МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ 2002 г., том 14, номер 4, стр. 3-20

ОПТИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ ПАРА АЛЮМИНИЯ В УЛЬТРАФИОЛЕТОВОМ ДИАПАЗОНЕ

© *В.И. Мажукин, В.В. Носов, М.Г. Никифоров, И.Ю. Смуров*

Институт математического моделирования РАН

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 01-02-00604)

Выполнен теоретический анализ развития неравновесной плазмы в поле излучения лазеров ультрафиолетового (УФ) спектра. С помощью математического моделирования определены частотная зависимость пороговых значений интенсивности и основные механизмы неравновесной ионизации пара алюминия в рассматриваемом диапазоне излучения. Показана доминирующая роль фотопроцессов: резонансного и нерезонансного фотовозбуждения и фотоионизации.
Проведенное сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными по оптическому пробою пара алюминия излучением эксимерных лазеров в наносекундном и микросекундном диапазоне воздействия показало хорошее совпадение.

OPTICAL BREAKDOWN OF ALUMINUM VAPOR IN THE ULTRAVIOLET RANGE

V.I. Mazhukin, V.V. Nossov, M.G. Nickiforov, I.Yu. Smurov

Theoretical analysis of the evolution of nonequilibrium plasma in the ultraviolet spectrum of the laser radiation field was carried out. The frequency dependence of threshold values of the intensity and the principal mechanisms of nonequilibrium ionization of aluminum vapor in the radiation range under investigation were determined by mathematical modeling. The dominant role of photo-processes, namely resonant and non-resonant photoexcitation and photoionization, was shown. Comparison of modeling results with experimental data on optical breakdown of aluminum vapor by the eximer laser radiation in nanosecond and microsecond range was shown to be in good agreement.

1. Введение

Поток мощного лазерного излучения, направленный на поверхность мишени приводит к ее испарению, оптическому пробою и развитию плазмы в испаренном веществе. Возникновение плазмы вблизи облучаемых поверхностей твердых тел качественно меняет характер теплового и механического воздействия мощного лазерного излучения на мишень. Поэтому определение пороговых условий образования плазмы является весьма важным аспектом для многих технологических приложений лазеров.

Создание мощных эксимерных лазеров и перспектива их использования в технологии (например, в PLD-проблеме [1],[2], ударно-плазменном воздействии [3], [4]) делает первоочередной задачей исследование взаимодействия УФ излучения с веществом и, в частности, определение пороговых условий испарения и плазмообразования для различных материалов.

Процесс импульсного лазерного испарения с образованием плазмы в испаренном веществе представляет собой сложное многоплановое явление. Его последовательное описание можно осуществить только в рамках, так называемой, сопряженной задачи, одновременно учитывающей процессы неравновесного нагрева и ионизации в конденсированной и газовой среде. В виду большой сложности проблемы целесообразно отдельные её аспекты выделить для самостоятельного исследования.

В данной работе рассматривается только начальная стадия зарождения плазмы – оптический пробой в паре алюминия под воздействием лазерного излучения ультрафиолетового ди-

апазона волн, $\lambda_\ell \sim 0.4 \div 0.1$ μm. Выбор в качестве объекта исследования начальной стадии обусловлен следующими соображениями. Оптический пробой представляет собой неравновесный процесс перехода среды из состояния частично ионизованного газа, прозрачного для лазерного излучения, в котором $\nu_{en} >> \nu_{ei}$, в плазменное – непрозрачное для лазерного излучения, где выполняется обратное соотношение $\nu_{en} << \nu_{ei}$. Здесь ν_{en}, ν_{ei} – частоты электрон-нейтральных и электрон-ионных столкновений. Для его описания достаточно использования соответствующей кинетической столкновительно-радиационной модели, дополненной уравнениями баланса энергии [5],[6] В изначально покоящейся среде перенос излучения и макроскопическое движение пара начинаются значительно позже, когда система начинает приближаться к состоянию локально-термодинамического равновесия, поэтому на первой стадии пробоя ими можно пренебречь. Таким образом, математическая формулировка проблемы значительно упрощается, а пороговые условия плазмообразования и его характерная длительность, столь необходимые для практических целей, можно определить с достаточной степенью точности.

Исследование механизмов оптического пробоя пара металлов, их взаимодействия и смены приводит к необходимости рассмотрения кинетики заселения многоуровневых систем, количественное описания которых требует построения соответствующих кинетических моделей. Отметим, что столкновительно-радиационные модели [5],[6], применявшиеся ранее для моделирования оптического пробоя металлических паров Al и Cu излучением CO_2 и YAG-лазеров, не могут быть применены для аналогичных целей в случае использования эксимерных лазеров. Как уже отмечалось, в инфракрасной (ИК) области основным механизмом диссипации энергии электромагнитного поля излучения является обратный тормозной эффект, сечение которого с ростом частоты меняется, как ω^{-3} [7]. Это означает, что в УФ области эффективный нагрев электронов будет резко уменьшаться. Следовательно, реализация пробоя в УФ области должна достигаться значительным увеличением пороговой интенсивности G^*. Согласно классической теории частотная зависимость пороговой интенсивности имеет вид $G^* \sim \omega^2$ [7]. В то же время многочисленные эксперименты [8]-[20] свидетельствуют об обратном. В УФ области пороговая интенсивность не только не возрастает, но и уменьшается. В чистых газах классическая зависимость $G^* \sim \omega^2$ выполняется до частот примерно соответствующих частоте рубинового лазера $\omega \approx 5 \cdot 10^{14}$ c^{-1} [8]. Основные особенности взаимодействия излучения с паром в УФ диапазоне обусловлены тем, что величина кванта становится сравнимой с энергией возбуждения электронных состояний и потенциалом их ионизации. Важная роль процесса фотоионизации в оптическом пробое пара металлов 0.35-μm лазерным излучением была подтверждена в оценочных расчетах [11],[21]. Однако процессы фотовозбуждения в них не были учтены. Как показывают результаты данной работы во взаимодействии излучения эксимерных лазеров с веществом, важную роль начинают играть процессы нерезонансного фотовозбуждения и фотоионизации атомов и ионов лазерным излучением.

По оптическому пробою газообразных сред лазерным излучением в УФ диапазоне к настоящему времени, имеется обширная экспериментальная информация. Однако, учитывая сложный неравновесный характер развития процесса в целом, интерпретация ряда экспериментальных результатов по воздействию УФ излучения затруднена. Тем более, что большинство известных экспериментальных данных получено при использовании различных критериев плазмообразования, которые существенно отличаются как друг от друга, так и от теоретических оценок [22]. В данной работе предпринята попытка, с единых позиций провести с помощью математического моделирования детальные исследования кинетики оптического пробоя пара алюминия УФ лазерным излучением, с последующим сравнением с экспериментальными данными по пороговым условиям плазмообразования.

В теоретическом аспекте основной целью работы является разработка неравновесной кинетической модели для многоуровневой системы, типичной для атомов и ионов металлов, учитывающей не только столкновительно-радиационные переходы, но и основные фотоиони-

зационно-рекомбинационные процессы. Одновременный учет энергобаланса двух подсистем: электронной и атомно-ионной позволяет использовать её для описания оптического пробоя в широком частотном диапазоне $\hbar\omega_l \approx 0.1 \div 10$ эв, который примерно соответствует диапазону излучения применяемых современных лазеров от CO_2–лазера до эксимерного ArF.

Разработанная кинетическая модель использовалась для моделирования ряда режимов воздействия, близких к экспериментальным ситуациям [9]-[11], в которых исследовался оптический пробой пара алюминия излучением эксимерных лазеров.

2. Постановка задачи

На тонкий слой испаренного вещества с температурой T_0 и плотностью ρ_0 вещества, падает лазерное излучение интенсивности $G=G_0f(t)$ с длиной волны λ_l и временной формой $f(t)$. Если максимальная интенсивность излучения G_0 ниже некоторой пороговой величины G^*, то испаренное вещество оказывается оптически прозрачным и лазерное излучение покидает рассматриваемую систему, практически не поглощаясь. При $G_0>G^*$ оптическая толщина слоя оказывается достаточной для начального поглощения лазерного излучения. Поглощение лазерного излучения вызывает дополнительный разогрев среды и увеличение её оптической плотности, что в конечном итоге, приводит к лавинообразной ионизации испаренного вещества. Моменту оптического пробоя соответствует соотношение частот столкновений $\nu_{en} \approx \nu_{ei}$ [5], [23]. Динамика процесса зависит как от характеристик испаренного вещества: температуры, плотности, электронной конфигурации, энергии переходов и потенциала ионизации атомов, так и от режима лазерного воздействия: интенсивности, длины волны, длительности и временной формы импульса.

Предполагается, что пар изначально находится в равновесном состоянии. Соответствующие начальные концентрации электронов и ионов в основном и возбужденных состояниях могут быть определены из уравнений Саха–Больцмана. Исходные значения температуры T_0 и плотности ρ_0 среды соответствуют параметрам начала развитого испарения металла при нормальных условиях: $T_0=T_b$, $\rho_0=\rho(T_0)$, где T_b – равновесная температура кипения. Среде, с определенными таким образом T_0 и ρ_0, будет соответствовать состояние частично ионизованного газа с невысокой степенью ионизации $\alpha=N_e/N_0<<1\approx(10^{-5}\div10^{-4})$. В дальнейшем, при достаточной интенсивности лазерного излучения, в результате обратного тормозного эффекта или фотоионизационного разогрева свободных электронов в металлическом паре могут реализовываться условия, достаточные для развития лавинной ионизации, т.е. оптического пробоя.

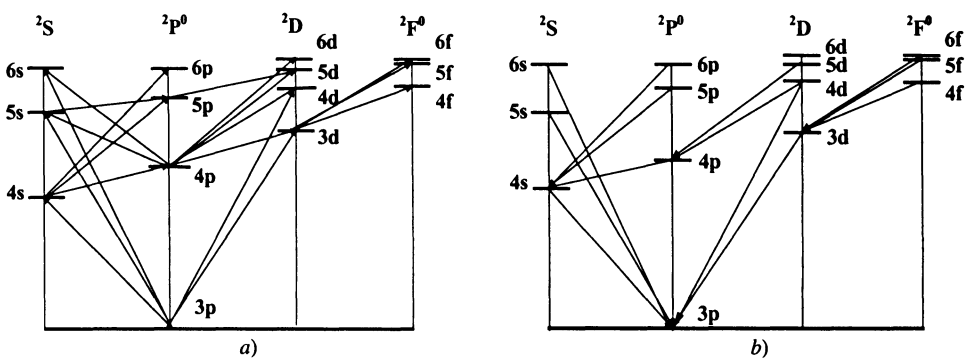


Рис.1. Энергетическая схема столкновительных и радиационных переходов для атома алюминия.

2.1. Нестационарная столкновительно – радиационная модель. В испаренном веществе, взаимодействующем с лазерным излучением, протекает большое число элементарных актов

и реакций, совокупность которых определяет характер макропроцесса. Математические модели, описывающие поуровневую кинетику, фотопроцессы и ионизационно-рекомбинационные процессы, обусловлены электронной конфигурацией рассматриваемых атомов и ионов [5]. При рассмотрении пороговых условий плазмообразования характерная температура электронного газа обычно не превышает нескольких электронвольт. Поэтому в математическом описании оптического пробоя достаточно ограничиться только учетом кинетических процессов для нейтрального атома с потенциалом ионизации J_0=5.986 эВ.

В табл. 1 приведены основные элементарные акты и процессы, учитываемые в столкновительно-радиационной модели, а также выражения скоростей этих реакций. На рис.1 показаны все учитываемые переходы в атоме алюминия.

Таблица 1.

Элементарный акт, скорость реакции	Литература
1. Спонтанные переходы $\mathrm{Al}_n \xrightarrow{A_{nm}} \mathrm{Al}_m + \hbar\omega_{nm}$ $A_{nm} = 8\cdot 10^5 \{\Delta E_{mn}/(Ry)\}^2 g_m f_{mn}/g_n$,	[24],[25]
2. Реакции столкновительного возбуждения и девозбуждения $\mathrm{Al}_m + \mathrm{e} \underset{r_{nm}}{\overset{k_{mn}}{\leftrightarrow}} \mathrm{Al}_n + \mathrm{e}$ $k_{mn} = 1.58\cdot 10^5 \dfrac{f_{mn}}{\Delta E_{mn} T_e^{1/2}} \exp\{\Delta E_{mn}/T_e\} Q_{mn}$ $Q_{mn} = A + Cx_{mn} + [Bx_{mn} - C(x_{mn})^2 + D]\exp\{\Delta E_{mn}/T_e\} Ei(x_{mn})$, $r_{nm} = k_{mn}\dfrac{g_n}{g_m}\exp(-x_{nm})$, $\quad x_{mn} = \Delta E_{mn}/T_e$	[26] [27]
3. Ионизация электронным ударом $\mathrm{Al}_m + \mathrm{e} \xrightarrow{\alpha_m} \mathrm{Al}_i + 2\mathrm{e}$ $\alpha_m = 3.14\cdot 10^{-6} \dfrac{\xi_m^z Ei(x_m)}{T_e^{3/2} x_m} \exp(-x_m) \quad [\mathrm{cm}^3\cdot c^{-1}]$,	[28],[29]
4. Трехчастичная рекомбинация $\mathrm{Al}_i + 2\mathrm{e} \xrightarrow{\beta_m} \mathrm{Al}_m + \mathrm{e}$ $\beta_m = \alpha_m \dfrac{g_m}{g_e g_0}\left\{\dfrac{2\pi\hbar^2}{mT_e}\right\}^{3/2} \exp(x_m)$, $\quad [\mathrm{cm}^6\cdot c^{-1}]$	[7]
5. Лазерная фотоионизация $\mathrm{Al}_m + \hbar\omega_\ell \xrightarrow{\nu_m^\ell} \mathrm{Al}_i$ $\nu_m^\ell = (G/(\hbar\omega_\ell))\sigma_m(\hbar\omega_\ell)$, $\quad \sigma_m = 7.8\cdot 10^{-18}\dfrac{m}{z^2}\left(J_m/(\hbar\omega_\ell)\right)^3$	[30],[31]

6. Фотоионизация излучением непрерывного спектра $\mathrm{Al}_m + \hbar\omega_c \xrightarrow{\nu_m^c} \mathrm{Al}_i$ $\nu_m^c = 3.5\cdot 10^7 Z^4 \int\limits_{2.8\,x}^{\infty} dy/y(\exp(y)-1) \Big/ \int\limits_{2.8}^{\infty} dy/y(\exp(y)-1)\,, \qquad x = z^2 Ry/\,2.8\,T_e$	[32]
7. Фоторекомбинация в поле лазерного излучения $\mathrm{Al}_i + \mathrm{e} + \hbar\omega_i \xrightarrow{R_m^\ell} \mathrm{Al}_m + \hbar\omega_\ell$ $R_m^\ell = 10^{-3} g_m T_e^{-3/2} \sigma_m(\hbar\omega_l)(G/(\hbar\omega_l)) \exp\left((J_m - \hbar\omega_l)/T_e\right),$ $J_m \le \hbar\omega_\ell\,, \qquad J_m = J^z - E_m$	[33]
8. Фоторекомбинация в поле непрерывного излучения $\mathrm{Al}_i + \mathrm{e} + \hbar\omega_c \xrightarrow{R_m^c} \mathrm{Al}_m + \hbar\omega_c$ $R_{im}^c = 5.2\cdot 10^{-14} z (J_m/T_e)^{3/2} \exp(x_m) E_1(x_m)\, \xi_m/(2m^2)\,, \quad [\mathrm{cm}^3\cdot c^{-1}],$ $E_1(x_m) = \exp(-x_m)\,\left(\ln((1+x_m)/x_m) - 0.4/(1+x_m)^2\right), \quad x_m = J_m/T_e\,,$	[7]
9. Лазерное фотовозбуждение $\mathrm{Al}_m + \hbar\omega_\ell \xrightarrow{\nu_{mn}^\ell} \mathrm{Al}_n$ $\nu_{mn}^\ell = (\pi c/\omega_{mn})^2 \dfrac{g_n}{g_m}\dfrac{G}{\hbar\omega} A_{mn} S_{mn}(\Delta\omega)\,, \qquad \Delta\omega = \omega_l - \omega_{mn}^0\,, \quad \omega_{mn}^0 = E_{mn}/\hbar\,,$ $S_{mn}(\Delta\omega) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} S_{mn}^L(\Delta\omega) S_{mn}^D(\Delta\omega) dy = \dfrac{a}{\pi^{3/2}\gamma_D} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \dfrac{\exp(-y)^2}{a^2 + ((\Delta\omega/\gamma_D) - y)^2}\,,$ $a = \Delta\omega_L/\Delta\omega_D\,, \qquad \Delta\omega_D = \dfrac{\omega}{c}\sqrt{2T_g/M}\,, \qquad \Delta\omega_L = \Delta\omega_{ei} + \Delta\omega_{ai}\,,$ $\Delta\omega_{ei} = \dfrac{32}{3}\dfrac{C_2^2}{\overline{V_e}}\left(2.556 - \ln\dfrac{2C_2^2}{\rho_D \overline{V_e}}\right) \sum\limits_{j>0} \sum\limits_{z=0}^{z_{\max}} N_j^z\,, \qquad x = 13.6 z^2/(I_i - E_m)\,,$ $\rho_D = \sqrt{T_g/(4\pi e^2 (N_e + \sum\limits_i N_i z_i^2))}, \qquad C_2 = 0.869 Zm(m+1)\,,$ $\Delta\omega_{ai} = 17 C_6^{0.4} V_g^{0.6} N^0\,, \qquad C_6 = 6.46\cdot 10^{-34} \Delta\overline{r}^2\,, \qquad \Delta\overline{r}^2 = x(5x+1)/(2z^2)\,.$	[25],[34] [35] [32],[36] [37] [38]
10. Фотовозбуждение непрерывным излучением $\mathrm{Al}_m + \hbar\omega_c \xrightarrow{\nu_{mn}^c} \mathrm{Al}_n$ $\nu_{mn}^c = (\pi c/\omega_{mn})^2 \dfrac{g_n}{g_m}\dfrac{I_{b\omega}}{\hbar\omega_c}, \quad I_{b\omega} = \dfrac{\hbar\omega_c}{4c^2\pi^3\left(\exp(\hbar\omega_c/T_e) - 1\right)}\,.$	[39]

В табл. 1 A_{nm} [s^{-1}] – частота спонтанного радиационного перехода. В дальнейшем у величин с двойным нижним индексом первый индекс будет обозначать номер начального состояния перехода, а второй – конечного; z – спектроскопический символ;

k_{mn} [см^3 с$^{-1}$] – скорость реакции возбуждения для столкновительного перехода (m,n) в нейтральном атоме;

r_{nm} [см^3 с$^{-1}$] – скорость реакции девозбуждения;

α_m [см^3 с$^{-1}$] – коэффициент скорости ионизации атома электронным ударом с возбужденного состояния m;

β_m [см^6 с$^{-1}$] – коэффициент скорости трехчастичной рекомбинации;

ν_m^ℓ, ν_m^c [с$^{-1}$] – частоты фотоионизации атома лазерным и непрерывным излучением соответственно;

R_m^ℓ, R_m^c [см^3 с$^{-1}$] – коэффициенты скорости фоторекомбинации иона в поле лазерного и континуального излучения;

ν_{mn}^ℓ, ν_{mn}^c [с$^{-1}$] – частоты фотовозбуждения атома лазерным и континуальным излучением;

f_{mn} – сила осциллятора перехода из состояния m в состояние n;

ξ_m^z – количество эквивалентных электронов в n-м состоянии;

$S_{mn}(\Delta\omega)$ – спектральная функция Фойгтовского профиля линии, характеризующая зависимость величины скорости реакции лазерного возбуждения от несовпадения частоты лазера ω_ℓ с частотой перехода ω_{mn}^0. $S_{mn}(\Delta\omega)$ вычисляется как свертка Доплеровского $S_{mn}^D(\Delta\omega)$ и Лоренцевского $S_{mn}^L(\Delta\omega)$ контуров [25].

2.2. Система уравнений. Концентрация заряженных частиц (ионов N_i и электронов N_e, $N_e \approx N_i$) и заселение уровней возбуждения в нейтральных атомах описывается следующей системой нелинейных дифференциальных уравнений:

$$dN_0/dt = -\sum_{j=1}^{M}(k_{0j}N_0 - r_{j0}N_j)N_e - (\alpha_0 N_0 - \beta_0 N_i N_e)N_e + \sum_{j=1}^{M} A_{j0}N_j(x) -$$
$$-\sum_{j=1}^{M}\nu_{0j}^c\left(N_0 - \frac{g_0}{g_j}N_j\right) - \sum_{j=1}^{M}\nu_{0j}^\ell\left(N_0 - \frac{g_0}{g_j}N_j\right) - (\nu_0^\ell + \nu_0^c)N_0 + (R_0^c + R_0^\ell)\,N_i N_e, \qquad (1)$$

$$dN_m/dt = \sum_{j=0}^{m-1}(k_{jm}N_j - r_{mj}N_m)N_e - \sum_{j=m+1}^{M}(k_{mj}N_m - r_{jm}N_j)N_e - (\alpha_m N_m - \beta_m N_i N_e)N_e +$$
$$+\sum_{j<m}^{M}\nu_{jm}^\ell\left(N_j - \frac{g_j}{g_m}N_m\right) - \sum_{j<m}^{M}\nu_{mj}^\ell\left(N_m - \frac{g_m}{g_j}N_j\right) + \sum_{j<m}^{M}\nu_{jm}^c\left(N_j - \frac{g_j}{g_m}N_m\right) - \sum_{j>m}^{M}\nu_{mj}^c\left(N_m - \frac{g_m}{g_j}N_j\right)$$
$$-\sum_{j=0}^{m-1}A_{mj}N_m + \sum_{j=m+1}^{M}A_{jm}N_j + (R_i^c + R_i^\ell)N_i N_e - (\nu_m^c + \nu_m^\ell)N_m, \qquad m=1,\ldots,M, \qquad (2)$$

$$dN_i/dt = dN_e/dt = \sum_{m=0}^{M}(\alpha_m N_{jm} - \beta_m N_i N_e)N_e + \sum_{m=1}^{M}(\nu_m^c + \nu_m^\ell)N_m - (R_m^c + R_m^\ell)N_m N_e, \qquad (3)$$

где уравнение (1) описывает основное состояние нейтральных атомов, уравнение (2) описывает заселенность M–возбужденных состояний атома, уравнение (3) – плотность заряженных частиц.

Энергетический баланс неравновесной плазмы характеризуется двумя температурами: электронной T_e и атомно-ионной T_g. Уравнения энергетического баланса для поступательных степеней свободы электронов и тяжелых частиц записываются в следующем виде:

$$\frac{3}{2}d(N_eT_e)/dt=\left((\mu G-\frac{3}{2}\delta(T_e-T_g))(\nu_{en}+\nu_{ei})-\sum_{m=0}^{M}Q_{m,J}-\sum_{m=0}^{M-1}Q_{m,\Delta E}\right)N_e+Q_{m,\Phi}, \quad (4)$$

$$\frac{3}{2}d(N_gT_g)/dt=\frac{3}{2}\delta(T_e-T_g)(\nu_{en}+\nu_{ei})N_e, \quad (5)$$

где

$$\mu=4\pi e^2/(mc(\omega^2+(\nu_{en}+\nu_{ei})^2)), \qquad \delta=2m/M, \qquad N_g=\sum_{m=0}^{M}N_m+N_i,$$

$$Q_{m,\Delta E}=\sum_{j=m+1}^{M}\Delta E_{jm}(k_{mj}N_m-r_{jm}N_j), \qquad Q_{m,J}=J_m(\alpha_mN_m-\beta_mN_iN_e),$$

$$Q_{m,\Phi}=\sum_{m=0}^{M}\left[(\hbar\omega_\ell-J_m)(\nu_m^\ell N_m+R_m^\ell N_eN_i)+(\hbar\omega_c-J_m)(\nu_m^c N_m+R_m^c N_eN_i)\right].$$

где $Q_{m,\Delta E}$, $Q_{m,J}$, $Q_{m,\Phi}$ – удельные мощности, характеризующие обмен энергией за счет неупругих столкновений, ионизации-рекомбинации и фотоионизации-фоторекомбинации соответственно; E_m – энергия возбуждения m-уровня атома, J_0, J_m – энергия ионизации основного и m-состояний.

Полученная система дифференциальных уравнений (1) – (5) дополняется соответствующими начальными условиями:

$$t=0:\quad N_0(0)=N_0^0,\ N_m(0)=N_m^0,\ N_e(0)=N_i(0)=N_e^0,\ T_e(0)=T_g(0)=T_0. \quad (6)$$

Таким образом, уравнения для заселенности энергетических уровней и зарядового состава (1)-(3) совместно с уравнениями энергетического баланса (4),(5) и начальными условиями (6) образуют замкнутую систему, описывающую динамику процессов в неравновесной лазерной пространственно однородной плазме.

Система нелинейных дифференциальных уравнений (1)-(5) относится к жестким, т.е. к таким системам, решение которых содержат быстро и медленно изменяющиеся компоненты. Сложности численного решения жестких систем хорошо известны [40], [41]. В настоящее время достаточно полно разработаны теоретические обоснования методов решения подобных систем большой размерности [42], в том числе и с переменной степенью жесткости [43]. Их практическая реализация выполнена в виде различных программных комплексов [44]-[46].

Для решения системы (1)-(5) использовалась одна из модификаций метода Гира–Адамса, принадлежащих к семейству многошаговых методов типа предиктор–корректор. Как и в [46], в программном комплексе предусмотрены возможности автоматического выбора шага интегрирования и переключения с жесткого метода Гира на нежесткий метод Адамса.

2.3. Уравнения Саха – Больцмана. Для определения равновесных значений концентрации ионов $N_0^{z,Saha}$ и электронов N_e^{Saha} использовалась нелинейная система уравнений Саха [7]. Равновесные концентрации рассчитывались при двух значениях температуры T_k=T_e и T_k=T_g, затем сравнивались с аналогичными значениями, полученными из решения уравнений кинетики (1)-(5):

$$N_e^{Saha}(T_k)\sum_{m=0}^{M^{z+1}}\left[N_m^{z+1,Saha}(T_k)\right]\Big/\sum_{m=0}^{M^z}\left[N_m^{z,Saha}(T_k)\right]=\frac{g_eg^{z+1}}{g^z}\left\{\frac{mT_k}{2\pi\hbar^2}\right\}^{3/2}\exp(J_0^z/T_k), \quad (7)$$

$z=0,1,\ldots,z_{\max}-1, \quad T_k \in \{T_e, T_g\}$.

Населенности возбужденных уровней оценивались через населенности основного состояния N_0^z по известным соотношениям Больцмана:

$$N_m^z = N_0^z \frac{g_m^z}{g_0^z} \exp(-\Delta E_{0m}^z/(kT_k)), \tag{8}$$

где g_e – статистический вес электронов, g^z – статистическая сумма ионов с зарядом z, g_m^z – статистический вес состояния m для ионов с зарядом z.

3. Анализ результатов моделирования

В исследованиях начальное состояние металлического пара моделировалось заданием начальных значений температуры T_0 и плотности ρ_0, близких к значениям температуры и плотности на внешней стороне кнудсеновского слоя [47], соответствующих процессу испарения в вакууме при температуре поверхности алюминия, равной равновесной температуре кипения при нормальных условиях (T_b=2720K=0.234 эв, p=1 бар):

$T_0=0.67T_b, \qquad \rho_0=\rho_s(T_b),$

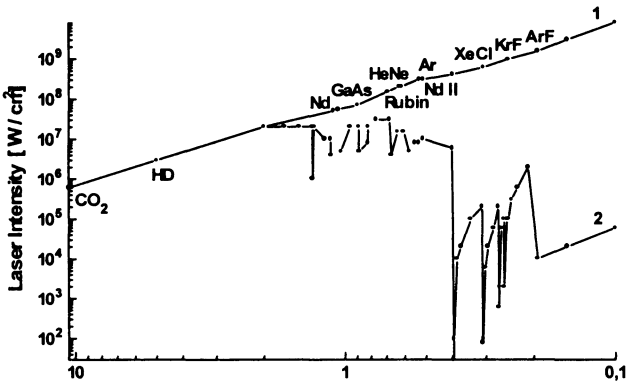
где $\rho_s(T_b)$ – плотность насыщенного пара. Предполагалось, что в начальный момент времени t=0 вещество находится в состоянии термодинамического равновесия, которому соответствуют больцмановское заселение возбужденных состояний, максвелловское распределение электронов по энергиям и зарядовый состав, подчиняющийся соотношениям Саха (7),(8). Этим условиям соответствуют значения:

T_0=0.2 эв, $\qquad N_0^0 = \rho/M$ =6*10^{18} см$^{-3}$, $\qquad N_e^0$ =3*10^{14} см$^{-3}$.

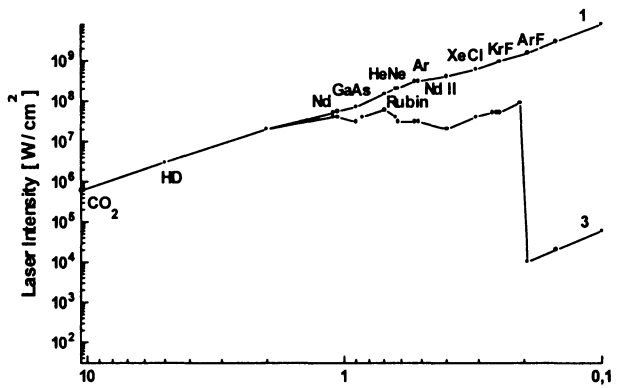
Обобщая экспериментальные и теоретические данные [8]-[22] по оптическому пробою пара различных металлов, отметим, что основные особенности процесса зависит от следующих параметров: интенсивности излучения G, длины волны λ_ℓ, длительности воздействия τ_ℓ и временной формы импульса $f_\ell(t)$. Для уменьшения числа параметров влияния исключим вначале из рассмотрения влияние длительности воздействия τ_ℓ и временной формы f_ℓ (t) импульса. С этой целью рассмотрим воздействие прямоугольного импульса неограниченной во времени длительности. Под неограниченной длительностью подразумевается длительность импульса, намного превышающая характерное время развития пробоя, например, $\tau_\ell \approx (10^{-3} \div 1)$ сек. В этом случае интенсивность лазерного излучения будет равняться его пиковому значению $G(t)= =G_0 f_\ell(t) \equiv G_0$, что позволит определить минимально возможную интенсивность, необходимую для развития пробоя.

Оптический пробой при неограниченном воздействии. Классическая частотная зависимость пороговой интенсивности имеет вид $G^*(\omega_\ell) \sim \omega_\ell^2$ и выполняется в экспериментах примерно до левой границы видимого диапазона $\lambda \approx 0.7$ мкм, что примерно соответствует частоте рубинового лазера с ω_ℓ=4.32·10^{14} с$^{-1}$ (λ_ℓ=0.694 мкм, $\hbar\omega_\ell$ =1.79 эв). В видимом и ультрафиолетовом диапазонах пороговая интенсивность с ростом частоты не только не растет, но и заметно уменьшается [8].

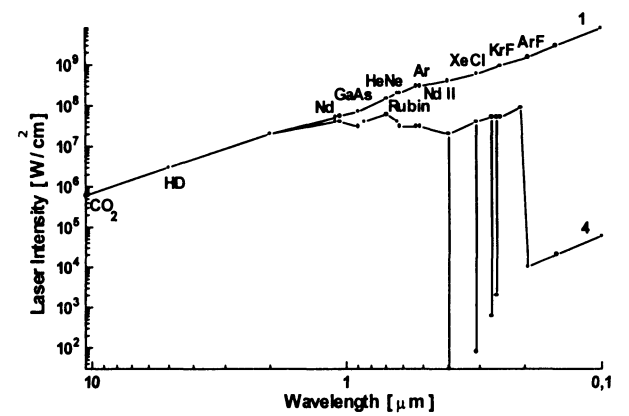
Критерием пробоя в данной работе, согласно [5],[23], считалось начало устойчивого преобладания частоты кулоновских столкновений ν_{ei}, над частотой электрон-нейтральных ν_{en}, т.е. $\nu_{ei}>\nu_{en}$. Интенсивность излучения, при которой выполняется данное неравенство, полагается пороговой $G^*(\omega_\ell)$.



a)



b)



c)

Рис.2. Частотная зависимость пороговой интенсивности $G^*(\omega)$ при: a) полном учете фотопроцессов, b) только фотоионизации, c) резонансного фотовозбуждения.

На рис.2а для сравнения приведены две частотные зависимости пороговой интенсивности, рассчитанные при неограниченной длительности воздействия. Кривая 1 близка к классической зависимости $G^*(\omega_\ell)$. Она соответствует решению математической модели, в которой все фотопроцессы опущены и учитываются только столкновительные переходы и спонтанный распад возбужденных состояний. Кривая 2 получена из решения полной математической модели (1)-(6), учитывающей все фотопроцессы и столкновительные реакции. Кривые совпадают только в ИК области. В остальной части частотного диапазона кривая 2 расположена под кривой 1 и содержит ряд резких провалов, соответствующих последовательному селективному возбуждению электронных переходов. Полученное расположение кривых 1,2 свидетельствует о качественном отличии поведения оптического пробоя в ИК и УФ областях.

Проанализируем и оценим относительную роль столкновительных реакций и фотопроцессов в развитии электронно-ионной лавины во всем рассматриваемом частотном диапазоне. Столкновительное заселение возбужденных состояний происходит в результате неупругих столкновений электронов с атомами и ионами. В заселение каждого уровня вносят вклад прямые переходы из основного состояния, переходы между близкими уровнями и переходы из континуума (тройная рекомбинация). Столкновительное разрушение возбужденных состояний осуществляется процессами ионизации и девозбуждения сверхупругими ударами 2-го рода.

ИК область. Как показало математическое моделирование [5],[6] полное доминирование столкновительных реакций в процессе оптического пробоя наблюдаются в ИК диапазоне частот $\hbar\omega_\ell = 0.12 \div 1.17$ эв, границы которого соответствуют излучению CO_2- и Nd-YAG-лазеров. Основным механизмом развития электронно-ионной лавины в ИК области является ступенчатая ионизация. Пороговое значение $G^*(\omega_\ell)$ для CO_2-лазера при неограниченном воздействии составляет $G^*(\omega_\ell)=6.5*10^5$ вт/см^2, время развития пробоя $t^* \approx 10^{-3}$ сек. Соответственно для Nd-YAG-лазера эти значения составляют: $G^*(\omega_\ell)=6\cdot 10^7$ вт/см^2, $t^* \approx 1.05*10^{-3}$ сек.

Процесс пробоя протекает в условиях сильной термодинамической неравновесности, для которой характерны соотношения:

$$T_e >> T_g, \quad N_e^{Saha}(T_e) < N_e < N_e^{Saha}(T_g), \quad \nu_{ei} \sim \nu_{en}.$$

По окончании стадии оптического пробоя с течением времени система в целом переходит в стационарное термодинамически равновесное плазменное состояние, для которого выполняются соотношения:

$$T_e \approx T_g, \quad N_e = N_i = N_e^{SAHA}(T_g) = N_e^{SAHA}(T_e), \quad \nu_{ei} >> \nu_{en}.$$

УФ область. С ростом частоты увеличивается энергия квантов излучения $\hbar\omega_\ell$ и роль фотопроцессов возрастает. Фотозаселение и фоторазрушение возбужденных состояний становятся заметными, когда энергия лазерного кванта становится сравнимой с энергией перехода ΔE_{nm} или энергией связи J_m. Фотозаселение происходит в результате селективного и нерезонансного фотовозбуждения уширенных уровней лазерным излучением, теплового фотовозбуждения излучением сплошного спектра, а также под влиянием фоторекомбинации, инициируемой лазерным излучением и излучением континуума. Фоторазрушение осуществляется спонтанными радиационными переходами и фотоионизацией в поле лазера и излучения сплошного спектра.

При этом столкновительные реакции и фотопроцессы могут иметь различную направленность. Часть процессов, таких как столкновительное возбуждение электронным ударом и фотовозбуждение носят взаимодополняющий характер. Другие, такие как фотоионизация и ионизация элекронным ударом являются конкурирующими. Так верхние возбужденные состояния опустошаются столкновительной ионизацией, для которой с ростом главного квантового

числа n энергия ионизации уменьшается как $J_n \sim n^{-2}$. Для низко расположенных уровней $n \leq 5$ более эффективен процесс фотоионизации, сечение которой с ростом n уменьшается как $\sigma \sim n^{-5}$.

Энергетический баланс системы в УФ диапазоне в целом характеризуется следующими соотношениями. Энергия лазерного излучения расходуется на фотовозбуждение дискретных уровней и фотоионизационный нагрев свободных электронов. Энергия свободных электронов помимо фотоионизационнного нагрева пополняется энергией сверхупругих столкновений возбужденных атомов с электронами (реакции тушения). Часть энергии свободных электронов расходуется на столкновительное заселение уровней и их последующее опустошение за счет ионизации. Вторая часть энергии посредством упругих соударений переходит в поступательную энергию атомно-ионной подсистемы. В результате сложного обмена энергией между различными подсистемами оптический пробой в УФ области так же, как и в ИК диапазоне, протекает в условиях сильной неравновесности.

Как показали расчеты, наиболее заметное влияние на процесс пробоя в целом оказывают реакции фотовозбуждения (селективное и нерезонансное) и фотоионизация в поле лазера. Взаимодействие этих процессов носит конкурирующий характер. С целью выявления влияний каждой из указанных выше реакций последовательно рассмотрим ситуации, в которых один из процессов отсутствует.

Фотоионизация. Лазерная фотоионизация осуществляется за счет одноквантовых процессов. С ростом частоты ω_ℓ роль ее, казалось бы, должна непрерывно усиливаться. Пока энергия кванта $\hbar\omega_\ell$ невелика за счет фотоионизации опустошаются только верхние уровни, населенности которых невысоки. Соответственно и вклад их в общий процесс ионизации невелик. По мере роста $\hbar\omega_\ell$ фотоионизацией захватываются все более глубокие уровни и, казалось бы, что $G^*(\omega_\ell)$ должна существенно уменьшаться. Однако этого не происходит. Процесс фотоионизации, как и фотовозбуждение, обладает заметной селективностью, которая объясняется сильной зависимостью сечения фотоионизации σ_ϕ от частоты $\sigma_\phi \sim \omega_\ell^{-3}$ и главного квантового числа n, $\sigma_\phi \sim n^{-5}$. Поэтому наиболее эффективно за счет фотоионизации опустошаются нижние уровни, для которых сечения наибольшие, а населенности наиболее высоки. На рис.2b представлена частотная зависимость пороговой интенсивности $G^*(\omega_\ell)$, кривая 3, рассчитанная по модели, в которой из всех фотопроцессов учтена лишь фотоионизация. Зависимость $G^*(\omega_\ell)$ носит немонотонный характер и располагается под кривой 1, соответствующей классической зависимости. Исключение из рассмотрения процессов фотовозбуждения (селективное и нерезонансное) приводит к исчезновению из кривой всех резких провалов, обусловленных резонансным возбуждением дискретных уровней, и образованию двух заметных минимумов. Минимумы соответствуют энергии ионизации атомов из основного (J_0=5.98 эв) и первого возбужденного (J_1=2.84 эв) состояний и составляют соответственно $G^*(\omega_\ell)=10^4$ вт/см^2 и $G^*(\omega_\ell)=2\cdot10^7$ вт/см^2. Так как до начала пробоя наиболее населенным является основное состояние, то на частотной зависимости $G^*(\omega_\ell)$ минимум в области потенциала ионизации J_0 имеет вид резкого провала. Таким образом, в УФ области фотоионизация в поле лазера при неограниченном воздействии оказывается сильно действующим фактором, приводящим к снижению пороговой интенсивности на 1.5÷2 порядка. Исключение представляет фотоионизация из основного состояния, при которой снижение может достигать 5÷6 порядков.

Селективное фотовозбуждение. Селективное фотовозбуждение дискретных уровней играет исключительно важную роль. Включение в рассмотрение селективного возбуждения, при котором частоты электронного перехода (связанно-связанный) ω_{km}^0 и лазерного поля ω_ℓ сов-

падают $\omega^0_{km} = \omega_\ell$, приводит в частотной зависимости $G^*(\omega_\ell)$ к появлению ряда глубоких и узких вертикальных провалов, рис.2c, кривая 4. Наибольшее влияние оказывает резонансное возбуждение первых 4-х переходов. Так резонансное возбуждение первого уровня приводит к снижению пороговой интенсивности до 10^2 вт/см^2, т.е. примерно на порядок больше чем дает вклад фотоионизация основного уровня. Эффективность фотовозбуждения 2-го и 3-го уровней сравнима с результатами фотоионизации атомов из основного состояния. Столь сильное влияние резонансного фотовозбуждения объясняется большой величиной сечения $\sigma^*_{km}(\omega) \sim 10^{-12}$ см^2, что на 5÷6 порядков превышает сечение фотоионизации. и, согласно кривой $G^*(\omega_\ell)$, при неограниченном воздействии может приводить к снижению пороговой интенсивности на 4÷6 порядков.

Нерезонансное фотовозбуждение лазерным излучением. При отсутствии точного резонанса между частотами связанно-связанных переходов $\omega^z_{0,nm}$ и частотой лазерного излучения ω_ℓ, $\omega^z_{0,nm} \neq \omega_\ell$, лазерное излучение, несмотря на высокую степень монохроматичности, благодаря наличию спектральной функции $S_{nm}(\Delta\omega)$, может заметно поглощаться в крыльях линии. В качестве примера, типичного для уширения всех переходов, на рис.3 показана динамика спектральной функции $S_{01}(\Delta\omega)$ для перехода 3p-4s, дающая представление о поведении линии под совместным воздействием механизмов уширения. Эффект уширения линий лежит в основе нерезонансного заселения возбужденных состояний лазерным излучением. Совместное влияние резонансного и нерезонансного фотовозбуждения на частотную зависимость $G^*(\omega_\ell)$ представлено на рис.2a, кривая 2. Их учет в видимом диапазоне приводит к заметному в 2÷10 раз снижению пороговой интенсивности. В УФ диапазоне влияние фотовозбуждения резко усиливается. Снижение пороговых значений интенсивности достигает нескольких порядков.

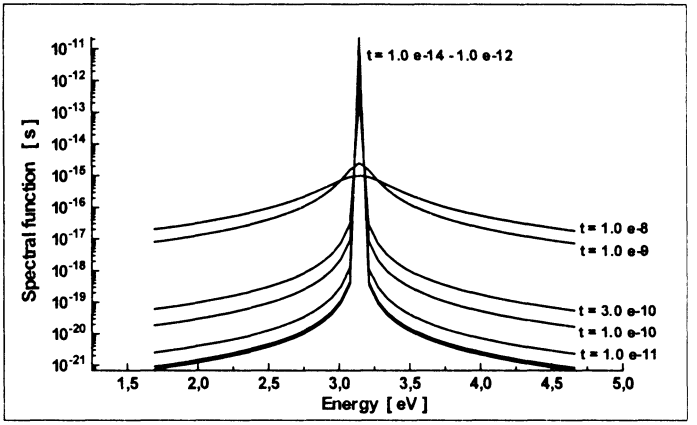
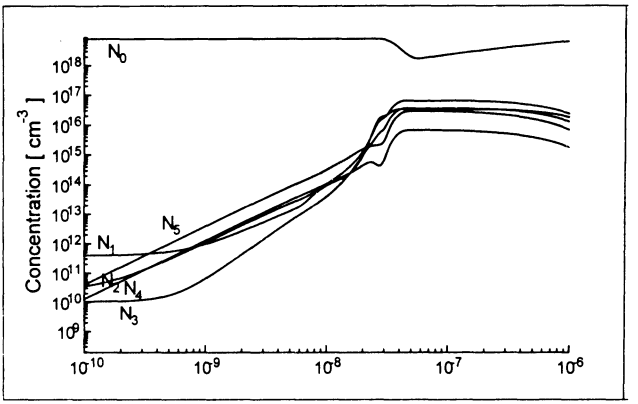
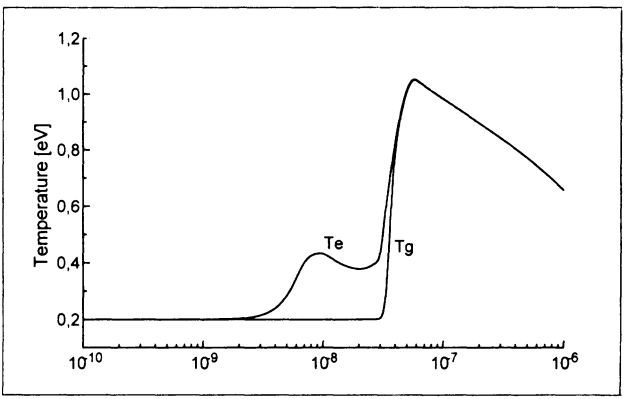


Рис.3. Спектральная функция $S(\omega)$ резонансного перехода 3p-4s в различные моменты времени.

Вклад фотопроцессов от излучения непрерывного спектра оказался несущественным из-за относительно низких температур среды, характерных для оптического пробоя.

Роль фотоионизации в процессе плазмообразования отмечалась неоднократно [11],[21], но влияние фотовозбуждения оставалось не исследованным. Сравнение частотных зависимостей $G^*(\omega_\ell)$, рис.2b, полученных с учетом только фотоионизации, кривая 3, и с учетом всех видов фотовозбуждения, рис.2a, кривая 2, показывает, что в оптическом пробое металлических паров ультрафиолетовым изучением, фотовозбуждение может играть определяющую роль, намного превосходя вклад чистой фотоионизации.





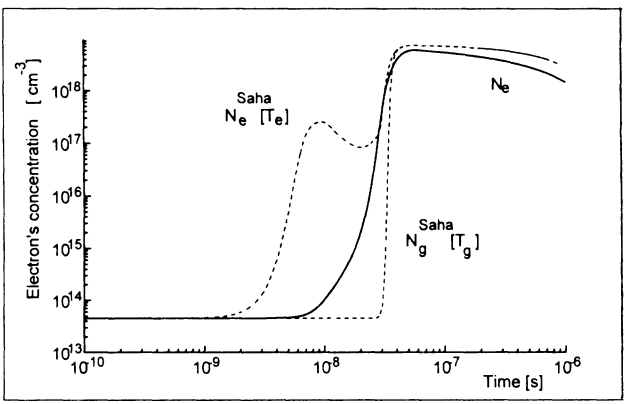


Рис.4. Временные зависимости возбужденных состояний N_j, плотности электронов N_e, и температур T_e и T_g при воздействии лазерного излучения с λ=0.248 μm.

4. Сравнение с экспериментом

В реальных условиях длительность лазерного импульса по времени, как правило, ограничена. Эффекты, связанные с конечной длительностью воздействия и временной формой лазерного импульса, играют большую роль и подлежат обязательному учету, в особенности при

сравнении теоретических и экспериментальных результатов. Разработанная математическая модель (1)–(6) использовалась для моделирования некоторых режимов воздействия близких, к ряду экспериментальных ситуаций, в которых исследовался оптический пробой пара алюминия импульсным лазерным излучением [9]–[11]. Импульсы имели различную длительность, временную форму и длину волны. Сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными должно послужить основным критерием обоснованности используемого теоретического подхода и адекватности математической модели, применяемых к исследованию сложных процессов плазмообразования.

В рассматриваемых экспериментах [9]-[11] отмечается, что процессу плазмообразования вблизи мишени всегда предшествует процесс достаточно интенсивного испарения, и оптический пробой возникает и развивается в испаренном веществе, а не в газовой среде.

В вычислительных экспериментах начальная стадия нагрева мишени и ее последующего испарения в явном виде не рассматривается, а моделируется заданием начальных данных, соответствующих параметрам развитого испарения алюминия:

$$T_0=0.2 \text{ эв}, \qquad N_0^0 = \rho_0 / M = 6*10^{18} \text{ см}^{-3}, \qquad N_e^0 = 3*10^{14} \text{ см}^{-3}.$$

Тем самым при математическом моделировании начало лазерного воздействия оказывается сдвинутым вперед на отрезок времени, необходимый для нагрева и установления стадии развитого испарения. При сравнении теоретических результатов с экспериментальными этот сдвиг необходимо учитывать, поэтому удовлетворительным совпадением полагались ситуации, в которых расчетные значения пороговой интенсивности и времени плазмообразования не превышали экспериментальные.

В экспериментальных ситуациях по импульсному воздействию излучения эксимерных лазеров на алюминиевую мишень [9],[10] и [11] лазерные импульсы имели различные длины волн: λ_ℓ=0.248 μm и λ_ℓ=0.355 μm и длительность воздействия: τ_ℓ=60 нс, τ_ℓ=0.75 μс.

Эксперимент 1. В [9], [10] экспериментально исследовалось воздействие импульсного излучение *KrF*-лазера ($\hbar\omega_\ell$=4.99 эв, λ_ℓ=0.248μm) наносекундной длительности на алюминиевую мишень. Лазерный импульс с длительностью по основанию 60 нс имел трапецевидную форму с возрастающим фронтом 10 нс, ниспадающим 15 нс и шириной на полувысоте 30 нс. Интенсивность импульса варьировалась в пределах $G_0=(0.6\div1.7)10^8$ вт/см^2. В экспериментах фиксировалась сложная структура газодинамического течения, составными частями которого являлись расширяющаяся плазма в испаренном веществе и ударная волна в воздухе.

Математическое моделирование при заданных форме и длительности импульса показало, что пороговая интенсивность излучения составляет $G_0^*=2*10^7$ вт/см^2, а время оптического пробоя не превышает $\tau^*\leq30$ нс. Учитывая отсутствие затрат энергии на начальную стадию нагрева и испарения, полученные результаты можно считать неплохим совпадением с экспериментом. Особенности развития электронно-ионной лавины можно охарактеризовать с помощью кинетики заселенностей уровней N_j, изменения концентрации и температуры свободных электронов N_e и T_e, рис.4. Распределение возбужденных состояний N_j показывает, что для лазерного излучения с $\hbar\omega_\ell$=5 эв резонансное поглощение не наблюдается, поскольку в квантовой структуре атома алюминия отсутствуют переходы с энергией $\Delta E_{nm}=\hbar\omega_\ell$. Однако *ударное уширение* перехода 3p-4d, приводит к эффективному лазерному фотовозбуждению уровня 4d (концентрация N_5). За счет столкновительного перераспределения между возбужденными состояниями 5p-4d и 5s-5p повышаются концентрации N_4,N_6 уровней 5s, 5p. Фотоионизация этих уровней на первом этапе вызывает дополнительный фотоионизационный разогрев свободных электронов до температуры 0.4 эв. Это приводит к усилению столкновительного возбуждения всех уровней, среди которых наиболее заметную роль играет увеличение концентраций N_1 и N_3. После наступает быстрая фаза столкновительной ионизации возбужденных состояний и

быстрый рост концентрации N_e и температуры T_e. К моменту $3*10^{-8}$ с величины N_e и T_e достигают своих максимальных значений: $N_e \approx 5*10^{18}$ см$^{-3}$, $T_e \approx 1.05$ эв, и этап формирования плазменного образования на этом завершается.

Эксперимент 2. В экспериментальной работе [11] рассматривалось воздействие на алюминиевую мишень излучения эксимерного *XeF*- лазера микросекундной длительности с $\hbar\omega_\ell = 3.5$ эв, $\lambda_\ell = 0.355$ μm и максимальной интенсивностью $G_0 = 1.8*10^8$ вт/см^2 . Измеренная интенсивность плазмообразования находилась в интервале $G^* \approx 6*10^7 \div 1.8*10^8$ вт/см^2. Время плазмообразования составляло: при $G^* = 8*10^7$ вт/см^2 – $\tau^* \approx 300$ нс и при $G^* = 1.8*10^8$ вт/см^2 – $\tau^* \approx 150$ нс. При моделировании временной ход лазерного импульса аппроксимировался несимметричной трапецевидной формой с передним возрастающим фронтом – 0.15 μс, верхним основанием – 0.25 μc , нижним – 0.5 μс и ниспадающим задним фронтом –0.1 μc [11].

Расчеты показали, что пороговая интенсивность равняется $G_0 = 5*10^6$ вт/см^2, а время пробоя составляет $\tau^* \approx 300$ нс. Эволюция основных процессов представлена на рис. 5. Отличительной особенностью для данного воздействия является то, что в квантовой структуре атома алюминия имеется всего один переход 3p-4s, энергия которого $\Delta E_{01} = 3.14$ эв близка к энергии кванта лазерного излучения $\hbar\omega_\ell = 3.5$ эв. Благодаря *столкновительному уширению,* данный уровень интенсивно фото заселяется лазерным излучением (концентрация N_1). За счет столкновительного перераспределения возбуждение передается на уровень 4p, что приводит к заметному росту концентрации N_3. Из-за относительно большой разности энергий $\hbar\omega_\ell - \Delta E_{01} = 0.36$ эв фотовозбуждение уровня 4s имеет сравнительно невысокую скорость и с течением времени заметной становится его фотоионизация. Тем не менее в конечном результате заселенность уровня сильно отличается от больцмановского распределения в сторону превышения. Остальные возбужденные состояния, ионизуются в основном в результате столкновений с электронами. Формирование плазменного образования заканчивается к моменту $t \approx 300$ нс с параметрами $N_e \approx 5*10^{18}$ см$^{-3}$, $T_e \approx 1.07$ эв.

Таким образом, при различной длительности воздействия и различных длинах волн математическое моделирование показало обнадеживающие результаты. Как в наносекундном, так и в микросекундном диапазоне воздействия значения пороговой интенсивности оказались в несколько (3-5) раз ниже экспериментальных, а время пробоя τ^* значительно короче длительности лазерного импульса $\tau^* < \tau_e$. С учетом приближенного задания начальной стадии, полученные результаты обладают достаточным запасом по интенсивности и длительности воздействия для корректного учета стадии начального нагрева и испарения мишени. Математическое моделирование показало также, что развитие оптического пробоя в УФ области протекает по значительно более сложному сценарию, чем в ИК диапазоне. Расчеты показали, что для обеих длин волн определяющую роль во взаимодействии лазерного излучения с атомами алюминия играют реакции нерезонансного фотовозбуждения и фотоионизации.

5. Заключение

Разработана нестационарная кинетическая столкновительно-радиационная модель оптического пробоя металлического пара, учитывающая неравновесный лазерный нагрев, ступенчатую столкновительную ионизацию и фотопроцессы в поле лазера и континуума: фотоионизацию, резонансное и нерезонансное фотовозбуждение атомов.

С помощью кинетической модели определена теоретическая зависимость от частоты пороговой интенсивности излучения $G^*(\omega_\ell)$ оптического пробоя пара алюминия, которая существенно отличается от классической и качественно согласуется с экспериментальными данными.

Определены и проанализированы основные механизмы неравновесной ионизации в ультрафиолетовом диапазоне излучения. Моделирование показало, что в УФ спектре развитие

электронно-ионной лавины протекает намного более сложным путем по сравнению с ИК областью. В УФ области кванты энергии лазерного излучения становятся сравнимыми с энергией возбуждения уровней и потенциалами ионизации возбужденных состояний, что предопределяет доминирующую роль фотопроцессов.

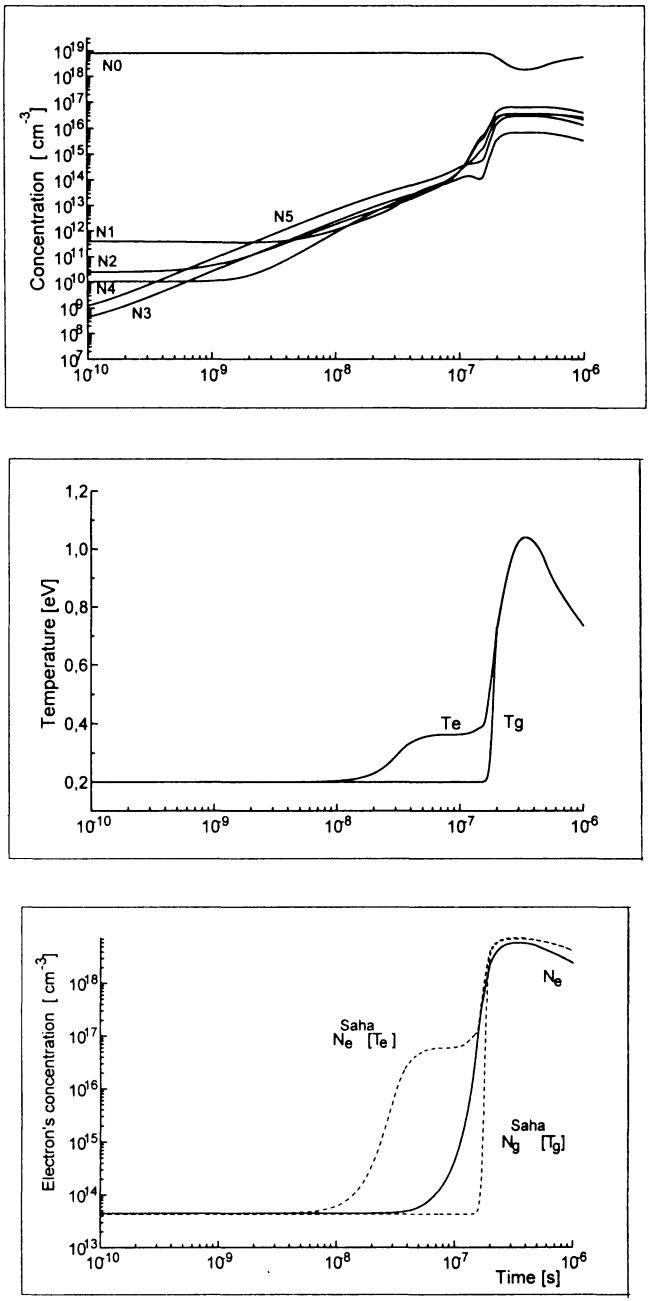


Рис.5. Временные зависимости возбужденных состояний N_j, плотности электронов N_e, и температур T_e и T_g при воздействии лазерного излучения с λ=0.355 μm.

Установлен вклад каждого из фотопроцессов. Резонансное фотовозбуждение приводит к самому сильному снижению пороговой интенсивности на 5-6 порядков, но его вклад существен только при точном совпадении энергии перехода с энергией лазерного кванта $\Delta E_m=\hbar\omega_\ell$. Нерезонансное фотовозбуждение основано на столкновительном уширении уровней и описывается спектральной функцией $S(\Delta\omega)$. Его учет приводит к снижению пороговой интенсивности на 3-4 порядка. Так как в атомах металлов уровни электронного возбуждения расположены близко друг от друга эффект нерезонансного фотовозбуждения действует в широком спектральном диапазоне. Фотоионизация возбужденных состояний приводит к снижению пороговой интенсивности на 1-2 порядка, за исключением фотоионизации основного состояния ($\hbar\omega_\ell=J_0$), при котором вклад фотоионизации становится сравнимым с резонансным фотовоэбуждением.

Количественное сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными по оптическому пробою пара алюминия излучением эксимерных лазеров с λ_ℓ=0.248 μm и λ_ℓ= =0.355 μm в наносекундном диапазоне и микросекундном диапазоне воздействия показало хорошее совпадение. Теоретические значения пороговой интенсивности оказались в 3-5 раз ниже экспериментальных, а время пробоя в 1.5–2.5 раза короче длительности лазерных импульсов. Такое соотношение, с учетом отсутствия в расчетах стадии нагрева и испарения мишени, создает необходимые предпосылки для более точного совпадения результатов в случае включения в рассмотрение начальных стадий процесса.

Полное описание лазерного воздействия на конденсированные среды возможно выполнить только в рамках сопряженной задачи, в которой разработанная кинетическая модель будет одной из составляющих полной математической модели.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *W.W.Duley.* UV Lasers: effects and applications in materials science. Cambridge University Press, 1996.
2. *M.Humphries, H.J.Kahbert, K.Pippert.* The eximer laser on its way to industrial application. Laser in manufacture. Ed. ву M.M. Steen, London, Springer, 1987, p.200.
3. *L.Berthe, R.Fabbro, P. Peyre and E.Bartnicki* / J. Appl. Phys., 1999, v.85, p.7552.
4. *R.Fabbro, P.Peyre, L.Berthe, A.Sollier and E. Bartnicki* / SPIE Proc., 2000, v.155, p. 3888.
5. *V.I.Mazhukin, I.V.Gusev, I.Smurov, G.Flamant.* Laser-Induced Breakdown of Metal Vapor / Microchemical Journal, 1994, v.50, p. 413-433.
6. *V.I.Mazhukin, V.V.Nossov, I.Smurov, G.Flamant* / Analysis of nonequilibrium phenomena during interaction of laser radiation with metal vapors / Surveys on Mathematics for Industry, 2001, v.10, №1, p.45-82
7. *Ja.B.Zel'dovich, Yu.P.Raizer.* Physics of shock waves and high-temperature gas dynamic phenomena. –M.; Science, 1966.
8. *Yu.P.Raizer.* Физика газового разряда. –М.; Наука, 1987.
9. *H.Schittenhelm, G.Callies, P.Berger, H.Hügel.* Investigations of extinction coefficients during excimer laser ablation and their interpretation in terms of Rayleigh scattering / J. Phys. D: Appl.Phys., 1996, v.29, p. 1564–1575.
10. *H.Schittenhelm, G.Callies, P.Berger, H.Hügel.* Time-resolved interferometric investigations of the KrF – laser – induced interaction zone / Appl.Surface Science, 1997, v.109/110, p.494–497.
11. *D.I.Rosen, J.Mitteldorf, G.Kothandaraman, A.N.Pirri, E.R.Pugh.* Coupling of pulsed 0.35 μm laser radiation to aluminum alloys / J.Appl.Phys., 1982, v.53, p.3190.
12. *В.П.Агеев, А.А.Горбунов, В.И.Конов, Д.С.Луковников, С.В.Мельченко, А.М.Прохоров, В.Ф.Тарасенко.* Нагрев металлов наносекундными импульсами излучения *XeF*-лазера с образованием приповерхностной плазмы. Квантовая электроника, 1983, т.10, №7, с.1466-1469
13. *В.П.Агеев, А.А.Горбунов, В.П.Данилов, В.И.Конов, П.И.Никитин, А.М.Прохоров.* Пороговые условия плазмообразования при воздействии на твердые мишени импульсного УФ излучения / Квантовая электроника, 1983, т.10, №12, с.2451-2456.
14. *Е.О.Данилов, В.А.Данилычев, В.А.Долгих, В.Д.Зворыкин, М.Е.Земсков, О.М.Керимов, Г.Е.Метревели, Г.Ю.Таманян.* Структура поверхности мишеней и начальная стадия испарения под действием импуль-

сов излучения *KrF*-лазера / Квантовая электроника, 1988, т.15, №12, с.2560-2567.

15. *Е.О.Данилов, В.А.Данилычев, В.А.Долгих, В.Д.Зворыкин, М.Е.Земсков, О.М.Керимов, Г.Е.Метревели, Г.Ю.Таманян.* Испарение мишеней и формирование волн поглощения в воздухе под действием УФ лазерного излучения / Квантовая электроника, 1988, т.15, №12, с. 2568-2577
16. *G.M.Weyl, D.I.Rosen.* Laser - inducted break - down in argon at 0.35 μm: Theory and experiment / Phys. Rev. A., 1985, v.31, № 4, p. 2300-2313.
17. *K.Kadawa, S.Yokoi, S.Nakajima.* Metal plasma inducted by the bombardment of 308 nm eximer and 585 dye laser pulses at low pressure / Opt. Commun., 1983, v.45, № 4, p. 261-265.
18. *G.Weyl, A.Pirri, R.Root.* Laser Ignition of Plasma off Aluminium Surfaces. AIAAJ, 1981, v.10, №4, p.460 -469.
19. *D.I. Rosen, D.E. Hastings, G.M. Weyl* / J. App. Phys., 1982, v.53, p.5882.
20. *A.N. Pirri, R.G. Root, P.K.S. Wu.* Plasma Energy Transfer to Metal Surfaces Irradiated by Pulsed Lasers. AIAA J., 1978, v.16, №12, p.1296-1304.
21. *A.M.Popov* / Журн. Техн.физики, 1982, т.52, с.2105.
22. *M.Ignatavichus, E.Kazakiavichus, G.Orshevsky, V.Danunas.* Kvantovaia elektronika, 1991, v.18, №11, p.1325-1328
23. *M.Mitchner, C.H.Kruger.* Partially Ionized Gases / Wiley, New York, 1973.
24. *W.J.Wiese, M.W.Smith, B.M.Miles* Transition probabilities / Washington, NBS, 1969, v.2.
25. *C.W. Allen.* Astrophysical quantities / University of London, The Athlone Press, 1973.
26. *H.Van Regemorter.* Rate of collisional excitation in stellear atmospheres / Astrophys. J., 1962, v.132, p.906.
27. *R. Mewe.* Astronomy & Astrophysics, 1972, v.20, p.256-277
28. *W.Lotz.* Electron–impact ionization cross - section for atoms up to z=108 / Zs. Physic, 1970, v.232, p.101.
29. *W.Lotz.* Astrophys. J. Suppl., 1967, v.14, p.207-214.
30. *A.Burgess, M.J.Seaton* / Rev. Mod. Phys., 1958, v.30, №3, p.992-993.
31. *A.Burgess, M.J.Seaton.* Monthly Notces Roy / Astron. Soc., 1960, v.120, p.121.
32. *В.И.Держиев, А.Г.Жидков, С.И.Яковленко.* Излучение ионов в неравновесной плотной плазме. –М.; Энергоатомиздат, 1986, с.159.
33. *С.И.Яковленко.* Радиационно-столкновительные явления. –М.; Энергоатомиздат, 1984, с.209.
34. *H.R.Griem.* Plasma Spectroscopy / Ed. by McCraw - Hill, New York, 1964.
35. *Л.А. Вайнштейн, И.И. Собельман, Е.А. Юков.* Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. -М:, Наука, 1979.
36. Western Illinois University. v.1, 1971, New York / Ed. by M. Venugopalan.
37. *В.Вейскопф.* Ширина спектральных линий в газах / Усп. физ. наук, 1933, т.13, вып.4, с.552-592
38. Plasma diagnostics. Ed. By W.Lochte-Holtgreven, Kiel Univ., N-H Publishing Amsterdam, 1968, p.57-107.
39. *Л.М.Биберман, Г.Э.Норман.* Непрерывные спектры атомарных газов и плазмы / Усп. физ. наук, 1967, т.91, вып.4, с.193-246
40. *C.W.Gear.* The numerical integration of ordinary differential equations / Math. Comp., 1967, v.21, p.146-156.
41. *C.D.Byrne, A.C. Hindmarsh.* Stiff ODE Solvers: A Review of Current and Coming Attractions / J. Comp. Phys., 1987, v.70, p.1-62.
42. *E.Hairer, S.P.Norsett, G.Wanner.* Solving Ordinary Differential Equation (1). Nonstiff Problems. Berlin, Springer, Verlag, 1989.
43. *E.Hairer, S.P.Norsett, G.Wanner.* Solving Ordinary Differential Equation (2). Stiff Problems. Berlin, Springer, Verlag, 1991.
44. *C.W.Gear.* DIFSUB for Solution of Ordinary Differential Equations. Com. Assoc. Comput. Machinery, v.14, №3, p.185-190.
45. *A.C.Hindmarsh, C.D.Byrne.* Applications of EPISOD. An Experimental Package for the Integration of Systems of Ordinary Differential Equations. In Numerical Methods for Differential Systems / Eds., L. Lapidus, W.E. Schiesser, Academic Press, 1976, p.147-166.
46. *A.C.Hindmarsh.* LSODE and LSODI. Two New Initial Value ODE Solvers. ACM - SIGNUM Newsletter, 1980, v.15, №4, p.10-11.
47. *C.J.Knight.* Theoretical modelling of rapid surface vaporisation with back pressure / AIAA J., 1979, v.17, №5, p.519-523.

Поступила в редакцию 10.04.01