# КИНЕТИКА ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ ПАРА АЛЮМИНИЯ В ШИРОКОМ ЧАСТОТНОМ ДИАПАЗОНЕ. СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ПРОБЛЕМЫ

# © В.И.Мажукин, М.В. Мажукин<sup>1</sup>, П. Бергер<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт математического моделирования РАН, Москва

<sup>2</sup> Institut für Strahlwerkzeuge, Universität Stuttgart, Pfaffenwaldring 43, 70586 Stuttgart, Germany

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 04-01-00701

Рассмотрен оптический пробой пара алюминия и определена спектральная зависимость пороговой интенсивности лазерного излучения  $G^*(\omega_l)$  в диапазоне волн  $\lambda_l = 10 \div 0,1$  мкм. Определены основные механизмы пробоя в ИК, видимом и УФ диапазонах излучения, как для неограниченной, так и для конечной длительности воздействия.

Для математического моделирования разработана полная столкновительно-радиационная модель, описывающая кинетику неравновесной ионизации атомов и ионов металлов лазерным излучением. Кинетическая модель включает в себя столкновительные реакции: электронное возбуждение и девозбуждение, каскадную ионизацию и рекомбинацию, спонтанный распад возбужденных состояний, а также фотопроцессы: фотовозбуждение и девозбуждение, фотоионизацию и фоторекомбинацию в поле лазера и континуального излучения. Это позволяет предлагаемую модель использовать для исследования оптического пробоя пара металлов в широком спектральном диапазоне воздействующего излучения.

Выполнено последовательное сравнение результатов моделирования, полученных для различных режимов воздействия на алюминиевую мишень, с результатами экспериментальных исследований, выполненных различными авторами в различное время. Сравнение позволило получить приемлемое количественное совпадение результатов, а также выявить доминирование различных механизмов плазмообразования при различных режимах воздействия, отличающихся в основном длительностью, интенсивностью и длиной волны лазерных импульсов излучения.

## KINETICS OF OPTICAL BREAKDOWN OF ALUMINUM VAPOR IN WIDE FREQUENCY RANGE

V.I. Mazhukin<sup>1</sup>, M.V.Mazhukin<sup>1</sup>, P.Berger<sup>2</sup>

 <sup>1</sup>Institute of Mathematical Modeling, Russian Academy of Sciences, Miusskaya sq. 4A, 125047, Moscow, Russia
 <sup>2</sup>Institut für Strahlwerkzeuge, Universität Stuttgart, Pfaffenwaldring 43, 70586 Stuttgart, Germany

Complete collisional-radiative model describing the kinetics of nonequilibrium ionization of atoms and ions of metal by laser irradiation was developed. The kinetics model include collisional reactions: electron excitation and deexcitation, cascade ionization and recombination, spontaneous decay of excited states and also photo processes: photoexcitation and deexcitation, photoionization and photorecombination in the laser field and continued irradiation. It allows to use suggesting model for the investigation of optical breakdown of metal vapors in wide spectral range of acting irradiation.

Optical breakdown of aluminum vapor was considered and spectral dependence of threshold intensity of laser irradiation  $G^*(\omega_l)$  in the wave range  $\lambda_l = 10 \div 0, 1 \mu m$  was defined. Primary mechanisms of the breakdown in IR, visible and UF ranges of the irradiation under unlimited act duration were defined.

#### І. Введение

Проблема взаимодействия мощных потоков лазерного излучения с веществом охватывает широкий круг вопросов, включающих энерговыделение в среде, её нагрев, фазовые превращения и ионизацию. Как правило, эти процессы сопровождаются газодинамическими явлениями в испаренном веществе и образующейся плазме. Развитие плазмы, в свою очередь, тесно связано с процессами неравновесной кинетики, и переноса лазерного и собственного излучения в линейчатом и сплошном спектре. Вопросы кинетики плазмообразования и динамики формирования плазменных факелов продолжают играть центральную роль в изучении воздействия лазерного излучения на конденсированные среды, поскольку образование плазмы вблизи облучаемых поверхностей качественно меняет характер теплового и механического воздействия лазерного излучения на мишень. По этой причине определение пороговых условий зарождения плазмы является важным аспектом для ряда возможных технологических приложений лазеров.

Пороговая интенсивность лазерного излучения  $G^*$  снижается вблизи поверхности твердого тела на 3–4 порядка [1]–[3]. К настоящему времени предложен ряд механизмов пробоя [4]– [15], приводящих к снижению пороговых значений интенсивности и, обуславливающих возникновение плазмы при столь низких значениях  $G^*$ . Одной из наиболее часто встречающихся проблем, связанных с действием мощных лазерных импульсов на твердотельные мишени, является проблема определения зарядового состава образующейся плазмы, интенсивности и спектрального распределения её излучения. В общем случае определение зарядового состава и спектрального распределения излучения представляет собой непростую задачу, поскольку лазерная плазма характеризуется, как правило, отсутствием локального термодинамического равновесия и произвольной оптической толщиной.

Коренным отличием лазерной плазмы от плазмы, создаваемой другими источниками энергии, является зависимость процессов от длины волны источника, т.е. лазера. Применяемые в настоящее время лазеры охватывают диапазон от инфракрасной (ИК) области (CO<sub>2</sub>-лазер) до ультрафиолетовой (УФ, ArF-лазер):  $\lambda$ =10,6 ÷ 0,193 мкм. В столь широком частотном диапазоне происходит как смена механизмов передачи энергии излучения веществу, так и смена механизмов формирования лазерно-плазменного факела. Так в ИК-области основным механизмом поглощения излучения CO<sub>2</sub> и Nd-YAG-лазеров является обратный тормозной эффект, благодаря которому поглощение квантов свободными электронами происходит при столкновении их с атомами и ионами. В видимой и УФ области взаимодействие лазерного излучения со средой тесно связано с фотопроцессами: фотовозбуждением и фотоионизацией. На сегодняшний день наиболее хорошо изучено воздействие лазеров ИК диапазона (CO<sub>2</sub>, Nd-YAG-лазеры) на различные материалы в диапазоне интенсивности  $G = 10^6 \div 10^9$  Вт/см<sup>2</sup> и длительности  $\tau_{\ell} = 10^{-3} \div 10^{-8} c [1]-[6].$ 

Процесс импульсного лазерного испарения с образованием плазмы в испаренном веществе представляет собой сложное многоплановое явление. Его последовательное описание может быть выполнено только в рамках сопряженной модели, учитывающей одновременно неравновесные процессы нагрева и ионизации в конденсированной и газовой средах. Поэтому отдельные аспекты этой сложной проблемы целесообразно выделить для самостоятельного исследования. В свою очередь эволюцию лазерной плазмы условно можно разделить на несколько характерных этапов [6], состоящих из:

а) начальной стадии зарождения плазмы – оптического пробоя;

b) газодинамической стадии, характеризующейся распространением плазменных образований, с сильным поглощением лазерного излучения;

с) финальной стадии, характеризующей инерциальный разлет плазмы после окончания лазерного импульса.

В данной работе рассматривается только начальная стадия зарождения плазмы – оптический пробой в металлическом паре (алюминия) в широком диапазоне волн  $\lambda_{\ell} = 10,6 \div 0,1$ мкм, что соответствует  $\hbar \omega_{\ell} = 0,12 \div 10$  эВ. Выбор в качестве объекта исследования начальной стадии обусловлен следующими соображениями. Многочисленные исследования по импульсному лазерному воздействию [2], [4], [7]–[10] показали, что процессу плазмообразования вблизи мишени предшествует процесс достаточно интенсивного испарения. При не слишком высоких интенсивностях, оптический пробой, как правило, развивается в испаренном веществе, а не в газовой среде. Пороги образования плазмы при этом оказываются на 3÷5 порядков ниже порога оптического пробоя газа в отсутствие мишени. Оптический пробой пара представляет собой начало перехода газообразной среды в качественно новое плазменное состояние. В исходном состоянии частично ионизованного газа пар имеет низкую оптическую плотность, прозрачен для лазерного излучения и характеризуется выполнением следующего соотношения для частот электрон-нейтральных  $v_{en}$  и электрон-ионных  $v_{ei}$  столкновений:  $V_{en} \ll V_{ei}$ . В плазменном состоянии, пар непрозрачен для лазерного излучения и для частот столкновений выполняется обратное соотношение:  $V_{en} >> V_{ei}$ . Процесс перехода из одного состояния в другое носит неравновесный характер, т.е. развитие электронно-ионной лавины протекает в условиях отсутствия локально-термодинамического равновесия. Механизмы оптического пробоя изучены пока не достаточно полно. Имеется ряд проблем, требующих дальнейших исследований. Одной из таких проблем является частотная зависимость оптического пробоя. Из экспериментальных исследований [11]–[14] известно, что значения пороговой интенсивности  $G^*$  сильно зависят от частоты излучения 🗤. Классическая теория [15], предсказывает квадратичную зависимость роста пороговых значений интенсивности от частоты  $G^* \sim \omega_\ell^2$ . Экспериментальные исследования обнаружили значительное отклонение пороговых значений  $G^*$  в видимом и УФ – частотном диапазонах. Выполнение классической частотной зависимости в экспериментах наблюдается вплоть до  $\omega_{\ell} < 4.5*10^{14} \text{ c}^{-1}$ , что, примерно, соответствует частоте излучения рубинового лазера ( πω<sub>ℓ</sub> = 1.79 эВ ). Дальнейшее повышение частоты излучения приводит к значительному снижению пороговых значений интенсивности. Полученные результаты указывают на смену механизма пробоя в названных диапазонах.

Освоение УФ – диапазона, во многом связанное с интенсивной разработкой и успешным применением эксимерных лазеров [16], сопряжено с появлением ряда новых явлений по сравнению с ИК – диапазоном, приводящих к изменению характера взаимодействия излучения с веществом. Связаны они в основном с тем, что в УФ – диапазоне величина лазерного кванта энергии  $\hbar \omega_{\ell}$  становится сравнимой с энергией возбуждения  $\Delta E_m$  электронных состояний и потенциалом их ионизации  $J_m$ . Тем самым, во взаимодействии, в частности, излучения эксимерных лазеров с веществом, важную роль начинают играть процессы селективного возбуждения и лазерной ионизации атомов и ионов. На практике селективное возбуждение можно реализовать с помощью лазерного излучения с плавно меняющейся частотой, когда квантовая система (атом или ион) переводится из основного состояния практически в любое возбужденное электронное состояние – двухступенчатый процесс – с предельным разрешением порядка естественной ширины линии. В зависимости от частоты излучения, возможным становится и трехступенчатый процесс – с предельным разрешением порядка естественной ширины линии. В селективное возбуждение квантовой системы с ее последующей ионизацией лазерным излучения квантовой системы с ее последующей ионизацией лазерным излучения в зависимости от частоты излучения, возможным становится и трехступенчатый процесс – квантовой системы с ее последующей ионизацией лазерным излучением. В селективное возбуждение квантовой системы с не последующей ионизацией лазерным излучением. В селективном воздействии интерес представляет не только точное совпадение квантовой системы с ее последующей ионизацией лазерным излучением.

рассогласования.

Полное описание всех стадий развития лазерной плазмы можно выполнить в рамках неравновесной радиационной газовой динамики, включающей в рассмотрение процессы микро- и макро-уровня. Математическую основу неравновесной радиационной газовой динамики составляют несколько математических блоков, основными из которых являются нелинейные системы уравнений столкновительно – радиационной кинетики, радиационного переноса в линейчатом и непрерывном спектрах, баланса энергии и газовой динамики. Основным затруднением в развитии неравновесной радиационной газовой динамики является отсутствие кинетических столкновительно-радиационных моделей, пригодных для описания неравновесных явлений микро уровня в широком частотном диапазоне.

С другой стороны, для описания кинетики оптического пробоя в ряде случаев достаточно использования соответствующей столкновительно-радиационной модели, дополненной уравнениями баланса энергии. Развитие макропроцессов, связанных с переносом излучения и вещества пара, начинаются значительно позже, когда система начинает приближаться к локальнотермодинамическому равновесию и, на первой стадии пробоя, ими можно пренебречь. Тем самым математическая формулировка проблемы значительно упрощается, а пороговые условия плазмообразования и его характерное время, столь необходимые для практических целей, можно определить с достаточной степенью точности.

Основной целью данной работы является теоретический анализ оптического пробоя пара алюминия в широком частотном диапазоне ( $\lambda_{\ell} = 10,6 \div 0,193$  мкм) и сравнение теоретических результатов с экспериментальными данными. Глава II посвящена разработке кинетической модели для многоуровневой системы, типичной для электронного строения атомов и ионов металлов, математической постановке задачи, моделированию и детальному анализу неравновесной каскадной ионизации паров алюминия, как при неограниченной, так и конечной длительности лазерного импульса.

Сопоставление теоретических представлений с экспериментальными данными сопряжено с рядом трудностей, связанных с многопараметричностью и многофакторностью проблемы. Главы III, IV посвящены моделированию ряда ситуаций, близких к экспериментальным в милли-, микро- и наносекундном диапазонах лазерного воздействия. Определяются и сравниваются с экспериментальными данными пороговые значения интенсивности излучения и времена пробоя при различных длительностях импульса и длинах волн лазерного излучения.

#### **II.** Теория

В плане фундаментальных исследований явление оптического пробоя связано с общими проблемами эволюции сильно неравновесных систем, возникающих при взаимодействии концентрированных потоков энергии с веществом. Одной из центральных проблем, по которым до сих пор нет однозначного мнения, является процесс установления локального термодинамического равновесия в лазерном факеле. Во время действия лазерного импульса из-за поглощения электронами электромагнитного излучения и существенного различия масс электронов m и "тяжелых" частиц (ионов и нейтральных атомов) M возникает отрыв температуры  $T_e$  от температуры атомов и ионов  $T_g$ . Так, если состояние термодинамически равновесной плазмы полностью определяется ее температурой T и плотностью  $\rho$ , а зарядовый состав соответствует Саха-Больцмановскому распределению [17], то в случае нарушения локального термодинамического равновесия, образующаяся плазма оказывается ионизационно неравновесной, и её поведение определяется совокупностью кинетических, радиационных и газодинамических процессов. Основные проблемы в подобных ситуациях связаны, как правило, с определением зарядового состава и излучательных характеристик вещества, корректное рассмотрение которых требует учета кинетики ионизационно - рекомбинационных процессов. Исследование механизмов пробоя их взаимодействия и смены приводит к необходимости рассмотрения кинетики заселения во многоуровневых системах, для расчета которых необходимы соответствующие кинетические модели.

#### А. Постановка задачи и кинетические процессы

На испаренное вещество с температурой  $T_0$  и плотностью  $\rho_0$ , падает лазерное излучение интенсивности  $G = G_0 * f(t)$  с длиной волны  $\lambda_t$  и временной формой импульса 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 оказывается достаточной для начала поглощения лазерного излучения. Поглощение лазерного излучения вызывает дополнительный разогрев среды и увеличение оптической толщины, что, в конечном итоге, приводит к лавинообразной ионизации испаренного вещества. Моменту начала оптического пробоя соответствует соотношение частот столкновений  $v_{en} \approx v_{ei}$ . 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, длительности, временного хода импульса и частоты падающего излучения.



Рис.1. Схема столкновительных переходов в атоме алюминия.

Предполагается, что пар изначально находится в равновесном состоянии. Его начальные концентрации электронов и ионов в основном и возбужденных состояниях могут быть определены из уравнений Саха-Больцмана. Исходные значения температуры  $T_0$  и плотности  $\rho_0$  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 подобными  $T_0$  и  $\rho_0$  соответствует состояние частично ионизованного газа с невысокой степенью ионизации  $\alpha = N_e/N_0 \ll 1 \approx (10^{-5} \div 10^{-4})$ . В дальнейшем, при достаточной интенсивности излучения, в результате обратного тормозного эффекта или фотоионизационного разогрева свободных элек-

тронов в металлическом паре могут реализовываться условия, достаточные для развития лавинной ионизации, т.е. оптического пробоя. Плазме оптического пробоя обычно соответствует степень ионизации  $\alpha \ge (10^{-2} \div 1)$ .

В данной работе, в качестве испаренного вещества рассматривается пар алюминия. На рис.1–3 представлены основные столкновительные и радиационные переходы в нейтральном атоме и первых двух ионах Al, учтенных в модели.



Рис.2. Схема столкновительных переходов в первом ионе алюминия.



## В. Элементарные акты и процессы в атоме и ионах алюминия

В испаренном веществе, взаимодействующем с лазерным излучением, протекает большое число различных элементарных актов и реакций, совокупность которых определяет характер макропроцесса. Кинетика столкновительно–радиационных переходов и ионизация паров алюминия Al описываются с помощью нестационарной столкновительно-радиационной модели, в которой учитываются только реакции, дающие наибольший вклад в рассматриваемом диапазоне энергий. Так из радиационных переходов учитываются только те, которым в спектре излучения соответствуют наиболее представленные линии.

Для построения кинетической столкновительно-радиационной модели определим основные элементарные акты, подлежащие учету. Среди учитываемых реакций и процессов: столкновительные и спонтанные переходы, фотопроцессы.

#### 1. Столкновительные реакции и их коэффициенты скорости

Успешное построение кинетической модели во многом связано с проблемой определения коэффициентов скорости элементарных актов. В данной работе значения кинетических коэффициентов определялись с помощью различных приближений, построенных с учетом теоретических и экспериментальных данных. По физическому смыслу столкновительные реакции подразделяются на упругие и неупругие.

# Упругие столкновения

Частота электрон-нейтральных столкновений  $v_{en}$  определяется через сечение  $\sigma$  упругих столкновений электрона с нейтральным атомом и среднюю скорость теплового движения электронов  $\langle v_e \rangle$  [18]:

$$\langle v_e \rangle = \left(\frac{8kT_e}{\pi m}\right)^{1/2} = 6.7 \cdot 10^7 T_e^{1/2} [\text{cm/c}], \qquad \sigma = \frac{3.58 \cdot 10^{-16}}{\sqrt{T_e}} [\text{cm}^2],$$

таким образом, имеем:

$$\mathbf{v}_{en} = \langle \mathbf{v}_e \rangle \sigma \sum_{m=0}^{M^0} N_m^0 = 2.4 \cdot 10^{-8} \sum_{m=0}^{M^0} N_m^0 [\mathbf{c}^{-1}].$$
(1)

Частота электрон-ионных столкновений определяется выражением [19]:

$$\mathbf{v}_{ei} = \frac{4}{3} \left(\frac{2\pi}{m}\right)^{1/2} \frac{e^4}{\left(kT\right)^{3/2}} \ln \lambda T_e^{3/2} \sum_{Z=1}^{Z_{\text{max}}} \sum_{m=0}^{M^z} z^2 N_m^z = 3.64 \cdot 10^{-6} \ln \lambda T_e^{3/2} \sum_{Z=1}^{M^z} \sum_{m=0}^{M^z} z^2 N_m^z \, [\text{c}^{-1}] \,, \qquad (2)$$

где lnλ – кулоновский логарифм, равный [20]:

$$\ln \lambda = \ln \left( \frac{3}{2} \frac{\left(kT_e\right)^{3/2}}{e^3 \left(\pi N_e\right)^{1/2}} \right) = \ln \left( 1.55 \cdot 10^{10} \frac{T_e^{3/2}}{N_e^{1/2}} \right).$$

#### Неупругие столкновения

1.1. Возбуждение и девозбуждение атомов и ионов электронным ударом.

$$n_m^z + e \xleftarrow{k_{mn}^z}{r_{nm}^z} n_n^z + e$$
,

где  $k_{mn}^{z} [cm^{3} \cdot c^{-1}]$  – скорость реакции возбуждения для столкновительного перехода (*m*, *n*) в частице с зарядом *z*,  $r_{nm}^{z}$  – скорость реакции девозбуждения. Индекс *n* принимает значения, соответствующие номерам уровней, в которые правилами отбора разрешены переходы с уровня *m* для частиц с зарядом *z*.

Коэффициенты скорости возбуждения *m*-го уровня в атоме или ионе с зарядом *z* электронным ударом определялись с помощью аппроксимационной формулы Ван-Режемортера [21].

$$k_{mj}^{z} = 1.58 \cdot 10^{-5} \frac{f_{mj}^{z}}{\Delta E_{mj}^{z} \sqrt{T_{e}}} \exp\left\{\frac{\Delta E_{mj}^{z}}{T_{e}}\right\} Q_{mj}^{z} \left[\text{cm}^{3} \cdot \text{c}^{-1}\right],$$
(3)

$$Q_{mj}^{z} = A + Cx_{mj}^{z} + \left[Bx_{mj}^{z} - C\left(x_{mj}^{z}\right)^{2} + D\right] \exp\left\{\frac{\Delta E_{mj}^{z}}{T_{e}}\right\} Ei(x_{mj}^{z}), \quad x_{mj}^{z} = \frac{\Delta E_{mj}^{z}}{T_{e}},$$

где  $Q_{mj}^{z}$  – фактор Меве, Ei – интегральная экспонента, A, B, C, D – константы, значения которых определяются типом электронного перехода (дипольный, квадрупольный и т.д.) и приведены в [22],  $f_{mj}^{z}$  – сила осциллятора перехода из состояния m в состояние j в частице с зарядом z. В качестве сил осцилляторов использовались либо справочные данные [23], [24], либо значения, определяемые из решения модели самосогласованного поля Хартри-Фока-Слеттера [25].

Величина скорости столкновительного девозбуждения *j*-го уровня вычислялась из соотношения детального баланса [26]:

$$r_{jm}^{z} = k_{mj}^{z} \frac{g_{j}^{z}}{g_{m}^{z}} \exp\left(-x_{mj}^{z}\right).$$

$$\tag{4}$$

1.2. Ионизация основного и возбужденных состояний атомов и ионов электронным ударом.

$$n_m^z + e \xrightarrow{\alpha_m^z} n_0^{z+1} + e + e$$
,

где  $\alpha_m^z$  [см<sup>3</sup> · c<sup>-1</sup>] – константа скорости ионизации уровня *m* частицы с зарядом *z* электронным ударом.

Коэффициент скорости ионизации атомов и ионов электронным ударом из *m*-го состояния вычислялся по формуле Лотца [27], [28]:

$$\alpha_m^z = 3.14 \cdot 10^{-6} \frac{\xi_m^z Ei(x_m^z)}{T_e^{3/2} x_m^z} \exp\left(-x_m^z\right) [\text{cm}^3 \cdot \text{c}^{-1}], \qquad (5)$$

где  $x_m^z = J_m^z / T_e$ ,  $\xi_m^z$  – количество эквивалентных электронов в *m*-м состоянии частицы с зарядом *z*.

**1.3.** Трехчастичная рекомбинация. Реакцией обратной ударной ионизации является трехчастичная рекомбинация. Третьей частицей является электрон.

$$n_0^{z+1} + e + e \xrightarrow{\beta_m^z} n_m^z + e$$
,

где  $\beta_m^{z}$ [см<sup>6</sup> · c<sup>-1</sup>] – константа скорости трехчастичной рекомбинации.

Коэффициент скорости трехчастичной рекомбинации вычислялся из соотношения детального баланса [17]:

$$\beta_{m}^{z} = \alpha_{m}^{z} \cdot \frac{g_{m}^{z}}{g_{e} g_{0}^{z+1}} \left\{ \frac{2\pi\hbar^{2}}{mT_{e}} \right\}^{3/2} \exp\left(x_{m}^{z}\right), \tag{6}$$

Кинетика оптического пробоя пара алюминия в широком частотном диапазоне

1.4. Квазиконтинуум. Теоретически любой атом или ион имеет бесконечное число дискретных возбужденных состояний, так как величина главного квантового числа в кулоновском поле не ограничена. В реальных же моделях число возбужденных состояний должно быть конечным. Возникает непростой вопрос, сколько возбужденных уровней необходимо учитывать. Общего правила ограничения их количества нет, поэтому в конкретных задачах следует исходить из того, рассмотрение каких свойств среды ведется и какой вклад в эти свойства, наряду со свободными электронами, дают высоковозбужденные состояния. Учитывая, что, начиная с некоторого номера уровня  $M^z$  свойства связанных электронов, с точки зрения анализа макроскопических величин, подобны свойствам свободных электронов, имеет смысл объединить их с непрерывным спектром. Тогда уровни с  $m > M^z$  будут рассматриваться совместно с непрерывным спектром. По аналогии с [29] они будут называться квазиконтинуумом. Введение квазиконтинуума эквивалентно эффективному понижению потенциала ионизации на величину

$$J_{M^{z}+1}^{z} = Ry / (M^{z}+1)^{3}, \qquad Ry=13.6 \text{ 3B}.$$

Для различных задач значения  $M^z$  могут существенно различаться и, в общем случае, зависят от ряда параметров. Нижняя граница квазиконтинуума определяется из предположения, что энергия перехода между двумя соседними уровнями  $\Delta E^z_{M^z,M^z+1} = J^z_{M^z+1} - J^z_{M^z}$  много меньше, чем температура электронной компоненты  $T_e$ . Это предположение в сочетании с водородоподобностью уровней, составляющих квазиконтинуум, дает следующий критерий для нижней границы:

$$\Delta E_{M^{z},M^{z}+1}^{z} = \frac{2Ry}{\left(M^{z}+1\right)^{3}} < T_{e}, \text{ откуда следует } J_{M^{z}+1}^{z} = Ry \left(\frac{T_{e}}{2Ry}\right)^{2/3}$$

При увеличении плотности (или оптической толщины) плазмы, квазинепрерывный спектр дает корректный предельный переход к Саха-Больцмановскому распределению. Учет влияния квазиконтинуума на нижние возбужденные состояния производится путем вычислений аддитивных добавок,  $\hat{\alpha}_m^z$  и  $\hat{\beta}_m^z$ ,  $m=0,.1,..., M^z$ ;  $z=0,1,..., z_{max}$  к константам скоростей ионизации и трехчастичной рекомбинации:

$$\tilde{\alpha}_m^z = \alpha_m^z + \tilde{\alpha}_m^z, \qquad \tilde{\beta}_m^z = \beta_m^z + \tilde{\beta}_m^z$$

Величина  $\hat{\alpha}_m^z$  обозначает скорость реакции, при которой электрон покидает уровень *m* частицы с зарядом *z* и переходит в квазиконтинуум, а  $\hat{\beta}_m^z$  – скорость обратной реакции: возврат электрона из квазиконтинуума на этот уровень. Две величины связаны между собой соотношением детального баланса. Учитывая, что квазиконтинуум объединяет высоко лежащие уровни, у которых дискретные свойства еще не проявляются, определение рекомбинационного потока через возбужденные состояния можно выполнить с помощью диффузионного приближения [28]. Согласно этому приближению, скорость прихода  $\hat{\beta}_m^z$  частиц из квазиконтинуума на уровень можно представить в виде

$$\widehat{\beta}_{m}^{z} = 10^{27} \frac{\left(x_{m}^{z}\right)^{2} m}{g_{e}g^{z}T_{e}^{3}} \exp\left(x_{m}^{z}\right) \left\{ \Phi(x_{m}^{z}) - \Phi(x_{m}^{z} - x_{M^{z}+1}^{z}) \right\} [\text{cm}^{6} \cdot \text{c}^{-1}],$$

где

$$\Phi(x_m) = \frac{e^{-x_m}}{6} \left[ \frac{-2 + x_m - x_m^2}{x_m^3} + e^{x_m} \cdot E_1(x_m) \left( 1 - \frac{9}{x_m^3} \right) \right], \qquad x_m = \frac{J_m}{T_e}$$

 $E_1(x_m)$  – интегральная экспонента.

Далее величины  $\tilde{\alpha}_m^z$  и  $\tilde{\beta}_m^z$  будут обозначать коэффициенты ионизации и рекомбинации, а знак ~ опускается.

# 2. Спонтанные переходы. Спектральная функция $S(\varpi)$ и основные механизмы уширения Спонтанные переходы

Спонтанный радиационный распад возбужденных состояний атомов и ионов:

 $n_n^z \xrightarrow{A_{nm}^z} n_m^z + \hbar \omega_{nm}^z$ ,

где  $A_{nm}^{z}[c^{-1}]$  – частота спонтанного радиационного перехода, которая отлична от нуля только для оптических переходов, разрешенных правилами отбора для частицы с зарядом *z*. В дальнейшем у величин с двойным нижним индексом первый индекс будет обозначать номер начального состояния перехода, а второй - конечного.

Частота спонтанного распада возбужденного состояния выражаются через силу осцилляторов  $f_{mn}^{z}$  [30], [31]

$$A_{nm}^{z} = \frac{2e^{2}\omega_{nm}^{2}}{mc^{3}}\frac{g_{m}^{z}}{g_{n}^{z}}f_{mn}^{z} = 4,35 \cdot 10^{7} \left(\Delta E_{mn}^{z}\right)^{2}\frac{g_{m}^{z}}{g_{n}^{z}}f_{mn}^{z}.$$
(7)

# Спектральная функция S(w) и основные механизмы уширения

Оптические переходы между невозмущенными энергетическими уровнями в атомах и ионах не являются строго монохроматичными. Частотный интервал ( $\omega_{nm}^{\circ} + d\omega$ ), в котором могут находиться излучаемые кванты, характеризуется спектральной функцией  $S(\omega_{nm})$ . В случае переходов между дискретными уровнями  $n \to m$ ,  $S(\omega_{nm})$  должна представлять собой  $\delta$ -функцию Дирака. Однако реальная спектральная функция  $S(\omega_{nm})$  всегда представляет собой функцию с конечной шириной. Обычно разброс излучения по частоте характеризуют эффективной шириной линии, определяемой как [31]

 $\Delta \omega_{nm} = 1/S(\omega_{nm}).$ 

С помощью  $S(\omega_{nm})$  определяются спектральные характеристики спонтанных и индуци-

рованных переходов. Так частота спонтанных переходов записывается в виде:

 $A_{nm}(\omega) = A_{nm} * S(\omega_{nm}).$ 

Определение явного вида спектральной функции связано с теорией уширения спектральных линий.

В плотной газовой среде с сильно изменяющейся степенью ионизации, от частично ионизованного газа до высокоионизованной плазмы, к основным механизмам уширения линий относятся:

**2.1. Естественное уширение.** Естественная ширина спектральных линий обусловлена наличием естественной ширины энергетических уровней. Ширина линии с частотой  $\omega_{nm}^{\circ} = (E_n - E_m)/\hbar$  определяется шириной начального (*n*) и конечного (*m*) уровней (*nm*)-го перехода. Естественное уширение линии будет равно [33]

$$S_s(\omega) = \gamma_s = (A_n + A_m)/2, \qquad (8)$$

где  $\gamma_s$  – естественная ширина линии,  $A_n$  и  $A_m$  – полные частоты переходов с уровней *n* и *m*:

$$A_n = \sum_i A_{ni}, \qquad A_m = \sum_i A_{mi}.$$

**2.2.** Доплеровское уширение. К доплеровскому уширению приводит тепловое движение атома (иона). Спектральная функция для доплеровского контура  $S_D(\omega)$  имеет вид [32] – [34]:

$$S_D(\omega) = \left(\pi^{1/2} \gamma_D\right)^{-1} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta \omega^2}{\gamma_D^2}\right),\tag{9}$$

где  $\Delta \omega = \omega - \omega_{nm}^{\circ}$ ,  $\gamma_D = \left(\frac{2T}{M}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{\omega_{nm}^{\circ}}{c}$  – характерная доплеровская ширина,  $\omega^{\circ}$  – центр линии.

**2.3.** Ударное уширение. В плотной плазме излучающие атомы и ионы постоянно сталкиваются со всем ансамблем частиц и испытывают воздействие усредненного электрического поля, создаваемого заряженными частицами плазмы. Первый механизм обуславливает ударное уширение, а второй вызывает квазистатическое уширение спектральных линий. Ударное и квазистатическое уширение, а также спонтанные радиационные переходы приводят к дисперсионному профилю линии, который через характерные сечения выражается в виде [32]-[35]:

$$S_L(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{N \upsilon \sigma_r}{\left(\Delta \omega - N \upsilon \sigma_s\right)^2 + \left(N \upsilon \sigma_r\right)^2},\tag{10}$$

где  $\sigma_r$  и  $\sigma_s$  – эффективные сечения уширения и сдвига,  $N, \upsilon$  – плотность и скорость возмущающих частиц.

Полная полуширина (постоянная затухания)  $\gamma$  и величина сдвига  $\Delta \omega_s$  определяются как

$$\gamma_r = 2N \langle \upsilon \sigma_r \rangle, \qquad \Delta \omega_s = N \langle \upsilon \sigma_s \rangle.$$
 (11)

Спектр излучения с профилем (10) обычно называют лоренцевским

$$S_L(\omega) = \frac{\gamma}{2\pi} \frac{1}{\left(\Delta \omega - \Delta \omega_s\right)^2 + \left(\gamma/2\right)^2},\tag{12}$$

 $\gamma = \gamma_s + \sum \gamma_i$  – сумма характерных ширин, определяемых спонтанными переходами и столкновениями с электронами, ионами и атомами.

Значения сечений  $\sigma_r$  и  $\sigma_s$  зависят от типа взаимодействия и траектории возмущающей частицы. Используя предположения о прямолинейном движении возмущающей частицы и обратной степенной зависимости частоты сдвига от расстояния  $\Delta \omega(r) = C_p / r^p$  получают зависимость изменения фазы  $\eta(\rho)$  от расстояния  $\rho$  между взаимодействующими частицами [36]

$$\eta(\rho) = \frac{\alpha_p C_p}{\upsilon \rho^{p-1}}, \quad \alpha_p = \pi^{1/2} \frac{\Gamma(1/2(p-1))}{\Gamma(1/2p)}$$

где  $C_p$ , p,  $\alpha_p$  – параметры, зависящие от типа взаимодействия,  $\Gamma(p)$  – гамма функция.

Наиболее важными типами взаимодействия являются следующие:

- а) уширение давлением,
- b) линейный Штарк-эффект:  $p=2, \alpha_2=\pi;$
- с) резонансное взаимодействие между одинаковыми частицами: p=3,  $\alpha_3=2$ ;
- d) квадратичный Штарк-эффект: p=4,  $\alpha_4=\pi/2$ ;
- е) взаимодействие Ван-дер-Ваальса:  $p=6, \alpha_6=3\pi/8.$

Для параметров p=4 и p=6 сечения  $\sigma_r$  и  $\sigma_s$  вычисляются аналитически [37]:

$$\sigma_r - i\sigma_s = \left(\pi\alpha_p i^{-1}\right)^{2/(p-1)} \Gamma\left(\frac{p-3}{p-1}\right) \left(\frac{C_p}{\upsilon}\right)^{2/(p-1)}.$$

а) Уширение давлением. Описание ударного взаимодействия излучающего атома с окружающими частицами в рамках упрощенной модели, основывающейся на представлениях классической электронной теории и модели гармонического осциллятора, дает зависимость ширины линии от давления, излучающего газа [30]:

$$\gamma_{p} = 4,35 \cdot 10^{24} r_{a}^{2} \left[ \text{cm}^{2} \right] \frac{p \left[ \text{fdap} \right]}{\left( A T_{a} \left[ \text{pB} \right] \right)^{1/2}} \left[ \text{c}^{-1} \right], \tag{13}$$

где  $r_a$ , A – эффективный радиус и вес атома, p – давление газа.

**Взаимодействие с микрополями ионов и электронов**, b), d). В низкотемпературной плазме уширение спектральных линий определяется преимущественно столкновениями с электронами и ионами. Основным механизмом взаимодействия является эффект Штарка, проявляющийся в расщеплении уровней под действием электрических полей электронов и ионов. Эффективное электрическое поле, создаваемое совокупностью ионов неоднородно и изменяется во времени, что приводит в результате эффекта Штарка к уширению линий, а не к их расщеплению. Тип штарковского уширения линии зависит от характера электрического взаимодействия между частицами.

**b)** Линейный Штарк-эффект. Для систем с постоянным дипольным моментом, к которым относятся возбужденные состояния многоэлектронных атомов с большими значениями n и  $\ell$ , имеет место линейный эффект Штарка. Его сечение и характерная ширина имеют вид [36], [38]:

$$\begin{split} \sigma_r &= \frac{4}{3} \pi \left( \frac{C_2}{\upsilon} \right)^2 \left\{ 3 - \frac{1}{40} - \ln \left( \frac{2C_2}{\rho_d \upsilon} \right) + \frac{1}{40} \left( \frac{2C_2}{\rho_d \upsilon} \right)^2 \right\}, \qquad \sigma_s = 0, \\ \gamma_\ell &= 2N_e \left\langle \sigma_r \upsilon \right\rangle = \frac{8}{3} \pi \frac{C_2^2}{\langle \upsilon \rangle} \left( 2.975 - \ln \left( \frac{2 C_2}{\rho_d \langle \upsilon \rangle} \right) + \frac{1}{40} \left( \frac{4 C_2^2}{\rho_d \langle \upsilon \rangle^2} \right) \right) N_e \,. \end{split}$$

С учетом средних значений по максвелловскому распределению формула уширения принимает вид

$$\gamma_{\ell} = \frac{32}{3} \frac{C_2^2}{\upsilon} \left( 2.556 - \ln\left(\frac{2 C_2}{\rho_d \upsilon}\right) + 8,49 \cdot 10^{-2} \left(\frac{C_2}{\rho_d \upsilon}\right)^2 \right) N_e,$$
  
rge  $\rho_d = \left(\frac{kT}{8\pi e^2 N_e}\right)^{1/2}, \quad \langle \upsilon \rangle = \left(\frac{8kT}{\pi m}\right)^{1/2}.$ 

Окончательное выражение для  $\gamma_{\ell}$  линейного Штарк-эффекта

$$\gamma_{\ell} = 1,593 \cdot 10^{-7} \frac{C_2^2}{T^{\frac{1}{2}} [\Im B]} \left( 2,556 - \ln \left( 5,684 \cdot 10^{-11} \frac{N_e^{1/2} [cm^{-3}]}{T [\Im B]} \right) + 6,852 \cdot 10^{-23} C_2^2 \frac{N_e [cm^{-3}]}{T^2 [\Im B]} \right) N_e, (14)$$

Кинетика оптического пробоя пара алюминия в широком частотном диапазоне

где С<sub>2</sub> =  $\frac{e^2 \cdot a_0}{\hbar} Z \cdot n \cdot (n+1) = 0.869 Z \cdot n \cdot (n+1) [cm^2 \cdot c^{-1}]$ , [Z – заряд возмущающей частицы, n -главное квантовое число,  $\rho_d$  – радиус Дебая, e,m – заряд и масса электрона,  $a_0$  – боровский радиус,  $\hbar$  – постоянная Планка, k –постоянная Больцмана.

d) Квадратичный Штарк-эффект. Большинство неводородоподобных атомов в основном и возбужденных состояниях с небольшими значениями главного (n) и орбитального ( $\ell$ ) квантовых чисел обнаруживают квадратичный Штарк-эффект, в котором основным механизмом является ударное уширение электронами. Его сечения и характерные величины уширения и сдвига определяется как [36], [39]:

$$\sigma_{r} = \pi \alpha_{4}^{2/3} \Gamma\left(\frac{1}{3}\right) \left(\frac{C_{4}}{\langle \upsilon \rangle}\right)^{2/3}, \qquad \sigma_{s} = 3^{1/2} \sigma_{r},$$
  

$$\gamma_{q} = 2N_{e} \langle \sigma_{r} \upsilon \rangle = 2\pi \alpha_{4}^{2/3} \Gamma\left(\frac{1}{3}\right) \frac{C_{4}^{2/3}}{\langle \upsilon^{2/3} \rangle} \langle \upsilon \rangle = 11,37C_{4}^{2/3} \langle \upsilon^{1/3} \rangle N_{e}, \qquad (15)$$

где 
$$C_4 = \frac{2e^2 a_0^3}{\hbar} \left(\frac{Ry}{\Delta E_{nm}}\right)^2 f_{nm} = 1,198 \cdot 10^{-14} \frac{f_{nm}}{\Delta E_{nm}^2 [\text{3B}]}.$$

С учетом средних значений по максвелловскому распределению [36] формулы для уширения и сдвига принимают вид:

$$\gamma_{q} = 2N_{e} \langle \sigma_{r} \upsilon \rangle = 2,417 \cdot 10^{-6} \frac{f_{nm}^{2/3}}{\Delta E_{nm}^{4/3} [\Im B]} T^{1/3} [\Im B] N_{e} [\operatorname{cm}^{-3}], \quad \Delta \omega_{s} = \frac{\sqrt{3}}{2} \gamma_{q}, \quad (16)$$
  
$$\Delta \omega_{s} = N_{e} \langle \sigma_{s} \upsilon \rangle = 2,093 \cdot 10^{-6} \frac{f_{nm}^{2/3}}{\Delta E_{nm}^{4/3} [\Im B]} T^{1/3} [\Im B] N_{e} [\operatorname{cm}^{-3}],$$

где  $\Delta E_{nm}$  – разность энергий уровней, Ry – постоянная Ридберга.

. . .

Приближенный учет штарковского уширения осуществляется простым добавлением  $\gamma_{\ell}$  и  $\gamma_{q}$  к параметру  $\gamma_{L}$ , фигурирующему в лоренцевском контуре.

**Уширение нейтральными атомами с),е).** Нейтральная компонента плазмы дает заметный вклад в уширение, если степень ионизации не превышает  $\alpha \le 10^{-3}$ . Помимо уширения, связанного с эффектами давления, различают два типа взаимодействия нейтральных частиц: резонансное взаимодействие излучающего атома с идентичными атомами и вандерваальсовское взаимодействие, когда излучающий и возмущающий атомы различны.

с) Резонансное уширение. Резонансное уширение определяется выражением [33], [40]:

$$\gamma_r = 5,48\pi \left(\frac{g_a}{g_r}\right)^{1/2} \frac{e^2 f_a}{2m\omega_{01}^\circ} N_a \,, \tag{17}$$

где индексы *a*, *r* означают принадлежность к поглощающему (основному) и излучающему (возбужденному) атомам соответственно, *e*,*m* – заряд и масса электрона, *g* – статистический вес, *f* – сила осциллятора,  $N_{\alpha}$  – концентрация атомов. Полученное выражение применяется только для резонансных линий, в которых описывается уширение только верхнего уровня, поскольку при этом типе взаимодействия основное состояние остается невозмущенным

$$\gamma_r = 2,18 \cdot 10^{11} \left(\frac{g_0}{g_1}\right)^{1/2} \frac{f_0}{\omega_{01}^\circ} N_0$$

е) Вандерваальсовское уширение. Уширение нейтральными атомами в случае взаимодействия Ван-дер-Ваальса определяется выражением [36],[41]:

$$\gamma_w = 8,16C_6^{2/5} \upsilon_a^{3/5} N_a = 4,24 \cdot 10^{-8} n^{1,6} \left( \frac{T_a [\Im B]}{A} \right)^{0,5} N_a [cm^{-3}] [c^{-1}], \quad \Delta \omega_s = 0,364 \gamma_w, \quad (18)$$

где  $C_6 = 10^{-30} n^4$ , *n* – главное квантовое число,  $\upsilon_a$  – тепловая скорость атома.

**2.4.** Функция Фойгта. В случае сравнимого влияния теплового движения и столкновений на форму спектральной линии возникает фойгтовский контур, представляющий собой свертку доплеровской и лоренцевской спектральных функций [33], [42], [43]:

$$S_f(\omega) = \frac{a}{\pi^{3/2} \cdot \gamma_D} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-y^2) dy}{a^2 + (\Delta \omega / \gamma_D - y)^2}, \quad a = \gamma_L / \gamma_D.$$
(19)

#### 3. Фотопроцессы и их скорости

Большое разнообразие фотопроцессов (поглощение или излучение фотона), участвующих в неравновесной ионизации, обусловлено характером взаимодействия фотонов с электронами, которые могут находиться в одном из возможных состояний: связанно-связанном (фотовозбуждение), свободно-свободном (тормозное поглощение), связанно-свободном (фотоионизация) и свободно-связанном (фоторекомбинация). Радиационные переходы, в зависимости от частотного диапазона, могут играть доминирующую роль в кинетике заселения уровней. Все рассматриваемые фотопереходы, и их особенности, связаны либо с полем лазерного излучения, либо с полем непрерывного спектра. При этом в ряде случаев радиационные переходы тесно связаны со столкновительными. Так в поле лазерного излучения эффективность процесса фотовозбуждения атомов и ионов сильно зависит от уширяющих столкновений и уширяющего воздействия микрополей плазмы. Характер лазерных переходов с участием свободных электронов во многом зависит от того, является ли внешнее электромагнитное поле сильным или слабым. В случае фотопереходов с участием континуальных состояний (фоторекомбинация, тормозное поглощение) ситуация дополнительно усложняется тем, что одновременное участие электронов, ионов и фотонов превращает эти переходы по сути в радиационно-столкновительные акты, имеющие одновременно оптическую и столкновительную природу.

#### Взаимодействие атомов и ионов с полем лазерного излучения

Для радиационных переходов, индуцированных сильным лазерным полем, возникают нелинейные эффекты как динамического, так и кинетического характера. Если переходы, индуцированные внешним полем оказывают заметное влияние на заселенности, то возникают нелинейные эффекты кинетического характера. Нелинейные эффекты динамического типа обусловлены влиянием излучения на сам ход реакции и проявляются в том, что вероятность перехода уже не будет пропорциональна интенсивности излучения.

Из переходов, инициируемых лазерным излучением, рассмотрим фотовозбуждение, фотоионизацию и фоторекомбинацию.

# 3.1. Фотовозбуждение и однофотонный резонанс.

$$n_m^z + \hbar \omega_{\ell^l} \xrightarrow{\ell_{\mathcal{V}_{mn}}^z} n_n^z,$$

где  ${}^{\ell}v_{mn}^{z}[c^{-1}]$  – частота фотовозбуждения лазерным излучением.

При воздействии на среду излучения с частотой  $\hbar \omega_{\ell}$ , близкой к частоте  $\omega_{mn}^{0}$  перехода  $m \to n$ , следует учитывать фотопоглощение и однофотонную ионизацию, а при высокой интенсивности и двухфотонную ионизацию.

Однофотонный резонанс наблюдается при точном совпадении частоты монохроматического излучения  $\omega_{\ell}$  с частотой перехода  $\omega_{mn}^{0}$ . Поведение резонанса качественно различается в зависимости от величины внешнего поля. Различие проявляется в характере радиационного перехода электрона из состояния с большей энергией *n* в состояние с меньшей энергией *m*. В случае слабого внешнего поля переходы с верхнего уровня *n* на нижний *m* носят спонтанный характер. В сильном внешнем поле возникают вынужденные переходы электрона из верхнего состояния *n* в исходное состояние *m*. Вероятность этих вынужденных переходов доминирует над вероятностью спонтанной релаксации состояния *n*, которой в сильном поле можно пренебречь. Возникновение вынужденных переходов  $m \rightarrow n$  и  $n \rightarrow m$  означает, что квантовая система (атом, ион) непрерывно переходит из одного состояния в другое. Вероятности нахождения в этих состояниях в пределе становятся сравнимыми, что приводит к важнейшему свойству резонанса в сильном внешнем поле – появлению эффекта насыщения перехода, при котором заселенности начального и возбужденного состояний могут оказаться равными. Переход от слабого поля к сильному происходит при напряженности  $E \ge 10^2$  Вт/см, что примерно соответствует  $G \ge 4 \cdot 10^4$  Вт/см<sup>2</sup>. Частота лазерного фотовозбуждения определяется [44] как

$${}^{\ell} \mathbf{v}_{nm}^{z} = \sigma_{nm}^{z} \left( \boldsymbol{\omega} \right) \left( \frac{G}{\hbar \boldsymbol{\omega}_{\ell}} \right) = \frac{\left( \lambda_{nm}^{z} \right)^{2}}{4} A_{mn}^{z} S\left( \boldsymbol{\omega} \right) \frac{g_{m}}{g_{n}} \left( \frac{G}{\hbar \boldsymbol{\omega}_{\ell}} \right).$$
(20)

Для того чтобы процесс лазерного фотовозбуждения атома из состояния *m* в состояние *n* оказался эффективным, необходимо чтобы частота резонансного перехода  ${}^{\ell}v_{nm}^{z}$  была выше частоты спонтанной релаксации  $A_{mn}^{z}$  из состояния *n* в *m*, т.е.  ${}^{\ell}v_{nm}^{z} > A_{mn}^{z}$ . Типичное значение сечения резонансного однофотонного возбуждения атома составляет  $\sigma_{nm}^{z}(\omega_{r}) \approx 10^{-13} \div 10^{-12}$  см<sup>2</sup>. Для выполнения неравенства  ${}^{\ell}v_{nm}^{z} > A_{mn}^{z}$  требуется совсем небольшая интенсивность лазерного излучения  $G \approx 1$  Вт/см<sup>2</sup>.

#### 3.2. Фотоионизация.

$$n_m^z + \hbar \omega_\ell \xrightarrow{\ell \nu_m^z} n_0^{z+1}$$

где  ${}^{\ell}v_m^{z}[c^{-1}]$  – частота лазерной фотоионизации.

Для эффективной лазерной фотоионизации атома, возбужденного в состояние *m*, необходимо, чтобы частота фотоионизации  ${}^{\ell}v_m^z$  превосходила частоту спонтанного распада  $A_{nm}^z$ . Выполнение неравенств  ${}^{\ell}v_m^z >> {}^{\ell}v_{nm}^z >> A_{mn}^z$  означает, что потери на спонтанную релаксацию пренебрежимо малы, что и приводит к практически полной фотоионизации всех возбужденных атомов. Явление насыщения при этих условиях не достигается.

В отличие от исключительно мягких условий, налагаемых на интенсивность возбуждающего излучения, требование к интенсивности ионизующего излучения намного более жесткое. Несмотря на то, что функциональная зависимость от интенсивности излучения, такая же, как и при однофотонном резонансном возбуждении, сечение фотоионизации из основного состояния атома  $\sigma_i^z(\omega) \approx 10^{-18} \div 10^{-17} \text{ см}^2$  много (4÷5 порядков) меньше эффективного сечения резонансного фотовозбуждения. Эффективность фотоионизации верхних возбужденных уровней быстро падает с ростом главного квантового числа *n*, так как эффективное сечение фотоионизации быстро уменьшается по мере уменьшения энергии связи электрона. Из формулы Крамерса [45], [46] для водородоподобных состояний сложных атомов

$$\sigma_i(\omega) \approx 7,9 \cdot 10^{-18} \frac{n}{Z^2} \left(\frac{I_n}{\hbar\omega}\right)^3, \quad I_n = \frac{Ry}{n^2}$$

следует, что сечение фотоионизации из состояния *n* зависит от главного квантового числа *n* как  $\sigma_i^z(\omega) \sim n^{-5}$ . Соответственно частоту лазерной фотоионизации можно представить в виде

$${}^{\ell} \mathsf{v}_{m}^{z} = \left(\frac{G}{\hbar\omega}\right) \cdot \mathsf{\sigma}_{i} \left(\hbar\omega\right). \tag{21}$$

## 3.3. Фоторекомбинация.

$$n_0^{z+1} + e + \hbar \omega_\ell \xrightarrow{\ell R_m^z} n_m^z$$
,

где  ${}^{\ell}R_m^{z}[cm^3 \cdot c^{-1}]$  – константа скорости этой реакции.

Лазерное поле может оказывать влияние на кинетику приготовления частиц, вступающих в радиационно-столкновительную реакцию, что в конечном итоге приводит к нелинейным эффектам поглощения излучения средой. Простейшим примером такого явления может служить фоторекомбинация, индуцированная лазерным излучением. Рекомбинационный поток в достаточно сильном лазерном поле оказывается непропорциональным интенсивности излучения, так как акты фотоионизации обедняют заселяемые состояния. Скорость фоторекомбинации в электромагнитном поле в случае максвелловского распределения электронов по скоростям имеет вид [47]

$${}^{l}R_{m}^{z} = 10^{-3}g_{m}T_{e}^{-3/2} \sigma_{i}^{z}(\hbar\omega) \left(\frac{G}{\hbar\omega_{l}}\right) \exp\left(\frac{J_{m}^{z} - \hbar\omega_{l}}{T_{e}}\right),$$
(22)

причем  $\hbar \omega_{\ell} \geq J_m$ ,  $J_m = J - E_m$ .

# Взаимодействие атомов и ионов с излучением сплошного спектра

При определенных параметрах и условиях развития плазмы в кинетике заселенностей атомов и ионов следует учитывать прямое возбуждение, фотоионизацию и фоторекомбинацию излучением непрерывного спектра [48] – [50].

# 3.4. Тепловое заселение уровней сплошным спектром.

$$n_m^z + \hbar \omega_c \xrightarrow{c \vee v_{mn}^z} n_n^z$$

где  ${}^{c}v_{mn}^{z}[c^{-1}]$  – частота возбуждения континуальным полем.

Тепловое заселение под влиянием излучения сплошного спектра, ввиду его неселективной природы, приводит к возбуждению всех уровней атома. Частота фотовозбуждения определяется выражением

$${}^{c}\mathbf{v}_{nm}^{z}=\int_{0}^{\infty}{}^{c}\sigma_{nm}^{z}\left(\omega\right)\left(\frac{I_{\omega}}{\hbar\omega}\right)d\omega.$$

Для переходов с участием континуальных состояний вероятность перехода существенно меняется лишь на большом частотном интервале. Поэтому при определении сечения для континуальных состояний спектральная функция  $S(\omega)$  обычно не вводится

$${}^{c}\sigma_{nm}^{z} = \left(\frac{\pi c}{\omega_{nm}^{z}}\right)^{2} A_{mn}^{z} \frac{g_{n}^{z}}{g_{m}^{z}}.$$

Величина спектрального потока  $I_{\omega}$  в пределах спектральной линии изменяется слабо ( $I_{\omega} \approx \text{const}$ ), что позволяет выполнить интегрирование по частоте  $\omega$  и получить

$${}^{c}\mathbf{v}_{nm}^{z} = \left(\frac{\pi c}{\omega_{nm}^{z}}\right)^{2} A_{mn}^{z} \frac{g_{n}^{z}}{g_{m}^{z}} \frac{I_{\omega}}{\hbar \omega_{nm}}.$$
(23)

Пренебречь тепловым заселением уровней возможно в случаях, когда энергия возбужденного состояния  $E_m >> kT$ . Таким образом, при относительно невысоких температурах излучение сплошного спектра будет сказываться на заселенности в основном верхних уровней.

#### 3.5. Фотоионизация.

$$n_m^z + \hbar \omega_c \xrightarrow{c \vee v_m^z} n_0^{z+1}$$
,

где  ${}^{c}v_{m}^{z}[c^{-1}]$  – частота ионизации континуальным полем.

Ионизационная способность излучения непрерывного спектра характеризуется частотой ионизации

$${}^{c}\mathbf{v}_{m}^{z} = \int_{0}^{\infty} {}^{c}\boldsymbol{\sigma}_{i}^{z}\left(\boldsymbol{\omega}\right) \left(\frac{I_{\boldsymbol{\omega}}}{\hbar\boldsymbol{\omega}}\right) d\boldsymbol{\omega}.$$
(24)

В термодинамическом равновесии непрерывный спектр характеризуется планковским распределением

$$I_{\omega} = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^3 c^2} \left( \exp\left(\frac{\hbar\omega}{T}\right) - 1 \right)^{-1}.$$

Интегрирование планковского спектра по частоте дает, как известно

$$I = \int I_{\omega} d\omega = \sigma T^4 ,$$

где  $\sigma = 10^5 \text{ Вт/(см}^2 \Im B^4)$  – постоянная Стефана-Больцмана.

#### 3.6. Фоторекомбинация

$$n_0^{z+1} + e + \hbar \omega_c \xrightarrow{c R_m^z} n_m^z + \hbar \omega_c$$

где  ${}^{c}R_{m}^{z}[cm^{3} \cdot c^{-1}]$  – константа скорости континуальной рекомбинации.

В процессе рассеяния электрона на ионе с некоторой вероятностью происходит излучение фотона. Если энергия фотона достаточно велика, то электрон переходит в связанное состояние, т.е. имеет место фоторекомбинационный (свободно-связанный) переход.

Скорость фоторекомбинации  ${}^{c}R_{m}^{z}$  равняется усредненному произведению сечения фото-

ионизации  $\sigma_i^z(\omega)$  на скорость электронов  ${}^cR_m^z = <\sigma_i^z(\omega) \upsilon_e >$ .

Используя в качестве  $\sigma_i^z(\omega)$  усредненное значение квазиклассического сечения Крамерса получим

$${}^{c}R_{m}^{z+1} = 5.2 \cdot 10^{-14} \ z \ \left(\frac{J_{m}^{z}}{T_{e}}\right)^{3/2} \exp\left(x_{m}\right) \ E_{1}\left(x_{m}\right) \ \frac{\xi_{m}}{2m^{2}},$$
(25)

где – 
$$E_1(x_m) = \exp(-x_m) \left( \ln \frac{1+x_m}{x_m} - \frac{0.4}{(1+x_m)^2} \right), \quad x_m = \frac{J_m^z}{T_e},$$

ξ<sub>m</sub> – число вакантных мест в оболочке m.

## С. Нестационарная кинетическая модель

Кинетическая радиационно-столкновительная модель представляет собой систему нелинейных нестационарных интегро-дифференциальных уравнений, описывающих поуровневую кинетику атомов и ионов, распределение заряженных частиц (электронов и ионов) и энергетический баланс двух подсистем: электронной и атомно-ионной.

# 1. Система уравнений кинетики

Каждому из возбужденных состояний, представленных на рис.1-3 ставится в соответствие отдельное дифференциальное или интегро-дифференциальное уравнение. Правые части этих уравнений представляют собой баланс прямых и обратных столкновительных и узлучательных реакций. Совокупность полученных уравнений представляет собой нестационарную радиационно-столкновительную модель поуровневой кинетики. С учетом выражений для характерных кинетических скоростей процессов система уравнений поуровневой кинетики нейтральных атомов и ионов запишется в виде [51],[52]:

основное состояние нейтральных атомов (z = 0):

$$\frac{dN_0^0}{dt} = -\sum_{j=1}^{M_0} (k_{0j}^0 N_0^0 - r_{j0}^0 N_j^0) N_e - (\alpha_0^0 N_0^0 - \beta_0^0 N_0^1 N_e) N_e + \sum_{j=1}^{M_0} A_{j0}^0 N_j^0 (x) - \sum_{j=1}^{M_0} ({}^c \nu_{0j}^0 + {}^\ell \nu_{0j}^0) \left( N_0^0 - \frac{g_0}{g_j} N_j^0 \right) - ({}^c \nu_0^0 + {}^\ell \nu_0^0) N_0^0 + ({}^c R_0^0 + {}^\ell R_0^0) N_0^1 N_e$$
(26)

основное состояние ионов с зарядом  $z \in (z = 1, 2, ..., z_{max} - 1)$ :

$$\frac{dN_{0}^{z}}{dt} = -\sum_{j=1}^{M_{z}} \left( k_{0j}^{z} N_{0}^{z} - r_{j0}^{z} N_{j}^{z} \right) N_{e} + \sum_{j=0}^{M_{z-1}} \left( \alpha_{j}^{z-1} N_{j}^{z-1} - \beta_{j}^{z-1} N_{0}^{z} N_{e} \right) N_{e} - \left( \alpha_{0}^{z} N_{0}^{z} - \beta_{0}^{z} N_{0}^{z+1} N_{e} \right) N_{e} + \sum_{j=1}^{M_{z}} A_{j0}^{z} N_{j}^{z} \left( x \right) - \sum_{j=1}^{M_{z}} \left( {}^{c} v_{0j}^{z} + {}^{\ell} v_{0j}^{z} \right) \times \left( N_{0}^{z} - \frac{g_{0}^{z}}{g_{j}^{z}} N_{j}^{z} \right) - \left( {}^{c} v_{0}^{z} + {}^{\ell} v_{0}^{z} \right) N_{0}^{z} + \left( {}^{c} R_{0}^{z} + {}^{\ell} R_{0}^{z} \right) N_{0}^{z+1} N_{e} + \sum_{n=0}^{M_{z-1}} \left( {}^{c} v_{n}^{z-1} + {}^{\ell} v_{n}^{z-1} \right) N_{n}^{z-1} - \sum_{n=0}^{M_{z}} \left( {}^{c} R_{n}^{z-1} + {}^{\ell} R_{n}^{z-1} \right) N_{0}^{z} N_{e}$$

$$(27)$$

возбужденные состояния нейтральных атомов и ионов  $(m = 1, 2, ..., M_z, z = 0, 1, 2, ... z_{max} - 1)$ :

Кинетика оптического пробоя пара алюминия в широком частотном диапазоне

$$\frac{dN_{m}^{z}}{dt} = \sum_{j=0}^{m-1} (k_{jm}^{z} N_{j}^{z} - r_{mj}^{z} N_{m}^{z}) N_{e} - \sum_{j=m+1}^{M_{z}} (k_{mj}^{z} N_{m}^{z} - r_{jm}^{z} N_{j}^{z}) N_{e} - (-\alpha_{m}^{z} N_{m}^{z} - -\beta_{m}^{z} N_{0}^{z} + 1 N_{e}) N_{e} + \sum_{jm}^{M_{z}} {}^{c} v_{mj}^{z} \left( N_{m}^{z} - \frac{g_{m}^{z}}{g_{j}^{z}} N_{j}^{z} \right) + \\
+ \sum_{jm}^{M_{z}} {}^{\ell} v_{mj}^{z} \left( N_{m}^{z} - \frac{g_{m}^{z}}{g_{j}^{z}} N_{j}^{z} \right) - \sum_{j=0}^{m-1} A_{mj}^{z} N_{m}^{z} + \\
+ \sum_{j=m+1}^{M_{z}} A_{jm}^{z} N_{j}^{z} - \left( {}^{c} v_{m}^{z} + {}^{\ell} v_{m}^{z} \right) N_{m}^{z} + \left( {}^{c} R_{m}^{z} + {}^{\ell} R_{m}^{z} \right) N_{0}^{z} + 1 N_{e}$$
(28)

концентрация ионов с зарядом  $z = z^* = z_{max}$ :

$$\frac{dN_{0}^{z^{*}}}{dt} = \sum_{j=0}^{M_{z^{*}-1}} \left( \alpha_{j}^{z^{*}-1} N_{j}^{z^{*}-1} - \beta_{j}^{z^{*}-1} N_{0}^{z^{*}} N_{e} \right) \cdot N_{e} + \sum_{n=1}^{M_{z^{*}-1}} \left[ \left( {}^{c} \mathbf{v}_{n}^{z^{*}-1} + {}^{\ell} \mathbf{v}_{n}^{z^{*}-1} \right) \cdot N_{n}^{z^{*}-1} - \left( {}^{c} R_{n}^{z^{*}-1} + {}^{\ell} R_{n}^{z^{*}-1} \right) \right] N_{0}^{z^{*}} N_{e}$$
(29)

концентрация электронов:

$$\frac{dN_e}{dt} = \sum_{z=1}^{z_{\text{max}}} \sum_{m=0}^{M_z} \frac{dN_m^z}{dt};$$
(30)

здесь  $N_m^z$  – плотность ионов в состоянии *m* и зарядом *z*,  $N_e$  – плотность свободных электронов,  $M_z$  – число включенных в модель возбужденных состояний для иона с зарядом *z*,  $z_{\text{max}}$  – максимальная степень ионизации нейтрального атома.

Ион с максимальной степенью ионизации считается бесструктурной частицей, и у него возбужденные состояния отсутствуют,  $M_{\text{zmax}}$ =0.

## 2. Уравнения энергии

Кратко охарактеризуем энергетический баланс ионизующихся частиц. Воздействие внешнего электромагнитного поля излучения выводит поглощающую среду (частично ионизованный газ, плазма) из состояния равновесия. Процессы кинетики возбуждения, ионизации, рекомбинации и фотоявления стремятся привести состояние поглощающей среды в соответствие с внешним источником энергии, т.е. установить новое равновесие. Учитывая, что характерные времена релаксации совокупности кинетических процессов существенно (на несколько порядков) отличаются между собой, систему уравнений кинетики традиционно относят к так называемым жестким системам. Релаксация плазмы в целом происходит сложным образом и определяется временем наиболее медленного процесса. В плазме или частично ионизованном газе могут существовать три энергетических подсистемы, внутри которых локальное равновесие устанавливается намного быстрее, чем обмен между ними – поступательная энергия электронов, поступательная энергия атомов и ионов и суммарная внутренняя энергия возбужденных атомов и ионов. Последняя определяется плотностью электронов, атомов и ионов и, обычно, в явном виде не выделяется. Баланс энергии поступательных степеней свободы формулируется в виде двух уравнений энергии с общим обменным членом. Из их совместного решения определяются температуры Te и Tg. Баланс энергии электронов определяется набором энергии в электромагнитном поле излучения при упругих столкновениях электрона с атомами и ионами (обратный тормозной эффект), и пополняется энергией, выделяющейся в реакциях девозбуждения, рекомбинации и фотоионизации. Потери в основном обусловлены неупругими процессами: электронным возбуждением, ионизацией, а также квазиупругими столкновениями, характеризующимися передачей доли энергии атомам и ионам. Поступательная энергия атомов и ионов полностью определяется обменом энергии с электронной подсистемой.

Уравнения энергии поступательных степеней свободы для электронов и тяжелых частиц записываются в следующих балансах [51],[52]:

$$\frac{3d(N_e T_e)}{2dt} = \left(\mu G - \frac{3}{2}\delta\left(T_e - T_g\right)\right)\left(\nu_{en} + \nu_{ei}\right)N_e - \sum_{z=0}^{z^*-1}\sum_{m=0}^{M_z} Q_{m,J}^z - \sum_{z=0}^{z^*-1}\sum_{m=0}^{M_{z-1}} Q_{m,\Delta E}^z + \sum_{z=0}^{z^*-1} Q_{m,\Phi}^z \right), \quad (31)$$

$$\frac{3}{2}\frac{d}{dt}(N_g T_g) = \frac{3}{2}\delta\left(T_e - T_g\right)(v_{en} + v_{ei})N_e, \qquad (32)$$

где 
$$\mu = \frac{4\pi e^2}{mc\left(\omega^2 + (v_{en} + v_{ei})^2\right)}, \quad \delta = \frac{2m}{M}, \quad N_g = \sum_{z=0}^{z_{max}} \sum_{m=0}^{M_z} N_m^z,$$
$$Q_{m,\Delta E}^z = \sum_{j=m+1}^{M_z} \Delta E_{jm}^z (k_{mj}^z N_m^z - r_{jm}^z N_j) N_e, \quad Q_{m,J}^z = J_m^z (\alpha_m^z N_m^z - \beta_m^z N_0^{z+1} N_e) N_e,$$
$$Q_{m,\Phi}^z = \sum_{m=0}^{M_z} \left[ \left( \hbar \omega_\ell - J_m^z \right) \left( {}^\ell v_m^z N_m^z - {}^\ell R_m^z N_e N_0^{z+1} \right) + \left( \hbar \omega_c - J_m^z \right) \left( {}^c v_m^z N_m^z - {}^c R_m^z N_e N_0^{z+1} \right) \right],$$

 $Q_{m,\Delta E}^{z}$ ,  $Q_{m,J}^{z}$ ,  $Q_{m,\Phi}^{z}$  – удельные мощности, характеризующие обмен энергией за счет неупругих столкновений, ионизации-рекомбинации и фотоионизации-фоторекомбинации соответственно.

Полученная система дифференциальных уравнений (26) – (32) дополняется соответствующими начальными условиями:

$$t = 0: N_0(0) = N_0^0, N_m(0) = N_m^0, N_e(0) = N_i(0) = N_e^0, T_e(0) = T_g(0) = T_0.$$
(33)

Таким образом, уравнения для заселенности энергетических уровней и зарядового состава (26)–(30) совместно с уравнениями энергетического баланса (31), (32) и начальными условиями (33) образуют замкнутую систему, описывающую динамику процессов в неравновесной лазерной пространственно однородной плазме.

Система нелинейных дифференциальных уравнений (26)–(32) относится к жестким, т.е. к таким системам, решение которых содержат быстро и медленно изменяющиеся компоненты. Сложности численного решения жестких систем хорошо известны [53], [54]. В настоящее время достаточно полно разработаны теоретические обоснования методов решения подобных систем большой размерности [55], в том числе и с переменной степенью жесткости [56]. Их практическая реализация выполнена в виде различных программных комплексов [57]–[59], которые с некоторыми модификациями применялись для численного решения задачи (26)–(33).

#### 3. Уравнения Саха-Больцмана

Для определения равновесных значений концентрации ионов  $N_0^{z,Saha}$  и электронов  $N_e^{Saha}$  использовалась нелинейная система уравнений Саха [60]. 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 (26)–(30).

Кинетика оптического пробоя пара алюминия в широком частотном диапазоне

$$\frac{N_{e}^{Saha}\left(T_{k}\right)\sum_{m=0}^{M^{z+1}}\left[N_{m}^{z+1,Saha}\left(T_{k}\right)\right]}{\sum_{m=0}^{M^{z}}\left[N_{m}^{z,Saha}\left(T_{k}\right)\right]} = \frac{g_{e}g^{z+1}}{g^{z}}\left\{\frac{mT_{k}}{2\pi\hbar^{2}}\right\}^{3/2}\exp\left(-\frac{J_{0}^{z}}{T_{k}}\right),$$
(34)

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

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

$$N_m^z = N_0^z \frac{g_m^z}{g_0^z} \exp\left(-\frac{E_m^z}{kT_k}\right),\tag{35}$$

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.

#### **III. Моделирование**

Разработанная математическая модель (26)–(33) использовалась для моделирования, с целью всестороннего исследования оптического пробоя пара алюминия в диапазоне длин волн  $\lambda_{\ell} = 10,6 \div 0,1$  мкм, соответствующем диапазону энергии излучения  $\hbar\omega_{\ell} = 0,117 \div 12,4$  эВ. Основной определяемой величиной являлась зависимость пороговых значений интенсивности лазерного излучения  $G^*(\omega_{\ell})$  от частоты излучения  $\omega_{\ell}$  (длины волны  $\lambda_{\ell}$ ) и длительности воздействия  $\tau_{\ell}$ . В исследуемом частотном диапазоне левая граница совпадает с частотой излучения  $CO_2$  лазера  $\omega_{\ell} = 2,83 \cdot 10^{13}$ сек ( $\hbar\omega_{\ell} = 0,117$  эВ,  $\lambda_{\ell} = 10,6$  мкм), а правая в 1,8 раза превышает частоту эксимерного ArF - лазера с  $\omega_{\ell} = 1,55 \cdot 10^{15}$ сек ( $\hbar\omega_{\ell} = 6,42, \lambda_{\ell} = 0,193$  мкм). Критерием пробоя в данной работе, согласно [19], [61] считалось начало устойчивого преобладания частоты кулоновских столкновений  $v_{ei}$ , над частотой электрон-нейтральных  $v_{en}$ , т.е.  $v_{ei} > v_{en}$ . Интенсивность излучения, при которой выполняется данное неравенство, полагается пороговой  $G^*(\omega_{\ell})$ 

#### А. Оптический пробой при неограниченном воздействии

Из обобщения результатов экспериментальных и теоретических работ [6]–[14], [63]–[75] по оптическому пробою пара различных металлов, следует, что основные особенности процесса зависят от следующих параметров воздействия: интенсивности излучения G, длины волны  $\lambda_{\ell}$  (частоты), длительности воздействия  $\tau_{\ell}$  и временной формы  $f_{\ell}(t)$  импульса. Для уменьшения числа факторов влияния исключим вначале из рассмотрения длительность воздействия  $\tau_{\ell}$  и временную форму импульса  $f_{\ell}(t)$ . С этой целью рассмотрим воздействие прямоугольного импульса неограниченной длительности на тонкий слой пара, находящийся в состоянии частично ионизованного газа.

Под неограниченной длительностью подразумевается длительность импульса, намного превышающая характерное время развития пробоя,  $\tau_{\ell} > \tau^*$ . В этом случае для прямоугольного лазерного импульса интенсивность излучения можно представить в виде  $G(t) = G_0 f_{\ell}(t) = G_0$ . Такая форма представления лазерного импульса позволяет определить минимально возможную интенсивность, необходимую для развития пробоя.

Состояние частично ионизованного газа для металлического пара моделируется заданием начальных значений температуры  $T_0$  и плотности  $\rho_0$ , близких к значениям температуры и плот-

ности насыщенного пара при нормальных условиях ( $T_b$ =2720 K, p = 1 бар). Предполагается, что в начальный момент времени вещество находится в состоянии термодинамического равновесия, которому соответствуют: больцмановское заселение возбужденных состояний, максвелловское распределение электронов по энергиям и зарядовый состав, подчиняющийся соотношениям Саха (39), (40). Для алюминия этим условиям соответствуют значения:

 $N_0^0 = \rho_0 / M = 2.6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}, \ N_e^0 = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3},$  где M – атомная масса.

# 1. Частотная зависимость пороговой итенсивности

Классическая частотная зависимость пороговой интенсивности имеет вид  $G^*(\omega_{\ell}) \square \omega_{\ell}^2$  и выполняется в экспериментах примерно до левой границы видимого диапазона  $\lambda \approx 0,7$  мкм, что, примерно, соответствует частоте рубинового лазера с  $\omega_{\ell} = 4,32 \cdot 10^{14} \text{c}^{-1}$  ( $\lambda_{\ell} = 0,694$  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.

На рис.4а 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. В основе этих различий лежит возрастающая роль фотопроцессов в видимой и ультрафиолетовой области. Проанализируем и оценим относительную роль столкновительных реакций и фотопроцессов в развитии электронно-ионной лавины во всем рассматриваемом частотном диапазоне.

# 2. ИК-область воздействия

Математическое моделирование показало, что основной особенностью оптического пробоя в интервале частот  $\hbar \omega_{\ell} = 0,12 \div 1,17$  эВ, границы которого соответствуют излучению CO<sub>2</sub>-(рис.5) и Nd-YAG (рис.6) лазеров, является полное доминирование столкновительных реакций в эволюции электронно-ионной лавины. 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 второго рода.

В ИК области для длин волн  $\lambda_{\ell}$  =10,6 мкм, ( $\hbar\omega_{\ell}$  =0,117 эВ) и  $\lambda_{\ell}$  =1,06 мкм, ( $\hbar\omega_{\ell}$  =1,17 эВ) развитие лавины качественно мало различается. Основное количественное отличие наблюдается в значениях пороговой интенсивности. При уменьшении длины волны на порядок пороговая интенсивность возрастает на два порядка. Условно развитие лавины можно разделить на две стадии, рис.5, 6. Первая – медленная, на которой быстро устанавливаются соотношения между температурами  $T_e > T_g$  и плотностью электронов  $N_e < N_e^{Saha}(T_e)$ . Медленное увеличение концентрации возбужденных атомов происходит при практически постоянной температуре свободных электронов. Температура электронов остается неизменной вплоть до начала второй стадии. Квазистационарный характер развития первой стадии пробоя отмечался в [51], [52], [62].

Вторая стадия – быстрая. Характерное отношение времен первой стадии  $t_1$  ко второй  $t_2$  составляет  $t_1/t_2 \approx 10$ . Начинается она с момента выравнивания частот электрон-нейтральных и кулоновских столкновений и характеризуется лавинообразным опустошением возбужденных состояний и экспоненциальным ростом температуры. Особенностью развития электронно-ионной лавины, характерной только для пороговой интенсивности с неограниченной длительностью воздействия, является то, что пробой наступает после достижения термодинамического равновесия, характеризующегося соотношениями  $T_e \approx T_g$ ,  $N_e = N_i = N_e^{Saha}(T_g) = N_e^{Saha}(T_e)$ . Изза невысокой скорости неравновесной ионизации процесс пробоя сдвигается в миллисекундный диапазон, в котором равенство  $T_e \approx T_g$  достигается раньше, чем выполняется условие оптического пробоя  $v_{ei} \ge v_{en}$ . Данный эффект наблюдается для обеих длин волн –  $\lambda = 10.6$  мкм, рис.5,  $\lambda = 1.06$  мкм, рис.6. Пороговое значение  $G^*$  для CO<sub>2</sub>-лазера при неограниченном воздействии составляет  $G^* = 4.5 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>, время развития пробоя  $t^* = 9 \cdot 10^{-3}$ с. Характерная температура  $T^* \approx T_e \approx T_g \approx 0.36$  эВ, степень ионизации  $\alpha = 0.01$  оказались примерно одинаковыми.

При температуре  $T \approx 0.85$  система выходит на четко выраженное стационарное термодинамически равновесное состояние со степенью ионизации  $\alpha \approx 0.35$ , для которого выполняются соотношения

$$T_e \approx T_g = T^*$$
,  $N_e = N_i = N_e^{Saha}(T_g) = N_e^{Saha}(T_e)$ ,  $v_{ei} \gg v_{en}$ .

#### 3. Видимая и УФ-области воздействия

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  $\Delta E_{nm}$  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 фотоионизация и ионизация электронным ударом носят взаимодополняющий характер. Так верхние возбужденные состояния опустошаются столкновительной ионизацией, для которой с ростом главного квантового числа *n* энергия ионизации уменьшается как  $J_n \sim 1/n^2$ . Для низко расположенных уровней  $n \le 5$  более эффективен процесс фотоионизации, сечение которого с ростом *n* уменьшается, как  $\sigma \sim 1/n^5$ . Особую роль с ростом частоты  $\omega_\ell$  играет селективное возбуждение первых четырех уровней.

Как показали расчеты, наиболее заметное влияние на процесс пробоя в целом оказывают реакции фотовозбуждения (селективное и нерезонансное) и фотоионизации в поле лазера. Аналогичные реакции в поле континуального излучения в рассматриваемом температурном диапазоне ( $T_e \leq 1$  эВ) заметного влияния не оказывают. Но с ростом температуры до нескольких электронвольт роль их быстро возрастает. Взаимодействие фотопроцессов зачастую носит конкурирующий характер. С целью выявления влияний каждого из них последовательно рассмотрим ситуации, в которых один из процессов отсутствует.



Рис.4а,b,с.



Рис.5а,b,с.



Рис.6.а,b,с.

3.1. Фотоионизация. На рис.4b 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. Лазерная фотоионизация осуществляется за счет одно квантовых процессов. С ростом частоты  $\omega_{\ell}$  роль ее, казалось бы, должна непрерывно усиливаться. Пока энергия кванта  $\hbar \omega_{\ell}$  невелика за счет фотоионизации опустошаются только верхние уровни, населенности которых невелики. 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. Селективность фотоионизации объясняется сильной зависимостью сечения фотоионизации  $\sigma_{\phi}$  от частоты  $\sigma_{\phi} \sim \omega_{\ell}^{-3}$  и от главного квантового числа n,  $\sigma_{\phi} \sim n^{-5}$ . При этом наиболее эффективно опустошаются нижние уровни, населенности которых наиболее высоки. Первый заметный минимум на кривой  $G^*(\omega_\ell)$  соответствует энергии ионизации первого возбужденного состояния ( $J_1$ =2,84 эВ). Из всех уровней возбуждения этот уровень оказывается наиболее населенным. Дальнейшее увеличение частоты лазерного излучения в диапазоне  $J_1 < \hbar \omega_{\ell} < J_0$  приводит к повышению пороговых значений G<sup>\*</sup>, так как с ростом частоты скорость ионизации падает, а количество уровней, охваченных фотоионизацией, остается прежним. При достижении  $\hbar\omega_\ell$  потенциала ионизации  $J_0$  минимум на частотной зависимости  $G^*(\omega_\ell)$  приобретает вид резкого провала. В момент достижения равенства  $\hbar\omega_\ell = J_0$  вклад фотоионизации резко возрастает, так как в процесс включается основное состояние с минимальным квантовым числом n, населенность которого на несколько порядков превышает населенности всех остальных уров-

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, а при включении основного состояния снижение может достигать 5 ÷ 6 порядков. Минимумы на частотной зависимости  $G^*(\omega_\ell)$ , соответствующие энергии ионизации атомов из основного ( $J_0 = 5,98$  эВ) и первого возбужденного ( $G_1=2,84$  эВ) состояний, составляют соответственно  $G^*=10^3$  BT/см<sup>2</sup> и  $G^*=2\cdot10^7$  BT/см<sup>2</sup>.

ней.

**3.2.** Селективное фотовозбуждение. Селективное фотовозбуждение дискретных уровней имеет исключительно сильное проявление. Включение в рассмотрение селективного возбуждения, при котором частоты электронного перехода (связанно-связанный)  $\omega_{km}^0$  и лазерного поля  $\omega_{\ell}$  совпадают  $\omega_{km}^0 = \omega_{\ell}$ , приводит в частотной зависимости  $G^*(\omega_{\ell})$  к появлению ряда глубоких и узких вертикальных провалов, рис.4с, кривая 4. В режиме неограниченного воздействия селективное фотовозбуждение может приводить к снижению пороговой интенсивности на 4 ÷ 6 порядков. Наибольшее влияние на пороговую интенсивность оказывает резонансное возбуждение первых 4-х переходов. Так резонансное возбуждение первого уровня приводит к снижению пороговой интенсивности до  $10^2$  BT/cm<sup>2</sup>, т.е. примерно на порядок больше чем дает вклад фотоионизации основного уровня. Эффективность фотовозбуждения 2-го и 3-го уровней сравнима с результатами фотоионизации атомов из основного состояния. Столь сильное влияние резонансного фотовозбуждения объясняется не только большой величиной сечения  $\sigma_{km}^*(\omega) \sim 10^{-12}$  см<sup>2</sup>, что на 5 ÷ 6 порядков превышает сечение фотоионизации, но и тем, что резонансное фотовозбуждение одного из разрешенных дипольных переходов во многоуровневой системе приводит к сложному перераспределению возбужденных состояний и энергии по внутренним степеням свободы. При наличии нескольких каналов ионизации это предопределяет сложный нелинейный характер изменения концентрации свободных электронов и баланса их поступательной энергии. Доминирующий механизм пробоя зависит от строения электронной оболочки атома и во многом определяется близостью возбуждаемого уровня к основному состоянию или ионизационному континууму. Низко расположенные уровни с малыми значениями главного квантового числа имеют большие сечения фотоионизации и их заселение тесно связано с фотопроцессами. Для верхних уровней с большими значениями главного квантового числа имеют большиется, а роль столкновительных реакций атомов (электронное возбуждение, ионизация) с электронами значительно усиливается. Часть уровней, занимающих промежуточное положение, подвергается совместному воздействию фотопроцессов и ступенчатой ионизации.

Энергетический баланс системы 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. Кинетика резонансного и нерезонансного фотовозбуждения

Сложная структура электронных оболочек атомов металлов предопределяет сложную кинетику заселения уровней и их ионизации. Учитывая сложный характер кинетики неравновесных процессов в возбуждаемой из вне многоуровневой системы, рассмотрим более подробно влияние строения электронной оболочки атома алюминия на оптический пробой. Наиболее сильно это влияние проявляется при резонансном лазерном возбуждении первых 4-х разрешенных (дипольных) переходов из основного состояния 3p-4s, 3p-3d, 3p-5s, 3p-4d. Резонансное возбуждение осуществляется источником излучения с перестраиваемой частотой при неограниченном временном воздействии. Интенсивность излучения полагалась постоянной и одинаковой для всех рассматриваемых вариантов, но при этом величина ее превышала пороговую интенсивность для любого уровня и равнялась  $G=2\cdot10^4$  BT/см<sup>2</sup>.

#### 1. Переход 3*p*-4*s*

Резонансное возбуждение данного перехода осуществляется излучением с  $\hbar \omega_{\ell} = 3,14$  эВ. Динамика заселенности возбужденных состояний, температуры и концентрации свободных электронов для данного электронов для данного режима воздействия представлены на рис.7.

Под влиянием сильного внешнего поля ( $G^* = 2 \cdot 10^4 \text{ Bt/cm}^2$ ) переход за короткое время ~  $10^{-11}$ с достигает своего насыщения. Предельное значение концентрации, соответствующее насыщению уровня 4s определяется соотношением  $\left(N_0 - \frac{g_0}{g_1}N_1\right) = 0$ , откуда  $N_1 = \frac{g_1}{g_0}N_0$ , где

 $g_0 = 6$ ,  $g_1 = 2$  – статистические веса основного 3p и первого возбужденного 4s уровней соответственно,  $N_1 = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Быстрое неравновесное заселение уровня 4s инициирует во многоуровневой системе целый ряд столкновительных реакций. Наиболее эффективными являются переходы между соседними переходами 4p-4p, 4p-4d, 4s-5p. Под их воздействием происходит неравновесное заселение уровней 4p, 4d, 5s. Соотношение между концентрациями этих уровней  $N_3 \gg N_4 > N_6$  определяется их близостью к фотовозбуждаемому состоянию 4*s*. Значения концентраций  $N_3$ ,  $N_4$ ,  $N_6$  вплоть до начала пробоя превосходят равновесные Больцмановские.

Доминирующим механизмом нагрева свободных электронов на первом этапе t≤4·10<sup>-9</sup>c является фотоионизация. Под ее влиянием на температурной зависимости  $T_e(t)$  на уровне 0,35 эВ появляется характерное плато, рис.7b. Уровень плато обусловлен сравнительно небольшой энергией, которую выносят фотоэлектроны, вырываемые из состояния 4s. Энергия, передаваемая свободным электронам в каждом акте фотоионизации, составляет  $\Delta E_{\phi} = \hbar \omega_{\ell} - J_1 = 0,3$  эВ, где  $J_1 = 2,84$  эВ – энергия ионизации уровня 4s. Концентрация свободных электронов Ne, в основном за счет фотоионизации насыщенного уровня 4s, плавно возрастает примерно на 2 порядка. К моменту  $t \sim 2.10^{-9}$ с рост концентрации  $N_e$  начинает сопровождаться дополнительным лазерным разогревом электронов, связанным с увеличением частоты кулоновских столкновений  $v_{ei}$ . Быстрый рост  $T_e$  до величины 0,55 эВ приводит к многократному увеличению скорости и ионизации электронным ударом. Под её влиянием происходит смена доминирующего механизма ионизации и, в период (3÷4)·10<sup>-9</sup> с развивается быстрая стадия развития электронно-ионной лавины. На этой стадии под влиянием каскадной ионизации эффективно опустошаются все неравновесно заселенные уровни 4s, 4p, 4d, 5s. Концентрация заряженных частиц возрастает до 10<sup>18</sup> см<sup>-3</sup>. Температура атомно-ионной подсистемы остается неизменной и много меньше электронной  $T_e >> T_g$ . Поэтому развитие электронно-ионной лавины нохарактер, для которого характерны сит сугубо неравновесный соотношения  $N_e^{Saha}(T_e) > N_e > N_e^{Saha}(T_a)$ . Однако каскадная ионизация 4-х неравновесно заселенных уровней, концентрации которых были выше равновесной Больцмановской, приводит к кратковременному появлению соотношений  $N_e \gg N_e^{Saha} (T_e) \gg N_e^{Saha} (T_g)$ .

После опустошения возбужденных состояний развитие рассматриваемой системы переходит в медленную релаксационную стадию ( $t \sim 4 \cdot 10^{-9} \div 10^{-7}$ с), для которой характерны плавное выравнивание температур  $T_e$ ,  $T_g$ , и плавный рост концентрации  $N_e$  и температуры T. Состояние термодинамического равновесия достигается к моменту  $t \sim 6 \cdot 10^{-8}$ с. Максимальные значения температуры и концентрации свободных электронов достигаются в стационарном состоянии и равняются  $T_e = T_g = 0.8$  зВ,  $N_e = 3 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Максимальная степень ионизации  $\alpha = N_e / N_0 \approx 0.5$ .

Отметим приведенный на рис.7 эффект ионизационного сдвига, при котором концентрация заряженных частиц  $N_e$ , рассчитанная по кинетической модели (26)–(33) в условиях термодинамического равновесия ( $T_e = T_g$ ) оказывается ~ в 1,5 раза ниже значений  $N_e^{Saha}(T_e) = N_e^{Saha}(T_g)$ , полученных из уравнений Саха. Этот эффект имеет физическую природу и обусловлен радиационным распадом возбужденных состояний. Эффект наблюдается при неограниченном воздействии не очень высокой интенсивности лазерного излучения, обеспечивающей электронную температуру  $T_e < 1$  эВ. При невысоких температурах  $T_e$  скорость каскадной ионизации оказывается сравнимой со скоростью спонтанного распада возбужденных состояний, что в конечном итоге приводит к снижению концентрации свободных электронов. С ростом температуры  $T_e > 1$  эВ эффект ионизационного сдвига исчезает и при  $T_e = T_g$  значения концентраций  $N_e$ ,  $N_e^{Saha}(T_e)$ ,  $N_e^{Saha}(T_g)$  полностью совпадают. Эффект ионизационного сдвига исчезает и при низких температурах, если в кинетической модели исключить из рассмотрения радиационные переходы, т.е. положить  $A_{nm} \equiv 0$ .

2. Переход 3*p*-3*d* 

Резонансное фотовозбуждение данного перехода осуществляется излучением с  $\hbar\omega_{\ell} = 4,02$  эВ. Динамика заселенности возбужденных состояний, температуры и концентрации свободных электронов для данного режима воздействия представлены на рис.8. К особенностям уровня 3*d* можно отнести то, что он, кроме основного состояния, взаимодействует только с высоко расположенными *f* – уровнями, и имеет, среди рассматриваемых уровней, самую высокую скорость фотоионизации (его главное квантовое число минимально и равно 3). Электроны, вырванные из состояния 3*d*, обладают довольно высокой энергией  $\Delta E_{2,i}^{\phi} = \hbar\omega_{\ell} - J_2 = =2,05$  эВ. Скорость фотовозбуждения данного перехода на 1,5 порядка ниже чем для перехода 3*p*-4c но 1–2 порядка выше, чем для остальных переходов. Как и в предыдущем случае на начальной стадии развития лавины преобладают фотопроцессы: фотофозбуждение и фотоионизация. Уровень также оказывается насыщенным. Однако насыщение наступает намного позже *t*~10<sup>-10</sup> с, поскольку, сильная фотоионизация эффективно уменьшает заселенность уровня. Предельная концентрация насыщения достигает величины  $N_e = N_0 \approx 4 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>.

Под влиянием фотоионизационного нагрева в температурной зависимости  $T_e(t)$  к моменту  $t \sim 10^{-11}$ с возникает характерное плато. Но уровень его значительно выше, чем в предыдущем случае,  $T_e \approx 0.48$  эВ. Столь высокое значение электронной температуры инициирует интенсивное неравновесное заселение электронным ударом из основного состояния 3p уровней 4s, 4d, 5s, концентрации которых  $N_l$ ,  $N_4$ ,  $N_5$  значительно возрастают. Их рост усиливает каскадную ионизацию электронным ударом. Ионизация всех состояний, совместно с фотоионизацией насыщенного уровня 3d, за короткое время  $\Delta t \approx (1 \div 3) \cdot 10^{-10}$  с при, практически, неизменной температуре  $T_e \approx 0.48$  эВ, повышают концентрацию свободных электронов на ~ 4 порядка – с 4·10<sup>13</sup> см<sup>-3</sup> до 4·10<sup>17</sup> см<sup>-3</sup>. Рост концентрации свободных электронов вызывает мощное столкновительное заселение всех уровней, дополнительное поглощение лазерного излучения и, как следствие, рост температуры Т<sub>е</sub> до 0, 66 эВ. Вслед за этим наступает быстрая стадия развития электронно-ионной лавины, которая завершается к моменту  $t \sim 5 \cdot 10^{-10}$ с и характеризуется опустошением возбужденных состояний, ростом  $N_e$  до величины  $2 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$  и сильным разрывом температур  $T_e >> T_g$ . Отличие неравновесного характера развития лавины в рассматриваемом случае состоит в том, что концентрации неравновесно заселенных уровней, за исключением уровня 3d, оказываются ниже равновесных Больцмановских. Это обстоятельство сказывается на характере неравновесной ионизации, для которой на всем промежутке времени, вплоть до установления <sup>т</sup>ермодинамического равновесия t~2·10<sup>-8</sup>с, выполняются неравенства  $N_e > N_e^{Saha}(T_e) > > N_e^{Saha}(T_g)$ . На релаксационной стадии  $t \approx 5 \cdot 10^{-10} \div 5 \cdot 10^{-6}$ с концентрация электронов достигает величины  $N_e \approx 4,6 \ 10^{18} \, \mathrm{cm}^{-3}$ , температура  $T \approx 0,98$  эВ, степень ионизации α≈ 0,8. Ионизационный сдвиг с ростом температуры стремится к исчезновению.

#### 3. Переход 3*p*-5*s*

Резонансное фотовозбуждение данного перехода осуществляется излучением с  $\hbar\omega_{\ell} = 4,67$  эВ. Динамика заселенности возбужденных состояний, температуры и концентрации свободных электронов для данного режима воздействия представлены на рис.9.

Уровень расположен близко к ионизационному континууму. Его энергия ионизации составляет  $J_4 = 1,32$  эВ. Из всех рассматриваемых уровней уровень 5*s* имеет наибольшее главное



**Рис.7а, b,с.** Переход 3*p*-4*s*.  $G=2\cdot10^4$  Вт/см<sup>-2</sup>,  $T_0=0.2$ эВ,  $N_0=6\cdot10^{18}$ см<sup>-3</sup>.



**Рис.8а, b, с.** Переход 3*p*-3*d*.  $G = 2 \cdot 10^4 \text{ Br/cm}^{-2}$ ,  $T_0 = 0.23 \text{ B}$ ,  $N_0 = 6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

квантовое число n = 5 и относительно невысокую скорость фотовозбуждения. Насыщение перехода наступает при  $t \approx 10^{-10}$  с предельной концентрацией  $N_4 \approx 2 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>.

Скорость фотоионизации для данного уровня минимальна и не играет существенной роли ни в увеличении концентрации свободных электронов, ни в их нагреве. Температурное плато образуется на уровне  $T_e$ =0,225 эВ. Предельная концентрация насыщения  $N_4$ , намного превосходящая равновесные значения, и близость уровня к ионизационному континууму способствуют протеканию эффективной каскадной ионизации. В результате в многоуровневой системе эффективно протекают всего два процесса: фотозаселение уровня 5*s* и его опустошение электронным ударом. Первоначально медленное накопление  $N_e$  приводит к нарастающему процессу ионизации фотовозбужденного уровня без заметного изменения температуры электронов  $T_e$ . К моменту  $t\approx 1,5\cdot 10^{-9}$  с возбужденный уровень оказывается почти полностью ионизованным. Концентрация электронов достигает величины  $N_e\approx 1,6\cdot 10^{18}$ см<sup>-3</sup>, что приводит к скачкообразному разогреву электронов до  $T_e\approx 0,61$ эВ. Отметим, что ионизация носит ярко выраженный неравновесный характер, для которого на отрезке времени  $t\approx 4\cdot 10^{-10} \div 10^{-6}$ с выполняются соотношения  $N_e >> N_e^{Saha} (T_e) >> N_e^{Saha} (T_{\sigma})$ .

На стадии релаксации  $t \approx 2 \cdot 10^{-9} \div 10^{-6}$ с появляется ионизационный сдвиг, для которого  $N_e < N_e^{Saha}(T_e) = N_e^{Saha}(T_g)$ , так как максимальные значения  $N_e$ ,  $T_e$ ,  $\alpha$  составляют соответственно  $2 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, 0,73 эВ и 0,33.

## 4. Переход 3p – 4d

Резонансное фотовозбуждение данного перехода осуществляется излучением с  $\hbar\omega_{\ell} = 4,81$  эВ. Динамика заселенности возбужденных состояний, температуры и концентрации свободных электронов для данного режима воздействия представлены на рис.10

Рассматриваемый уровень 4*d* расположен ближе всех к ионизационному континууму. Его энергия ионизации составляет всего  $J_5 = 1,18$  эВ. Кроме того, уровень характеризуется наименьшей скоростью фотовозбуждения, эффективными столкновительными переходами 3*p*-4*d*, 4*p*-4*d*, заметной скоростью фотоионизации и большой энергией, приходящейся на единичный акт фотоионизации  $\Delta E_{5,i}^{\phi} = \hbar \omega_{\ell} - J_5 = 3,63$  эВ.

На начальной стадии  $t \approx 2 \cdot 10^{-11} \div 10^{-10}$ с под влиянием фотоионизации фотовозбуждаемого уровня 4d формируется температурное плато на уровне  $T_e$  эВ. Этой энергии достаточно для заметной ионизации фотозаселяемого уровня электронным ударом. Одновременно с этим процессом под воздействием электронных ударов второго рода начинается интенсивное заселение ниже расположенного уровня 4р. Его заселение характеризуется быстрым ростом концентрации  $N_3$ , значения которой оказываются выше равновесных. Таким образом, процессу резонансного фотозаселения противостоят три конкурирующих процесса: фотоионизация, девозбуждение и ионизация электронным ударом. В конечном итоге, суммарная скорость конкурирующих процессов оказывается выше скорости фотовозбуждения, а переход 3р-4d - не насыщенным. Нарастающий процесс девозбуждения на отрезке времени *t*≈(1÷2)·10<sup>-10</sup>с сопровождается разогревом электронного газа до T<sub>e</sub>≈0,42 эВ. Достигнутая температура электронов обеспечивает переход к быстрой стадии развития лавины. На этой стадии  $t \approx 2 \cdot 10^{-10} \div 10^{-9}$ с происходит столкновительное опустошение всех возбужденных уровней и повышение N<sub>e</sub> и T<sub>e</sub> до значений 6·10<sup>17</sup>см<sup>-3</sup> и 0.55 эВ. Ионизация неравновесно заселенных уровней 4s, 4p, 4d приводит к тому, что на этой стадии концентрация свободных электронов оказывается выше равновесных значений, получаемых из уравнений Caxa. На медленной релаксационной стадии t≈10<sup>-9</sup>÷10<sup>-6</sup>с к мо-



менту  $t \approx 10^{-7}$ с достигается термодинамическое равновесие. Стационарное состояние характери-



**Рис.9а, b, с.** Переход 3p-5s.  $G=2\cdot10^4$  Вт/см<sup>-2</sup>,  $T_0=0.2$  эВ,  $N_0=6\cdot10^{18}$  см<sup>-3</sup>.

Рис.10. Переход 3p-4d.  $G=2\cdot10^4$  Вт/см<sup>-2</sup>,  $T_0=0.2$  эВ,  $N_0=6\cdot10^{18}$ см<sup>-3</sup>.

зуется следующими параметрами:  $N_e \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e = T_g \approx 0.65$  эВ,  $\alpha \approx 0.17$ . Невысокие значения  $N_e$  и  $T_e$  приводят к ионизационному сдвигу, при котором концентрация свободных электронов  $N_e$  оказывается ниже равновесной ~ 1,5 раза.

# 5. Нерезонансное фотовозбуждение лазерным излучением

Роль фотоионизации в процессе плазмообразования отмечалась неоднократно [74],[75]. В то же время влияние фотовозбуждения оставалось не исследованным.

При отсутствии точного резонанса между частотами связанно-связанных переходов  $\omega_{0,nm}^{z}$  и частотой лазерного излучения  $\omega_{\ell}$ ,  $\omega_{0,nm}^{z} \neq \omega_{\ell}$ , лазерное излучение, несмотря на высокую степень монохроматичности, благодаря наличию спектральной функции  $S_{nm}(\omega)$ , может заметно поглощаться в крыльях линии. Динамика уширения спектральных функций для всех четырех переходов 3p-4s, 3p - 3d, 3p - 5s, 3p - 4d за время развития оптического пробоя представлена на рис.11. Этот эффект лежит в основе нерезонансного заселения возбужденных состояний лазерным излучением. Совместное влияние резонансного и нерезонансного фотовозбуждения на частотную зависимость  $G^*(\omega_{\ell})$  представлено на *рис.4c, кривая 4*. Их учет в видимом диапазоне приводит к заметному в 2÷10 раз снижению пороговой интенсивности. В УФдиапазоне влияние фотофозбуждения резко усиливается. Снижение пороговых значений интенсивности достигает нескольких порядков.

## С. Моделирование оптического пробоя в нано- и микросекундном диапазоне длительности

Для определения влияния длительности воздействия на пороговую интенсивность излучения был выполнен вычислительный эксперимент, в котором, при сохранении тех же начальных условий и прямоугольной формы, длительность лазерного импульса была ограниченной. По заданной длительности  $\tau_{\ell}$  с помощью кинетической модели (26)-(33) определялась пороговая интенсивность  $G^*$ , необходимая для развития оптического пробоя за указанное время  $\tau_{l}$ . Рассматривались два значения длительности:  $\tau_{\ell} = 10^{-9}$  с и  $\tau_{\ell} = 10^{-6}$  с.

## 1. Микросекундная длительность импульса

Построение полной частотной зависимости пороговой интенсивности при микросекундном воздействии не представляется возможным. В УФ диапазоне характерное время оптического пробоя, под влиянием процессов резонансного фотовозбуждения и фотоионизации атомов из основного и низко расположенных состояний становится значительно меньше длительности лазерного импульса ( $\tau_{\ell} = 10^{-6}$  с.). Поэтому для микросекундной длительности были определены пороговые значения интенсивности для семи длин волн наиболее широко используемых лазеров. Результаты микросекундного воздействия приведены в табл.1. Для сравнения в таблице приведены также значения пороговой интенсивности при неограниченном воздействии.

Анализ данных вычислительного эксперимента (табл.1) показывает, что с уменьшением длительности воздействия значения пороговой интенсивности возрастают.

Длительность воздействия:  $\tau_{\ell} < \infty$  – неограниченная.

#### Таблица 1.

Частотная зависимость оптического пробоя от длительности лазерного импульса.

Laser		CO <sub>2</sub>	NdI	Ruby	NdII	XeCl	KrF	ArF
Wavelength	мкм	10.6	1.06	0.694	0.53	0.308	0.248	0.193

Кинетика оптического пробоя пара алюминия в широком частотном диапазоне

Threshold in-	2	5	(	(	(	5	5	4
	BT/cm <sup>2</sup>	6⊙10°	4⊙10°	5⊙10°	6⊙10°	2.5⊙10 <sup>3</sup>	103	104
tensity	21,011	0 - 10		0 - 10	0-10	2.0 - 10	10	10

Длительность воздействия:  $\tau_{\ell} = 10^{-6}$  сек

Laser		CO <sub>2</sub>	NdI	Ruby	NdII	XeCl	KrF	ArF
Wavelength	МКМ	10.6	1.06	0.694	0.53	0.308	0.248	0.193
Threshold in- tensity	Вт/см <sup>2</sup>	2,2°10 <sup>7</sup>	8,4010 <sup>8</sup>	2,3010 <sup>9</sup>	4,8⊙10 <sup>9</sup>	8,5010 <sup>6</sup>	6⊙10 <sup>5</sup>	2010 <sup>4</sup>

Длительность воздействия:  $\tau_{\ell} = 10^{-9}$  сек

Laser		CO <sub>2</sub>	NdI	Ruby	NdII	XeCl	KrF	ArF
Wavelength	мкм	10.6	1.06	0.694	0.53	0.308	0.248	0.193
Threshold in- tensity	Вт/см <sup>2</sup>	$2 \odot 10^{10}$	6,5°10 <sup>11</sup>	1,25°10 <sup>12</sup>	2010 <sup>12</sup>	2010 <sup>11</sup>	3010 <sup>10</sup>	10 <sup>6</sup>

Длительность воздействия:  $\tau_{\ell} = 10^{-12} \, \text{сек}$ 

Laser		CO <sub>2</sub>	NdI	Ruby	Nd II	XeCl	KrF	ArF
Wavelength	МКМ	10.6	1.06	0.694	0.53	0.308	0.248	0.193
Threshold intencity	Вт/см <sup>2</sup>	2,8°10 <sup>13</sup>	2,5°10 <sup>15</sup>	6⊙10 <sup>15</sup>	1,2°10 <sup>16</sup>	2010 <sup>14</sup>	9⊙10 <sup>11</sup>	8010 <sup>1</sup>

В микросекундном диапазоне в ИК спектре пороговые интенсивности по сравнению с неограниченным воздействием возрастают на 2÷2,5 порядка и составляют: для  $CO_2$  – лазера ( $\lambda = 10,6$  мкм) –  $G^* \approx 1,5 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>, для Nd–YAG – лазера ( $\lambda = 1,06$  мкм) –  $G^* \approx 1,5 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>. Доминирующим механизмом развития лавины по-прежнему являются столкновительные реакции. Вклад фотопроцессов, отмечавшийся при неограниченном воздействии уже при  $\lambda = 1,06$  мкм, полностью исчезает.

Для лазеров видимого диапазона с  $\lambda = 0,694$  мкм и  $\lambda = 0,53$  мкм значение пороговой интенсивности, рассчитанное без учета фотопроцессов, также возрастает примерно на 3 порядка и составляет порядка  $G^* \approx 2 \cdot 10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup>. Учет фотопроцессов для этих лазеров снижает порог пробоя примерно на порядок и составляет для  $\lambda = 0,694$  мкм –  $G^* \approx 1,5 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup> и  $G^* \approx 1,3 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup> для  $\lambda = 0,53$  мкм, что на два порядка выше, чем при неограниченном воздействии. В УФ области пороговые значения интенсивности также возрастают примерно на два порядка:  $G^*(\lambda = 0,248$  мкм)  $\approx 2,6 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> и  $G^*(\lambda = 0,248$  мкм)  $\approx 1,4 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>. Исключение составляет лишь ArF – лазер с  $\lambda = 0,193$  мкм, для которого значение пороговой интенсивности осталось неизменным  $G^* \approx 9 \cdot 10^3$  Вт/см<sup>2</sup>. Полученный результат свидетельствует о том, что процесс фотоионизации атомов алюминия из основного состояния имеет характерное время развития на несколько порядков меньше длительности лазерного импульса  $\tau_{\ell}$ .

#### 2. Наносекундная длительность импульса

Значения пороговой интенсивности существенно изменяются при дальнейшем уменьшении длительности импульса до  $\tau_{\ell} = 10^{-9} c$ . Для УФ излучения пороговые интенсивности воз-

растают примерно на 3 порядка по сравнению с микросекундным диапазоном. На 2-3 порядка возрастают пороговые интенсивности и для остальных лазеров.

Для качественного сравнения в таблице также приведены значения пороговой интенсивности для пикосекундной длительности лазерного воздействия. Однако, к полученным значениям интенсивности следует отнестись с определенной осторожностью, так как при импульсном воздействии с  $\tau_{\ell} \leq 10^{-12}$  с определяющую роль могут играть, не учтенные в математической модели, процессы тунелирования и многофотонной ионизации.

Таким образом, если при неограниченной длительности воздействия частотная зависимость  $G^*(\omega_\ell)$  сверху ограничивалась максимальным значением  $G^*_{\max} \approx 2 \cdot 10^7 \text{ Br/cm}^2$ ,  $(G^*(\omega_\ell) \leq G^*_{\max})$ , то в микросекундном диапазоне эта зависимость уже ограничивалась величиной  $G^*_{\max} \approx 5 \cdot 10^9 \text{ Br/cm}^2$ , а наносекундном максимальная пороговая интенсивность достигает  $G^*_{\max} \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ Br/cm}^2$ .

Полученные значения пороговой интенсивности располагаются значительно ближе к экспериментальным данным [63]-[67] чем значения G<sup>\*</sup> при неограниченном воздействии, однако для корректного сравнения с экспериментами необходим учет временного хода лазерного импульса.

## IY. Сравнение с экспериментом

Эффекты, связанные с конечной длительностью и временной формой лазерного импульса, играют большую роль и при сравнении теоретических результатов с экспериментальными данными обязательно должны учитываться. Разработанная математическая модель (26)-(33) использовалась для моделирования некоторых режимов воздействия, близких к ряду экспериментальных ситуаций, в которых исследовался оптический пробой пара алюминия импульсным лазерным излучением [63]-[74]. В рассматриваемых экспериментах импульсы имели различную длину волны, длительность и временную форму. Моделирование режимов лазерного воздействия с учетом временного хода и конечной длительности импульса позволило получить результаты, наиболее близкие к экспериментальным. Их сопоставление должно также послужить одним из критериев обоснованности используемого теоретического подхода и адекватности математических моделей, применяемых к исследованию сложных процессов плазмообразования. В большинстве рассматриваемых натурных экспериментах [63]-[74] отмечается, что процессу плазмообразования вблизи мишени предшествует процесс достаточно интенсивного испарения. Там же отмечается, что пробой вначале развивается в испаренном веществе, а не в газовой среде.

В представляемых вычислительных экспериментах начальная стадия нагрева мишени и ее испарение в явном виде не учитывались, а моделировались заданием начальных данных, соответствующих условиям развитого испарения алюминия:  $T_0 = 0.2 \ \Im B$ ,  $N_0^0 = \rho_0 M^{-1} = 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Начальные значения концентраций заряженных и возбужденных частиц по значениям  $T_0$  и  $N_0^0$  определялись из решения уравнений Саха-Больцмана (34)-(35). Тем самым при математическом моделировании во всех вариантах начало оптического пробоя оказывалось сдвинутым вперед на некоторый отрезок времени, необходимый для нагрева мишени и установления развитого испарения.

Совпадение теоретических и экспериментальных данных считалось удовлетворительным, если теоретическое значение пороговой интенсивности пробоя, определяемое с помощью математического моделирования лазерного воздействия с заданной длительностью, известной из эксперимента, не превосходило экспериментальных данных.



Рис.11. Уширение линий 4-х основных переходов в атоме алюминия.

#### А. ИК область воздействия

Для лазеров, относящихся к инфракрасному диапазону с длиной волны  $\lambda_{\ell} = (10, 6 \div 1, 06)$ мкм, сравнение производилось для импульсов большой (субмиллисекундной) и малой (наносекундной) длительности.

#### 1. Микросекундный и субмиллисекундный диапазон

Экспериментальные работы [63]-[67] свидетельствуют, что для излучения CO<sub>2</sub>-лазеров оптический пробой в парах металлов можно получить при относительно невысоких значениях интенсивности. В технологических приложениях излучение CO<sub>2</sub>-лазеров используется, как правило, в режимах непрерывного или относительно длительного воздействия  $\tau_{\ell} \approx 10^{-6} - 10^{-2}$  с. Форма импульса в большинстве случаев была близкой к прямоугольной.

Пороговые значения интенсивности существенно зависят от длительности импульса, табл.2. Укорочение длительности сопровождается увеличением пороговой интенсивности. Воздействие на алюминиевые мишени относительно длинных импульсов  $\tau_{\ell} \approx 10^{-4} \div 10^{-3}$ с [63], [64] приводит к возникновению плазмы при интенсивности  $G_{\exp}^* \approx 10^5 - 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>. Диапазону меньшей длительности лазерных импульсов  $\tau_{\ell} \approx 10^{-5} - 10^{-4}$ с. соответствует пороговая интенсивность  $G_{\exp}^* \approx 10^6 - 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> [65], [66]. Дальнейшее уменьшение длительности лазерного воздействия до  $\tau_{\ell} \approx 10^{-7} - 10^{-6}$  с приводит к дальнейшему увеличению пороговой интенсивности до  $G_{\exp}^* \approx 10^7 - 10^8$  Вт/см<sup>2</sup> [67].

Таблица 2.

$G^*$ $G^*$	$ au_\ell, s$							
$\mathbf{O}_{exp}, \mathbf{O}_{teor}$	10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-4</sup>	$2 \cdot 10^{-5}$	$10^{-6}$				
$G^*_{ m exp}$ , Вт/см $^2$	~3·10 <sup>6</sup> [7,8]	4,5·10 <sup>6</sup> [9,10]	6·10 <sup>6</sup> [9]	~3·10 <sup>7</sup> [11]				
$G_{teor}^*$ , Bt/cm <sup>2</sup>	8,6 ·10 <sup>5</sup>	1,6·10 <sup>6</sup>	$4,5 \cdot 10^{6}$	$2,1\cdot 10^7$				

Математическое моделирование с использованием системы (26)-(33) позволило определить пороговые значения интенсивности для 4-х значений длительности  $\tau_{\ell} = 10^{-3}$ ,  $10^{-4}$ ,  $10^{-5}$ ,  $10^{-6}$  с, табл.2, которые для всех вариантов оказались ниже экспериментальных. Сравнение экспериментальных и теоретических значений  $G_{exp}^*$ ,  $G_{teor}^*$  позволило установить приемлемое качественное и количественное соответствие. Так в экспериментах [63] при  $\tau_{\ell} = 250$  мкс пороговая интенсивность составила  $G_{exp}^* \approx (2 \div 4)10^6$  Вт/см<sup>2</sup>. Математическое моделирование показало, что для интенсивности  $G_{teor}^* = 3 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> время пробоя составляет  $\tau^* = 230$  мкс. Во втором случае [65] для длительности  $\tau_{\ell} = 60$  мкс пороговая интенсивность была определена в диапазоне  $G_{exp}^* \approx (4 \div 6)10^6$  Вт/см<sup>2</sup>. Теоретическое значение времени пробоя для интенсивности  $G_{teor}^* = 4 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> оказалось равным  $\tau^* = 4.54,5$  мкс.

Полученные результаты позволяют выявить общие тенденции, характерные для режимов длительного воздействия в ИК диапазоне, и предположить, что дальнейшие количественное

согласование может быть достигнуто посредством усложнения теоретической модели, с целью учета начальной стадии нагрева и испарения. Расчеты также показали, что в исследуемых условиях пороговые значения интенсивности слабо зависят от временной формы импульса и начальных значений температуры  $T_0$  и плотности  $N_0^0$ .

#### 2. Наносекундный диапазон

В [68] приведены данные по оптическому пробою пара алюминия лазерным импульсом наносекундной длительности с длиной волны  $\lambda_{\ell} = 1,06$ мкм. Было зафиксировано, что для импульсов прямоугольной формы длительностью  $\tau_{\ell} = (4 \div 7)$  нс пороговая интенсивность находится в области значений  $G_{exp}^* \approx (1,5 \div 2,5)10^9$  Вт/см<sup>2</sup>. Моделирование показало, что для прямоугольного импульса длительностью  $\tau_{\ell} = 7$ нс значение пороговой интенсивности равняется  $G_{teor}^* = 5 \cdot 10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup>, т.е. примерно в 20 раз выше экспериментального. Одной из возможных причин столь неудовлетворительного сравнения может являться слишком неточное задание начальной температуры  $T_0$ , которое в расчетах полагалось равным равновесной температуре кипения при нормальных условиях. Обычно при коротко импульсном воздействии температура испаряющегося вещества намного превышает равновесную температуру кипения. Подтверждением данного предположения могут служить результаты расчета пороговой интенсивности при более высоких значениях температуры  $T_0$ . Так при повышении начальной температуры до  $T_0 = 0,38$  эВ пороговая интенсивность при длительности  $\tau_{\ell} = 7$  нс составила приемлемую величину  $G_{teor}^* = 2,5 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>, рис.12.

Следует отметить, что механизм пробоя в инфракрасной области воздействия для коротких лазерных импульсов также как для длинных полностью определялся столкновительными реакциями, характерная скорость которых для наносекундных импульсов значительно превосходит скорость спонтанного распада возбужденных состояний. Вместе с тем, в наносекундном диапазоне пороговые значения в сильной степени зависят от начальных данных

# В. Видимая и УФ область воздействия

Как и в инфракрасной области, сравнение с экспериментом проводилось для двух диапазонов длительности лазерных импульсов: микросекундного и наносекундного.

## 1. Наносекундный диапазон

В [70], [71] экспериментально исследовались пороговые условия плазмообразования в испаренном веществе при воздействии треугольных импульсов на твердые мишени излучения XeCl - лазера с  $\hbar\omega_{\ell} = 4.03$  эВ,  $\lambda_{\ell} = 0,308$  мкм и длительностью по основанию  $\tau_{\ell} = 30$ нс. Было установлено, что порог плазмообразования существенно зависит от подготовки и лазерной очистки поверхности и, для алюминиевой мишени пороговая интенсивность находится в интервале  $G^* = 10^7 \div 2 \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>. Математическое моделирование, выполненное для треугольного импульса с длительностью  $\tau_{\ell} = 30$ нс по основанию, показало, что пороговая интенсивность пробоя находится в диапазоне  $G^* = (0,8 \div 1) \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>. С учетом отсутствия в расчетах начальной стадии нагрева и испарения, требующих также энергетических затрат, полученные результаты можно считать удовлетворительными с точки зрения совпадения с экспериментальными данными.

На рис.13 представлена динамика населенностей возбужденных состояний  $N_j$ , концентрации электронов  $N_e$ , и температур  $T_e$  и  $T_g$ . Особенностью взаимодействия излучения XeCl -

лазера с паром алюминия является наличие в атоме Al перехода (3p-3d) с энергией  $\Delta E_{02}$ =4,02 эВ, практически совпадающей с энергией лазерного кванта  $\hbar\omega_{\ell}$  = 4.03 эВ. Под влиянием столкновительного уширения на этом переходе происходит почти резонансное поглощение лазерного излучения, что обеспечивает неравновесное, превышающее Больцмановское, заселение уровня 3d (концентрация N<sub>2</sub>). Несмотря на быстрый рост концентрации N<sub>2</sub>, переход не достигает насыщения из-за сильной фотоионизации, сечение которой для данного уровня оказывается наибольшим из всех уровней возбуждения. Интенсивная фотоионизация уровня 3d приводит к фотоионизационному нагреву свободных электронов до ~ 0,5 эВ, что в свою очередь вызывает столкновительное заселение переходов 3p-4s, 4s-4p, 4p-4d. В отличие от уровня 3d доминирующим процессом ионизации для возбужденных состояний 4s, 4p, 4d является ионизация электронным ударом. Формирование процесса плазмообразования завершается к моменту ~  $10^{-8}$ с и характеризуется температурой  $T_e = T_g \approx 0,8$  эВ и концентрацией заряженных частиц  $N_e \approx 3 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>.

В [71], [72] экспериментально исследовалось взаимодействие излучения KrF – лазера  $(\hbar \omega_{\ell} = 4,99 \, \Im B \, \lambda_{\ell} = 0,248 \, \text{мкм})$  с алюминиевой мишенью. Лазерный импульс с длительностью по основанию  $\tau_{\ell} = 60$  нс имел трапециевидную форму рис.14 с возрастающим фронтом 10 нс, ниспадающим 15 нс и шириной на полувысоте 30 нс,. Интенсивность импульса варьировалась в пределах  $G=(0,2\div1,7)10^9$  Вт/см<sup>2</sup>. В экспериментах фиксировалась сложная структура газодинамического течения, составными частями которого являлись расширяющаяся плазма в испаренном веществе и ударная волна в воздухе. Математическое моделирование при заданной форме и длительности импульса показало, что пороговая интенсивность излучения составляет  $G_{teor}^* = 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>, и пробой происходит на заднем фронте импульса  $\tau_{\ell}^* \approx 5.7 \cdot 10^{-8}$  с что, учитывая отсутствие затрат энергии на начальную стадию нагрева и испарения, можно считать неплохим совпадением с экспериментом. Увеличение интенсивности излучения приводит к смещению времени пробоя к переднему фронту импульса,  $G_{leor}^* = 3 \cdot 10^8 \text{ Вт/см}^2$ ,  $\tau^* \approx 2.7 \cdot 10^{-8} \text{ c}$ . На рис.15 представлены временные зависимости концентрации возбужденных состояний N<sub>i</sub>, концентрации Ne и температуры свободных электронов Te, рассчитанных при интенсивности лазерного излучения  $G = 5 \cdot 10^8 \,\mathrm{Br/cm^2}$ . Момент возникновения пробоя располагается при этом, практически, на переднем фронте импульса,  $\tau^* \approx 1.1 \cdot 10^{-8}$  с, рис.14.

Распределение возбужденных состояний показывает, что для лазерного излучения с  $\hbar\omega_{\ell} = 4,99$  эВ не происходит резонансного поглощения, 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 ( $N_5$ ). За счет столкновительного перераспределения между возбужденными состояниями 5p - 4d и 5s - 5p повышаются концентрации  $N_4, N_6$  – уровней 5d, 5s. Фотоионизация этих уровней на первом этапе вызывает дополнительный (фотоионизационный) разогрев свободных электронов до температуры 0,4 эВ. Рост температуры электронов приводит к усилению столкновительного возбуждения всех уровней, среди которых наиболее заметную роль играет увеличение концентрации  $N_1$  и  $N_3$ . Затем наступает быстрая фаза столкновительной ионизации возбужденных состояний, быстрый рост концентрации  $N_e$  и температуры  $T_e$  электронов.

К моменту  $3 \cdot 10^{-8}$  с их величины достигают своих максимальных значений  $N_e \approx 5 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>,  $T_e \approx 1,05$  эВ и этап формирования плазменного образования на этом завершается.







Рис.12.



Рис.13.



Рис.14.

#### 2. Микросекундный диапазон

В экспериментальных работах [73], [74] рассматривалось воздействие на алюминиевую мишень излучения эксимерных *KrF* и *XeF* -лазеров микросекундной длительности  $\tau_{\ell} = 0.5$  мкм и  $\tau_{\ell} = 0.7$  мкм.

Импульсы *KrF* -лазера ( $\hbar\omega_{\ell}$  =4,99 эВ,  $\lambda_{\ell}$  =0,248 мкм) имели несимметричную трапециевидную форму с передним возрастающим фронтом – 0,1 мкм, верхним основанием – 70 нс, нижним – 0,5 мкс и ниспадающим задним фронтом – 0,35 мкс [73]. Измеренная пиковая интенсивность варьировалась в пределах 10<sup>7</sup>÷10<sup>9</sup> Вт/см<sup>2</sup>. Математическое моделирование показало, что пороговая интенсивность близка к экспериментальным значениям  $G_{teor}^* \approx (2\div5) \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>, а время пробоя находится в интервале 0.343÷0.114 мкс от начала импульса. Динамика пробоя, рассчитанная при интенсивности излучения  $G^* = 5 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>, представлена на рис.16. Качественно процессы протекают также как и для импульса наносекундной длительности, рис.15. Вначале процесса лазерным излучением фотовозбуждаются уровни 4*d* и 4*f* (концентрации N<sub>5</sub> и N<sub>7</sub>). От них возбуждение посредством столкновений с электронами передается уровням 3*d* и 4*p* (концентрации N<sub>2</sub>, N<sub>4</sub>). Фотоионизация на начальном этапе с последующим преобладанием столкновительного механизма завершают формирование оптического пробоя.

В [74] исследовалось воздействие лазерного импульса трапециевидной формы, рис.17, с  $\hbar\omega_{\ell} = 3,5$  эВ,  $\lambda_{\ell} = 0,351$  мкм (*XeF* -лазер), максимальной интенсивностью  $G_{\text{max}} = 3 \cdot 10^8 \text{ BT/cm}^2$  и длительностью по основанию  $\tau_{\ell} = 0,7$  мкс. Сообщается о измеренном времени пробоя, которое составило  $\tau_{\text{exp}}^* = 0.2$  мкс.

Моделирование показало, что пороговая интенсивность равняется  $G_{teor}^* = 1.2 \cdot 10^7 \, \text{Bt/cm}^2$ , а время пробоя составляет  $\tau^* \approx 0.81 \,\text{мкc}$ . Увеличение интенсивности излучения до  $G^* = 5 \cdot 10^7 \, \text{Bt/cm}^2$ , приводит к сокращению длительности пробоя до  $\tau^* = 0.168 \,\text{мkc}$ . Эволюция основных процессов



для данной интенсивности представлена на рис.18. Отличительной особенностью данного воз-



#### Рис.16.

действия 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 фото заселяется лазерным излучением (концентрация  $N_1$ ). За счет столкновительного перераспределения возбуждение передается на уровень 4p, что приводит к заметному росту концентраций  $N_1, N_3$ . Из-за большой разности энергий  $\hbar\omega_{\ell} - \Delta E_{01} = 0,36$  эВ фотовозбуждение уровня 4s имеет относительно невысокую скорость и с течением времени заметной становится его фотоионизация. В итоге фотопроцессы играют доминирующую роль в развитии пробоя. Их специфика проявляется в низкотемпературном ( $T_e \approx 0.3$  эВ) сильно неравновесном ( $T_e \neq T_g$ ) характере развития процесса плазмообразования. Вклад столкновительных реакций становится заметным в конце импульса, что проявляется в заметном возрастании температуры электронов,  $T_e \approx 0.35$  эВ. Концентрация  $N_e \approx 2.4 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>, а степень ионизации не превышает  $\alpha \leq 0.004$ .





Математическое моделирование показало также, что развитие оптического пробоя в видимой и УФ области протекает по значительно более сложному сценарию, чем в ИК диапазоне. При этом в коротковолновом диапазоне определяющую роль во взаимодействии лазерного излучения с атомами алюминия играют реакции нерезонансного фотовозбуждения и фотоионизации.

## Ү. Заключение

• Разработана полная 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



Рис.18.

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: фотовозбуждения и фотоионизации. Установлен вклад каждого из фотопроцессов. Резонансное фотовозбуждение приводит к самому сильному снижению пороговой интенсивности на 5-6 порядков, но его вклад существенен только при точном совпадении энергии перехода с энергией лазерного кванта  $\Delta E_m = \hbar \omega_{\ell}$ .

• Проведенный анализ лазерного воздействия  $s \ Y \Phi$  области подтвердил сложный и индивидуальный характер кинетики заселения уровней и их ионизации при резонансном возбуждении. Моделирование в рассматриваемом диапазоне параметров воздействия показало, что процессы неравновесного заселения и ионизации происходят с обязательным участием столкновительных реакций. Ни в одном из вариантов фотоионизационный механизм не реализуется в чистом виде. С помощью столкновительных процессов первоначально неравновесно фотозаселенные состояния перераспределяется между близлежащими уровнями, которые также заселяются неравновесно.

• 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 фотовозбуждением.

• При фиксированной интенсивности излучения резонансное возбуждение низко расположенных уровней с малыми значениями главного квантового числа *n* (переходы 3p-3d, 3p-4s) приводит к доминирующей роли фотоионизации в оптическом пробое. Плазма оптического пробоя при этом характеризуется относительно высокими значениями температуры  $T^* \approx 0.8 \div 1.0$  зВ и степенью ионизации  $\alpha \approx 0.5 \div 0.8$ .

• Резонансное возбуждение верхних уровней (переходы 3p-5s, 3p-4d), сопровождающееся ростом *n* и  $\hbar\omega_{\ell}$  приводит к снижению роли фотоионизации и значительному усилению столкновительной ионизации возбужденных состояний. Температура и степень ионизации плазмы оптического пробоя снижаются до  $T^* \approx 0.6 \div 0.8$  эВ,  $\alpha \approx 0.17 \div 0.3$ .

• Сравнение частотных зависимостей  $G^*(\omega_\ell)$ , полученных с учетом только фотоионизации и с учетом всех видов фотовозбуждения, показало, что в оптическом пробое металлических паров ультрафиолетовым изучением фотовозбуждение может играть определяющую роль, намного превосходя вклад чистой фотоионизации.

• Учет длительности лазерного импульса показал, что уменьшение его до  $10^{-6}$  сек вызывает увеличение пороговой интенсивности на  $2 \div 2,5$  порядка по сравнению с неограниченной длительностью. Максимальное значение пороговой интенсивности излучения в частотной зависимости  $G^*(\omega_\ell)$  достигает величины  $5 \cdot 10^9$  Вт/см. Дальнейшее уменьшение  $\tau_\ell$  до  $10^{-9}$  сек вызывает соответствующее увеличение  $G^*_{max} \cong 2 \cdot 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>.

• Количественное сравнение результатов моделирования по оптическому пробою пара алюминия с экспериментальными показало обнадеживающие результаты. В ИК-области излучения в милли- и микросекундном диапазонах длительности вычисленные значения пороговой

интенсивности оказались очень близки к экспериментальным –  $G_{teor}^* \approx (0,1\div 2)\cdot 10^7 \,\mathrm{Br/cm}^2 \le G_{exp}^*$ . Расчеты показали слабую зависимость результатов от временного профиля G(t) лазерного импульса и начальных условий  $T_0, N_0$ . В то же время для импульсов с  $t \le 10^{-9}$  сек напротив – имеется сильная зависимость.

• В УФ области для лазерных импульсов с  $\lambda_{\ell} = 0,248$  мкм и  $\lambda_{\ell} = 0,355$  мкм, в наносекундном диапазоне воздействия расчеты показали 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. 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.

• Результаты моделирования, как и в ИК области, для длинных импульсов слабо зависят от выбора начальных условий  $T_0, N_0$ . С уменьшением длительности лазерных импульсов зависимость от начальных условий усиливается. При этом в УФ области излучения определяющим параметром является начальная концентрация атомов, а в ИК области их начальная температура.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. W.W.Duley. Laser processing and analysis of materials. Plenum Press, New York, London, 1983, p.502
- N.Rykalin, A.Uglov, I.Zuev, A.Kokora. Laser and electron beam material processing. Handbook. Mir Publishers, Moscow, 1988. Humphries M., Kahbert H.J., Pippert K. The eximer laser on its way to industrial application. Laser in manufacture. Ed. by M.M. Steen, London, Springer, 1987, p.200
- D.Bäuerle. Laser processing and chemistry. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1986, 1996, p.639.
- Martin von Allmen. Laser-beam interaction with materials. Physical principles and applications. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1987, p. 229.
- 5. А.А.Веденов, Г.Г.Гладуш. Физические процессы при лазерной обработке материалов. М.: Энергоатомиздат, 1985, 206 с.
- 6. В.И.Мажукин, А.А.Углов, Б.Н. Четверушкин. Низкотемпературная лазерная плазма вблизи металлической поверхности при высоком давлении газов. Обзор. Квант. электроника, 1983, т.10, №4, с.679-701.
- В.А.Батанов, Ф.В.Бункин, А.М.Прохоров, В.Б.Федоров. Газодинамическая структура плазменного факела, возникающего при испарении металлов мощным оптическим излучением. ЖЭТФ, 1972, т.63, №10, с. 1240-1246.
- 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.
- 9. В.А.Данилычев, В.Д.Зворыкин, И.В.Холин, Ф.Ю.Чугунов. Исследование динамики образования плазмы вблизи мишени под действием микросекундных импульсов СО<sub>2</sub>-лазера. Квантовая электроника, 1980, т.7, № 12, с.2599-22603.
- 10. *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.
- H.T.Buscher, R.G.Tomlinson, E.K.Damon. Frequency dependence of optically induced gas breakdown. Phys. Rev. Lett. 1965, v.15, p.847-849.
- A.J.Alcock, K.Kato, M.C.Richardson. New features of laser-induced gas breakdown in the ultraviolet. Opt. Commun., 1972, v.6, p.342-344.
- D.I.Rosen, G.Weyl. Laser-induced breakdown in nitrogen and the rare gases at 0.53 and 0.35 μm. J. Appl. D, 1987, v.10, p.1264-1276.
- 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. Испарение мишеней и формирование волн поглощения в воздухе под действием УФ лазерного излучения. Квантовая электроника, 1988, т.15, №12, с.2568-2577.
- 15. Ю.П.Райзер. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987.

- 16. W.W.Duley. UV Lasers: effects and applications in materials science. Cambridge University Press, 1996.
- 17. *Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
- E.M.Lifshitz, L.P.Pitaevskii. Physical kinetics. Vol.10, Course of theoretical physics, Pergamon Press, Oxford OX3 OBW, England, 1981.
- 19. M.Mitchner, Ch.H.Kruger. Partially Ionized Gases. John Wiley, New York, 1973.
- 20. L.Spitzer. Physics of fully ionized gases. Interscience Publishers, New York, 1956.
- 21. H. Van Regemorter. Rate of collisional excitation in stellear atmospheres. Astrophys. J., 1962, v.132, p.906.
- 22. R. Mewe. Astronomy & Astrophysics, 1972, v.20, p.256-277
- 23. W.J. Wiese, M.W. Smith, B.M.Miles. Atomic Transition probabilities. Washington, NBS, 1969, v.2.
- 24. C.W. Allen. Astrophysical quantities. University of London, The Athlone Press, 1973.
- 25. Д.Слэтер. Методы самосогласованного поля для молекул и твердых тел. М.: Мир, 1978.
- H.W.Drawin. Influence of atom-atom collision on the collisional-radiative ionization and recombination coefficients of hydrogen plasmas. Z. Physik, 1969, v.225, p.483–493.
- 27. W.Lotz. Electron impact ionization cross section for atoms up to z=108. Zs. Physic, 1970, v.232, p.101-107.
- W.Lotz. An empirical formula for the electron-impact ionization cross-section. Z. Physik, 1967, v.206, p.205-211; Astrophys. J. Suppl., 1967, v.14, p.207-238.
- 29. Л.И.Гудзенко, С.И.Яковленко. Плазменные лазеры. М.: Атомиздат, 1978.
- 30. Э. Фриш. Спектроскопия газоразрядной плазмы. Ленинград: Наука, 1970, с.7-62.
- Ch.E.Moore. Atomic energy levels. Circular of the National Bureau of standards №464, v.I-III, 1949, 1952, 1958.
- 32. R.G.Breene. The Shift and Shape of Spectral Lines. Pergamon Press. London, 1961
- 33. A.C.G.Mitchell, M.W.Zemansky. Resonance radiation and exited atoms. University Press, Cambridge, 1934, 1961.
- 34. I.I.Sobelman. Atomic spectra and radiative transitions. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1979.
- 35. С.Э. Фриш. Оптические спектры атомов. М.: Физматгиз, 1963.
- Г.Травинг. Уширение и сдвиг спектральных линий. с.57–107. В кн. Методы исследования плазмы. Под ред. В.Лохте-Хольтгревена. – М.: Мир, 1971.
- 37. H.Jensen. Zs.Physik, 1933, v.80, p.448.
- 38. H.R.Griem. Plasma spectroscopy, McGraw-Hill, New York, 1964.
- .Л.А. Вайнштейн, И.И. Собельман, Е.А. Юков. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. – М: Наука, 1979.
- 40. А.А.Власов, В.С.Фурсов. Теория ширины спектральных линий в однородном газе. ЖЭТФ, 1936, т.6, вып.8, с.750-773.
- 41. H.Margenau. Phys.Rev., 1935, v.48, p.755-778.
- 42. A. Unsőld. Physik der Sternatmosphären, Berlin, 1955.
- 43. A. Unsőld, B. Baschek. Der neue Kosmos. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1981, 1988.
- 44. Н.Б. Делоне, В.П. Крайнов. Атом в сильном световом поле. М.: Энергоатомиздат, 1984.
- 45. *H A. Kramers*. On the theory of X-ray absorption and the continuous X-ray spectrum. Phil. Mag., 1923, v.46, № 275, p.836-847.
- 46. *H. Maecker, T. Peters.* Das Electronenkontinuum in der Säule des Hochstrom kohlebogens und in anderen Bögen. Z.Physik, 1954, v.139, № 4, p.448-463.
- 47. С.И.Яковленко. Радиационно-столкновительные явления. М.: Энергоатомиздат, 1984, с.209.
- F. Cabannes, J. Chapelle. Spectroscopic plasma diagnostics, chapter 7 of: Reactions under plasma conditions, vol.I, ed. By M. Venugopalan, Wiley - Interscience, New York, London, 1971.
- 49. Л.М.Биберман, Г.Э.Норман. О расчете фотоионизацинного поглощения. Оптика и спектроскопия. 1960, т. № 4, с.433-438.
- 50. Bibliography on atomic transition probabilities, NBS Special publication 505, Washington, 1978; Supplement 1, Washington, 1980.
- V.I.Mazhukin, I.V.Gusev, I.Smurov, G.Flamant. Laser-Induced Breakdown of Metal Vapor. Microchemical J., 1994, v.50, p. 413-433.
- 52. V.I. Mazhukin, V.V. Nosov, I. Smurov, G. Flamant. Analysis of nonequilibrium phenomena during interaction of laser radiation with metal vapors. Serveys on Mathematics for Industry, 2001, v.10, № 1, p. 45-82.

- 53. C.W.Gear. The numerical integration of ordinary differential equations. Math. Comput., 1967, v.21, p.146-156.
- 54. 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.
- 55. E. Hairer, S.P. Norsett, G. Wanner. Solving Ordinary Differential Equation (1). Nonstiff Problems. Berlin, Springer-Verlag, 1989.
- 56. E. Hairer, S.P. Norsett, G. Wanner. Solving Ordinary Differential Equation (2). Stiff Problems. Berlin, Springer Verlag, 1991.
- 57. C.W. Gear. DIFSUB for Solution of Ordinary Differential Equations. Com. Assoc. Comput. Machinery, v.14, № 3, p.185 - 190.
- 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.
- 59. A.C.Hindmarsh. LSODE and LSODI. Two New Initial Value ODE Solvers. ACM SIGNUM Newsletter, 1980, v.15, № 4, p.10-11.
- 60. M.N.Saha. Proc. Roy. Soc. (London), 1921, A99, p.135; Z.Physik, 1921, v. 40, p.6.
- 61. *V.I. Mazhukin, A.A. Samarskii:* Mathematical modeling in the technology of laser treatments of materials. Surv. Math. Ind., 1994, v.4, p.85-149.
- 62. *Л.М.Биберман, В.С.Воробьев, И.Т.Якубов.* Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Москва, 1982.
- 63. Е.А.Волкова, О.Б.Воробьев, А.С.Ковалев, А.М.Попов, Б.В.Селезнев. Взаимодействие CO<sub>2</sub>-лазера с релаксирующей плазмой пробоя. Квантовая электроника, 1989, т.16, №12, с.2524-2526.
- 64. *G.Weyl, A.Pirri, R.Root.* Laser Ignition of Plasma Off Aluminum Surfaces. AIAA Journal, 1981, v.19, No 4, p.460-469.
- 65. А.С.Ковалев, А.М.Попов, А.Т.Рахимов, Б.В.Селезнев, С.М.Хропов. Пробой газа у металлической поверхности импульсом СО<sub>2</sub>-лазера длтельностью 10 - 1000 мкс. Квантовая электроника, 1985, т.12, №4, с.713-718.
- C.T.Walters, R.H.Barnes, R.E.Beverly. Initation of Laser Supported Detonation (LSD) Waves, J. Appl. Phys., 1978, v.49, p.2937-2949.
- 67. А.И.Барчуков, Ф.В.Бункин, В.И.Конов, А.А.Любин. Исследование низкопорогового пробоя газов вблизи твердых мишеней излучением CO<sub>2</sub>-лазера. ЖЭТФ, 1974, т.66, вып.3, с.965-982.
- 68. М.Игнатавичюс, Э.Казакявичюс, Г.Оршевски, В.Данюнас. Временные и термодинамические характеристики плазмообразования. Квантовая электроника, 1991, т.18, №11, с.1325-1328.
- 69. 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, v.10, №7, p.1466-1469.
- 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.
- 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.
- 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.
- 73. 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 ми-шеней и начальная стадия испарения под действием импульсов излучения KrF – лазера. Квантовая электроника, 1988, т.15, №12, с.2560-2567.
- 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.
- А.М.Попов. Пробой газов вблизи металлических поверхностей под действием лазерного излучения ультрафиолетового диапазона. Журн. Техн.физики. 1982, т.52, с.2105-2106.

Поступила в редакцию 26.10.2004.