неявно использовано условие квазинейтральности в процессе образования плазмы. Это верно, если величина дебаевского радиуса R_d не превышает ширины зоны ионизации $h_и$. Это выполняется, когда

$$I_0 < \frac{(g_1+g_2)^2 L_и^* I_2^2 v_g^2}{5 \cdot 10^4 K_{21}^2 g_2^2 E_{12}^2 r k T_e} \ln^2\left(\frac{I_0 \cdot r_0}{n_{e0} L_и^* v_g}\right). \tag{16}$$

Для Al, например, дает оценку верхней границы интенсивности $I_0 \leqslant I_{0b} \approx 5 \cdot 10^{32}$ эВ/(см^2 $\cdot$ с) ($8 \cdot 10^{13}$ Вт/см^2). Таким образом, в рассматриваемом интервале интенсивностей следует ожидать выполнения условия квазинейтральности.

Рассмотрим роль указанного выше процесса фотоионизации в образовании плазмы. Сравним вклад его с вкладом рассмотренного механизма РОР. Характерное время фотоионизации в условиях насыщения резонансного перехода будет равно

$$\tau_ф \approx \left[\sigma_ф \frac{I_0}{\hbar\omega}\right]^{-1}, \tag{17}$$

$\sigma_ф$ — сечение фотоионизации.

Сравнивая с временем ударной ионизации, получаем

$$\frac{\tau_и}{\tau_ф} \approx \frac{\sigma_ф (g_1+g_2) I_2 L_и^* v_g}{K_{21} g_2 (\hbar\omega)^2 r} \ln\left(\frac{I_0 r}{n_{e0} L_и^* v_g}\right). \tag{18}$$

Легко убедиться, что при характерных значениях $\sigma_ф \sim 10^{-17}$ см^2, $k_{21} \sim 10^{-7}$ см^3/с, $\tau_и/\tau_ф \ll 10^{-2}$. Причем это соотношение практически не зависит от интенсивности излучения. Таким образом, в квазистационарном режиме определяющей является ионизация электронным ударом, а фотоионизация наряду с другими механизмами будет определять начальную концентрацию электронов n_{e0}.

В модели испарения распространенным является приближение кнудсеновского слоя [8], в котором течение практически бесстолкновительное, а размер его порядка длины свободного пробега атомов l_a. При образовании плазмы размер кнудсеновского слоя будет определяться уже межионными столкновениями. Соответственно он уменьшится, и это уменьшение можно оценить отношением

$$\frac{l_i}{l_a} \sim \left(\frac{\sigma_{ii}}{\sigma_{aa}}\right)^{-1} \ll 1, \tag{19}$$

где l_i — длина свободного пробега ионов, σ_{aa} — сечение упругих столкновений атомов, σ_{ii} — сечение упругих столкновений ионов.

При этом легко проверить, что $l_i/h_и < 1$, т.е. плазменный кнудсеновский слой лежит в пределах зоны ионизации.

2. Образование плазмы при действии короткого лазерного импульса

В отличие от предыдущего случая полагаем, что режим развитого испарения не достигается, тогда основная часть поглощенной поверхностью энергии импульса затрачивается на нагрев приповерхностного слоя металла. Эта ситуация определяется следующей формулой [4]:

$$\tau_0 < \tau^* \approx 2.8\frac{\varkappa L_и^2 \rho^3}{c_m \bar{I}^2 r^2 M^2}, \tag{20}$$

где τ_0 — длительность импульса, $\varkappa$ — коэффициент теплопроводности металла, c_m — удельная теплоемкость, $\bar{I}_0$ — средняя по импульсу интенсивность излучения

$$\bar{I}_0 = \frac{1}{\tau_0}\int_0^{\tau_0} I_0(t)dt. \tag{21}$$

В дальнейшем для простоты будем рассматривать воздействие прямоугольного импульса длительности τ_0 и интенсивности $\bar{I}_0$. Тогда температура поверхности определяется уравнением [9]

$$T_s = T_0 + 2r\bar{I}_0\left(\pi \cdot \varkappa \cdot \rho \cdot c_m\right)^{-1/2}\sqrt{t}, \tag{22}$$

где T_0 — начальная температура, t — текущее время.

Параметры $\varkappa$, c_m, ρ, r считаем постоянными в течение процесса воздействия. Поток j испаряемых частиц с поверхности выражается, как и ранее, формулой Герца–Кнудсена. При испарении в вакуум обратным потоком частиц на поверхность из-за его малости [4] пренебрегаем. Тогда общее число частиц в газовой фазе с начала воздействия будет

$$N = \int_0^t j dt. \tag{23}$$

Введем среднюю по газовой области концентрацию атомов

$$\bar{n}_0(t) = \frac{N(t)}{v_c t}, \quad v_c = \left(\frac{5}{3}kT_g/M\right)^{1/2}, \tag{24}$$

где далее используем средние по газовой области концентрации $\bar{n}_k$, v_c — скорость звука в газовой области, с которой происходит расширение пара в вакуум, T_g — температура тяжелых частиц (атомов и ионов).

Вследствие того что $v_c \sim T_g^{1/2}$ и слабо зависит от T_g, v_c считаем в дальнейших выкладках постоянной и определяемой температурой газа в конечный момент времени, когда максимально испарение. Из (22)–(24) получаем для $n_0(t)$ следующее выражение:

$$\bar{n}_0(t) \approx \frac{A}{v_c(t)\cdot t}\int\limits_0^t \left(T_0 + \bar{I}_0 D\tau^{1/2}\right)^{-1/2} \exp\left[-a/\left(T_0 + \bar{I}_0 D\tau^{1/2}\right)\right] d\tau,$$

$$D = 2r\left(\pi\cdot\varkappa\cdot\rho\cdot c_m\right)^{-1/2}, \quad a = \frac{L_и}{k}. \tag{25}$$

Введем новую переменную $x = \left(T_0 + \bar{I}_0 D\tau^{1/2}\right)^{-1/2}$ и проинтегрируем (25). При этом результат содержит функцию вида $\mathrm{erf}(\sqrt{a}x)$. Учитывая, что характерные значения $a \gtrsim 10^4$ K, а рассматриваемая область $T_s \lesssim 10^4$ K $(x > 10^{-2})$, получаем

$$\sqrt{a}x > 1. \tag{26}$$

Тогда на основании (26) $\mathrm{erf}(\sqrt{a}x)$ заменяем ее разложением в ряд [10] и в итоге получаем следующее выражение для $\bar{n}_0(t)$:

$$\bar{n}_0(t) \approx \frac{2AT_s^{3/2}}{v_c a(T_s - T_0)} \exp\left(-\frac{a}{T_s}\right), \tag{27}$$

где T_s определяется выражением (22).

Теперь рассмотрим процесс ионизации испаренных атомов, который описывается уравнением

$$\frac{d\bar{n}_e}{dt} = S_2\bar{n}_2\bar{n}_e + (2-r)\sigma_ф\bar{I}_0\bar{n}_2/\hbar\omega. \tag{28}$$

Здесь второй член справа описывает фотоионизацию паров с учетом отраженного излучения, которая для коротких импульсов, так же как и в начале длинных, может иметь важное значение в образовании плазмы. Концентрацию возбужденных атомов будем определять из уравнения кинетики с учетом сохранения числа частиц (11)

$$\frac{d\bar{n}_2}{dt} \approx \frac{\sigma\bar{I}_0}{\hbar\omega}\left(\bar{n}_1 - \frac{g_2}{g_1}\bar{n}_2\right)\left[1 + (1-r)\frac{\sigma_1}{\sigma}\right] - A_{21}\bar{n}_2 - K_{21}\bar{n}_2\bar{n}_e -$$

$$-(2-r)\sigma_{\text{ф}}\bar{I}_0\bar{n}_2/\hbar\omega, \qquad (29)$$

где σ_1 — сечение резонансного поглощения для отраженного излучения с учетом отстройки частоты из-за эффекта Допплера относительно падающего излучения, A_{21} — скорость спонтанного распада возбужденных атомов.

Если характерное время установления населенностей τ_b меньше времени ионизации $\tau_{\text{и}}$ и длительности импульса τ_0

$$\tau_b = \left[\frac{\sigma_1\bar{I}_0}{\hbar\omega}\right]^{-1} < \tau_o, \tau_{\text{и}}, \qquad (30)$$

то можно воспользоваться квазистационарным приближением для кинетики населенностей, полагая $d\bar{n}_2/dt \approx 0$. В этом случае концентрацию возбужденных атомов легко выразить из (29)

$$\bar{n}_2(t) \approx \frac{\sigma\bar{I}_0\bar{n}_0\left[1+(1-r)\sigma_1\right]/\hbar\omega}{\sigma\bar{I}_0(1+g_1/g_2)\left[1+(1-r)\sigma_1/\sigma\right]/\hbar\omega + A_{21} + K_{21}\bar{n}_e + (2-r)\sigma_{\text{ф}}\bar{I}_0/\hbar\omega}. \qquad (31)$$

Подставляем (31) и (27) в (28) и интегрируем последнее тем же способом, который использовался при выводе $\bar{n}_0(t)$ (замена переменных и разложение в ряд erf()). При этом учитываются начальные условия $\bar{n}_e(0) = \bar{n}_{e0}$, $T_s(0) = T_0$. В итоге получаем следующее уравнение для средней концентрации электронов:

$$\left[\left(1+\frac{g_1}{g_2}\right)\frac{A_{21}}{\sigma J_0} + \frac{\sigma_{\text{ф}}}{\sigma}\left(1+\frac{K_{21}}{S_2}\right)\right]\ln\left[\frac{\bar{n}_e + \sigma_{\text{ф}}J_0/S_2}{\bar{n}_{e0}+\sigma_{\text{ф}}J_0/S_2}\right] + \frac{K_{21}}{\sigma J_0}\left(\bar{n}_e - \bar{n}_{e0}\right) =$$

$$= \frac{4Q}{a(\bar{I}_0 D)^2}T_s^{7/2}\cdot e^{-a/T_s}, \qquad J_0 = \frac{\left[1+(1-r)\sigma_1/\sigma\right]}{\hbar\omega}\cdot\bar{I}_0, \qquad Q = \frac{2S_2A}{v_c a}. \qquad (32)$$

Следует отметить, что при интегрировании уравнения для n_e считалось, что температура электронов является постоянной в течение ионизации. Причем если определяющей ионизацию является процесс фотоионизации, то $T_e = 2/3(\hbar\omega - I_2)$. Если же главным является ионизация электронным ударом, то в условиях насыщения температура определяется соотношением $S_2I_2 \approx K_{21}E_{12}$. При отстройке от центра линии поглощения с ростом $\bar{n}_e$ насыщение может исчезнуть, и с этого момента температура начнет медленно падать. В случае импульса этим изменением пренебрегаем, считая S_2 постоянной в пределах длительности импульса. Теперь перейдем к интерпретации экспериментальных данных.

3. Интерпретация экспериментальных результатов

В работах [1,2] проводились эксперименты по воздействию коротких ($\tau_0 = 20$ нс) импульсов резонансного лазерного излучения на алюминиевую ($\lambda = 308$ нм) и натриевую ($\lambda = 589$ нм) мишень. Оценки с использованием (20) показывают, что при экспериментальных длительностях и интенсивностях ситуация соответствует условиям раздела 2.

В работе [1] найден порог образования плазмы, равный $\bar{I}_0 = 220\,\text{МВт/см}^2$. Будем здесь учитывать оба механизма ионизации: фотоионизацию ($\sigma_\text{ф} \approx 2.6 \cdot 10^{-18}$ см^2 [11]) и ионизацию электронным ударом. Для $\bar{I}_0 = 220\,\text{МВт/см}^2$ из уравнений (22), (27) получаем $T_s \approx 2860$ К, $n_0 \approx 5.8 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$. В дальнейшем необходимо учесть существование отстройки лазерного излучения от центра линии поглощения ($\lambda_0 = 308.2$ нм) резонансного перехода $3^2P_{1/2}$–$3^2D_{3/2}$, что скажется на величине σ. Учитывая допплеровский и резонансный механизмы уширения, получаем, что при данной отстройке ($\Delta\lambda = 0.2$ нм) сечение поглощения равно $4 \cdot 10^{-18}$·см^2. При этом выполняется условие квазистационарности (30) и, используя уравнение (32), получаем $\bar{n}_e \approx \bar{n}_0$ (полная ионизация). Порог же ионизации по нашим оценкам равен 180 МВт/см^2, когда $\sigma \approx 2.9 \cdot 10^{-19}$ см^2 и $\bar{n}_e \lesssim n_0$. Таким образом, получаем неплохое совпадение с экспериментальным значением.

Во второй работе для натриевой мишени получены порог образования плазмы $\bar{I}_0 = 18\,\text{МВт/см}^2$ и зависимость степени ионизации от отстройки частоты. Здесь однофотонная фотоионизация возбужденных атомов отсутствует. Для полученной пороговой интенсивности в режиме насыщения получаем $\bar{n}_e \approx \bar{n}_{e0}$ в конце импульса, т.е. ударная ионизация не успевает пройти. Однофотонная ионизация возбужденных состояний отсутствует. Рассмотрим двухфотонную ионизацию возбужденных атомов, поскольку сечение у натрия относительно велико $\sigma_{2\text{ф}} \approx 7 \cdot 10^{-44}$ см$^4 \cdot$ с [12]. Этот процесс несложно учесть в уравнении (32), которое при этом примет следующий вид:

$$\left[\left(1+\frac{g_1}{g_2}\right)+\frac{A_{21}}{\sigma J_0}+\left(\frac{\sigma_\text{ф}}{\sigma}+\frac{\sigma_{2\text{ф}} J_0}{\sigma}\right)\left(1-\frac{K_{21}}{S_2}\right)\right]\cdot \ln\left[\frac{\bar{n}_e+\sigma_\text{ф} J_0/S_2+\sigma_{2\text{ф}} J_0^2/S_2}{\bar{n}_{e0}+\sigma_\text{ф} J_0/S_2+\sigma_{2\text{ф}} J_0^2/S_2}\right]+$$

$$+\frac{K_{21}}{\sigma J_0}\left(\bar{n}_e-\bar{n}_{e0}\right)=\frac{4Q}{a\left(\bar{I}_0 D\right)^2}\cdot T_s^{7/2}\cdot e^{-a/T_s}. \tag{33}$$

Из этого уравнения, в частности, получаем при $\bar{I}_0 = 18\,\text{МВт} \cdot \text{см}^{-2}$ $\bar{n}_0 \approx 8 \cdot 10^{11}$ см$^{-3}$, а $\bar{n}_e \approx n_0$. Таким образом, наши оценки дают, что при экспериментальной пороговой интенсивности пары успевают проионизоваться и основной причиной этого является двухфотонная ионизация.

На основании уравнения (33) можно также оценить ширину линии "резонансной" зависимости концентрации электронов от отстройки, полученную в эксперименте [2]. Измерения концентрации (для $I_0 = 56\,\text{МВт/см}^2$) проводились спустя 60 нс после окончания импульса, и экспериментальная плотность паров была равна $3 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$. Учитывая расширение слоя паров, получаем, что к концу импульса излучения плотность должна быть $\bar{n} \approx 10^{17}$ см$^{-3}$. Из нашей модели (см.раздел 2) следует, что ее можно достигнуть для данной интенсивности при $T_s \approx 1000$ К и $r \simeq 0.06$. Из уравнения (33) можно оценить σ, при котором достигается степень ионизации 0.5, оно равно $\sigma \approx 10^{-18}$ см^2. Такое значение сечения поглощения достигается при учете резонансного и допплеровского уширений для отстройки $\Delta\lambda \approx 5$ нм. В эксперименте получено $\Delta\lambda_э \approx 7$ нм.

Как видно, существует неплохое согласие между оценками по аналитической модели и экспериментальными результатами.

В модели не учтен такой важный фактор, как изменение σ в процессе испарения и ионизации. Но следует сказать, поскольку основное плазмообразование происходит в конце импульса, то и значение σ взято для этого момента.

В заключение отметим, что в данной работе предложена аналитическая модель, которая позволяет удовлетворительно объяснить имеющиеся экспериментальные результаты. Ее вполне можно использовать для качественного анализа процесса плазмообразования, определения характерных параметров данного процесса и факторов, влияющих на нее.

Список литературы

[1] *Гайдаренко Д.В., Леонов А.Г., Чехов Д.И.* // Тез. VIII Всесоюз. конф. по взаимодействию оптического излучения с веществом. Л., 1990. С. 37–38.
[2] *Гайдаренко Д.В., Леонов А.Г.* // Письма в ЖЭТФ. 1991. Т. 53. Вып. 6. С. 290–292.
[3] *Гаврилюк А.П., Шапарев Н.Я., Якубайлик О.Э.* // Тр. III рабочего совещания по моделированию космических явлений в лабораторной плазме. Новосибирск, 1990. С. 37–41.
[4] *Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В.* Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Мир, 1970. 272 с.
[5] *Шапарев Н.Я.* // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 11. С. 2229–2231.
[6] *Measures R.H., Cardinal P.G.* // Phys. Rev. A. 1981. Vol. 23. N 2. P. 804–815.
[7] *Гаврилюк А.П., Шапарев Н.Я.* Препринт ВЦ СО АН СССР. № 15. Красноярск, 1986.
[8] *Найт Ч.Дж.* // Ракетная техника и космонавтика. 1979. Т. 17. № 5. С. 81–86.
[9] *Рэди. Дж.* Действие мощного лазерного излучения. М.: Мир, 1974. 408 с.
[10] *Двайт Г.Б.* Таблица интегралов и другие математические формулы. М.: Наука, 1973. 228 с.
[11] *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.
[12] *Laughlin C.* // J. Phys. B. 1978. Vol. 11. N 5. P. 1399–1410.

Вычислительный центр
Красноярск

Поступило в Редакцию
13 мая 1992 г.
В окончательной редакции
3 декабря 1992 г.