

Резонансная лазерная ионизация паров натрия при учете радиационного переноса

Н.И.Косарев, Н.Я.Шапарев

Численно решена задача об ионизации атомов натрия в поле резонансного лазерного излучения с учетом радиационного переноса. Затравочные электроны образуются благодаря механизму ассоциативной ионизации, затем набирают энергию в сверхупругих процессах (ударах второго рода) и инициируют лавинную ионизацию среды электронным ударом. Исследуется влияние вторичного излучения на распространение лазерного импульса в условиях конкуренции ионизирующих и тушащих электронных столкновений с возбужденными атомами, кинетику ионизационного просветления паров и расширение плазменного канала в форме ореола.

Ключевые слова: спонтанный распад, возбуждение, девозбуждение, коэффициент поглощения, функция источников, прозрачность, просветление, перенос излучения, фотоплазма.

1. Введение

Плазма, создаваемая при воздействии на газ резонансным лазерным излучением (фотоплазма), достаточно давно и детально исследуется. Первой из серии работ в этой области была работа [1], где авторы экспериментально получили почти полную ионизацию паров атомов натрия при их начальной концентрации $10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$ в условиях воздействия на резонансный атомный переход ($\lambda = 589 \text{ нм}$) импульсом лазерного излучения с интенсивностью $J \leq 10^6 \text{ Вт/см}^2$. Обзор последующих экспериментальных исследований в данном направлении и наиболее важных перспектив применения фотоплазмы в прикладных целях дан в работах [2, 3] (см. также приведенную в них библиографию). В отличие от традиционного способа плазмообразования, основанного на тормозном поглощении излучения, фотоплазма получается в условиях, когда частота лазерного поля близка к частоте резонансного перехода в атоме. Результаты эксперимента [1] были объяснены в [4–6] на основе сверхупругого нагрева электронов (ударов второго рода), а теоретическая модель, описывающая процесс формирования резонансной плазмы и известная в литературе как LIBORS [7–10], заключается в следующем. Сначала лазерным полем насыщается резонансный атомный переход. Затем, благодаря ассоциативной ионизации, в среде рождаются свободные (затравочные) электроны. Они набирают энергию в сверхупругих процессах, дезактивируя возбужденные атомы, и далее формируется электронная лавина, приводящая к полной ионизации газа.

Результаты расчетов, полученные на основе модели LIBORS, а также последующих численных моделей [11,

12], качественно согласуются с экспериментальными данными. Не останавливаясь подробно на достоинствах численного алгоритма, построенного в [11, 12], по сравнению с алгоритмом, приведенным в [4–10], отметим лишь, что главным фактором их ограниченности является способ учета переноса излучения, основанный на приближении Бибермана – Холстейна. На самом же деле при оптическом резонансном возбуждении газа распространение вторичного излучения в среде существенно меняет кинетику ее возбуждения. Кроме того, детальному сравнению теоретических и экспериментальных данных мешает нелинейное взаимодействие интенсивного лазерного поля со средой, что помимо ионизации может вызвать известные сопутствующие эффекты. К ним относится, например, эффект спектральной и пространственной неустойчивости выходной лазерной интенсивности [3], который мешает измерению ее величины.

Построение общей модели формирования фотоплазмы, описывающей широкий диапазон изменения таких параметров экспериментов, как плотность среды, интенсивность и длительность лазерных импульсов, сопряжено с серьезными трудностями при вычислениях ввиду нелинейности получаемых систем уравнений. Однако на основании обзоров [2, 3] можно утверждать, что распространение резонансного излучения в плотных газовых средах является важнейшим фактором, аккуратный учет которого в разрабатываемых численных моделях позволит приблизить расчетные значения параметров фотоплазмы к определяемым экспериментально. Целью настоящей работы является численное моделирование задачи о лазерной резонансной ионизации газа для исследования процессов переноса рассеянного излучения при формировании плазмы и ионизационном просветлении среды.

2. Радиационно-столкновительная модель

Лазерное излучение воздействует на резонансный переход в атоме натрия $3S_{1/2} \leftrightarrow 3P_{1/2}$. Предположим, что объем, занимаемый парами натрия, имеет цилиндрическую форму. При построении многоуровневой модели

Н.И.Косарев. Сибирский юридический институт МВД РФ, Россия, 660131 Красноярск, ул. Рокоссовского, 20; e-mail: kosarev_nikolai@mail.ru

Н.Я.Шапарев. Красноярский научный центр РАН, Россия, 660036 Красноярск, Академгородок, Президиум Красноярского научного центра СО РАН; e-mail: shaparev@icm.krasn.ru

атома следует принять во внимание то, что с увеличением числа учитываемых состояний точнее описывается кинетика возбуждения и ионизации. Высоковозбужденные уровни играют важную роль в ступенчатых процессах возбуждения и ионизации атомов электронным ударом. Однако на стадии формирования электронной лавины наряду с возбуждением верхних уровней одновременно происходит и их ионизация электронами. Поскольку основной целью работы является исследование роли переноса резонансного излучения в формировании плазмы и ионизационном просветлении газа, мы ограничились восьмиуровневой моделью атома натрия. Учитывались уровни $3S_{1/2}$, $3P_{1/2}$, $3P_{3/2}$, $4S$, $3D$, $4P$, $5S$ и ионизационное состояние.

Кинетику заселения атомных уровней будем описывать балансными уравнениями. При изменении населенностей состояний учитывались следующие элементарные процессы: фотовозбуждение, фототушение и спонтанный распад; возбуждение и девозбуждение электронным ударом; ассоциативная ионизация уровня $3P_{1/2}$ и ионизация атомов электронным ударом; фото- и трехчастичная рекомбинация.

Уравнения, описывающие населенности атомных состояний в заданной точке среды r в момент времени t , будут иметь вид

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = -P_{12}N_1 + P_{21}N_2 + \sum_{i=2}^7 A_{i1}N_i + \sum_{i \neq 1}^7 (K_{i1}N_i - K_{1i}N_1)N_e + R_1N_e^3 - S_1N_1N_e + F_1N_e^2, \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = P_{12}N_1 - P_{21}N_2 + \sum_{i=3}^7 A_{i1}N_i - A_{21}N_2 + \sum_{i \neq 2}^7 (K_{i2}N_i - K_{2i}N_2)N_e + R_2N_e^3 - S_2N_2N_e + F_2N_e^2 - \alpha_a N_2^2, \quad (2)$$

$$\frac{\partial N_m}{\partial t} = \sum_{i>m} A_{im}N_i - \sum_{i<m} A_{mi}N_m + \sum_{i \neq m} (K_{im}N_i - K_{mi}N_m)N_e + R_mN_e^3 - S_mN_mN_e + F_mN_e^2, \quad m = 3, 4, 5, 6, 7, \quad i = 1, 2, \dots, 7, \quad (3)$$

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = \sum_{i=1}^7 (S_iN_iN_e - R_iN_e^3 - F_iN_e^2) + \alpha_a N_2^2, \quad (4)$$

где $N_m(r, t)$ – концентрация атомов в m -м состоянии; $N_e(r, t)$ – концентрация электронов; A_{im} ($i > m$) – коэффициенты Эйнштейна для спонтанного излучения; $P_{12} = B_{12}J(r, t)$ и $P_{21} = B_{21}J(r, t) + A_{21}$ – частоты радиационного фотовозбуждения и фототушения возбужденного уровня $3P_{1/2}$; B_{12} и B_{21} – коэффициенты Эйнштейна для поглощения и вынужденного излучения; $J(r, t)$ – интегральная по телесным углам и частоте интенсивность излучения в точке среды r в момент времени t ; K_{mi} и K_{im} – коэффициенты электронного возбуждения и девозбуждения уровней (первый рассчитывался в борновском приближении [13], а для второго использовалось условие детального равновесия); S_m – коэффициенты ионизации атомов электронным ударом из соответствующих состояний m , рассчитываемые по формуле Лотца [13]; R_m –

константы скоростей трехчастичной рекомбинации, рассчитываемые из условия детального равновесия; F_m – коэффициенты фоторекомбинации, определяемые согласно методике работы [14]; α_a – константа скорости ассоциативной ионизации.

В момент времени $t = 0$ все атомы находились в основном состоянии с концентрацией N_0 . Поэтому начальные условия для уравнений (1)–(3) таковы:

$$N_1(r, 0) = N_0, \quad N_m(r, 0) = 0, \quad m = 2, 3, \dots, 7.$$

Уравнение для температуры электронов T_e имеет вид

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{2}{3} \sum_{i>k}^7 (K_{ik}N_i - K_{ki}N_k) \Delta E_{ki} + \sum_{i=1}^7 \left(\frac{2}{3} I_i + T_e \right) \times (R_iN_e^2 - S_iN_i) - \frac{2}{3} H_{ea} \sum_{i=1}^7 N_i - \frac{2}{3} H_{ei}N_e, \quad k = 1, 2, \dots, 7, \quad (5)$$

где I_i – потенциалы ионизации соответствующих уровней атома; ΔE_{ki} – разность энергий уровней k и i ; H_{ea} и H_{ei} – скорости передачи энергии при упругих столкновениях электронов с атомами и ионами. Начальные условия для уравнений (4), (5) были следующими:

$$N_e(r, 0) = 0, \quad T_e(r, 0) = T_e^0.$$

Здесь $T_e^0 \approx 0.05$ эВ [12] – начальная температура электронов, образующихся в результате ассоциативной ионизации.

Перенос излучения в уравнениях (1)–(5) учитывается с помощью коэффициентов P_{12} и P_{21} , а $J(r, t)$ определяется выражением

$$J(r, t) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi \sin \theta d\theta \int_0^\infty \Phi(v) J(r, \theta, \varphi, v, t) dv. \quad (6)$$

Здесь $\Phi(v)$ – контур линии поглощения, который моделировался доплеровской зависимостью от частоты:

$$\Phi(v) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp \left[-\frac{(v - v_0)^2}{\Delta v_D^2} \right];$$

v_0 – центральная частота спектральной линии; Δv_D – ее доплеровская ширина. Зависимость интенсивности излучения $J(r, \theta, \varphi, v, t)$ от частотной (v), угловых (θ, φ), и пространственных ($r(x, y, z)$) переменных находилась из уравнения переноса

$$\frac{\partial J(r, \theta, \varphi, v, t)}{\partial l} = \Phi(v) \chi_0(N_1, N_2) [S(N_1, N_2) - J(r, \theta, \varphi, v, t)]. \quad (7)$$

Мы использовали стационарное уравнение переноса, поскольку скорость распространения лазерного излучения в среде много больше скорости изменения параметров среды. Здесь dl – бесконечно малое приращение пути фотона, распространяющегося в произвольном направлении l ; χ_0 – коэффициент поглощения в центре линии; S – функция источников. В случае полного перераспределения по частотам и сферической индикатрисы рассеяния фотонов для χ_0 и S можно записать выражения [15]

$$\chi_0(N_1, N_2) = \frac{c^2 A_{21} g_2}{8\pi v_0^2 g_1} \left(N_1 - \frac{g_1}{g_2} N_2 \right),$$

$$S(N_1, N_2) = \frac{2h\nu_0^3 g_1}{c^2 g_2} \frac{N_2}{N_1 - (g_1/g_2)N_2}, \quad (8)$$

где c – скорость света; h – постоянная Планка; g_1 и g_2 – статистические веса состояний 1 и 2.

Лазерный пучок имел симметричное распределение интенсивности в поперечном сечении и падал под прямым углом к торцу цилиндра с парами натрия, имеющего высоту H_0 . Поэтому для падающего излучения граничное условие для уравнения (7) на левой границе ($z = -H_0/2$) имеет вид

$$J[r(z = -H_0/2), \theta, \varphi, \nu, t] = \begin{cases} 0, & \text{если } \theta \neq 0, \\ J_{\text{las}}(R, \nu, t), & \text{если } \theta = 0, \end{cases} \quad (9)$$

где R – радиальная координата на входе в цилиндр. Предполагая, что падающее излучение отсутствует на правой границе цилиндра ($z = H_0/2$), получаем

$$J[r(z = H_0/2), \theta, \varphi, \nu, t] = 0 \quad \text{для } \theta \geq 90^\circ, \quad (10)$$

где переменная θ представляет собой угол между направлением рассеянного фотона и осью симметрии цилиндра z . Частотно-временная форма лазерного импульса задавалась выражением

$$J_{\text{las}}(R, \nu, t) = J_0 \frac{(\Delta\nu/2)^2}{(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu/2)^2} \frac{t}{\tau_p} \exp\left(1 - \frac{t}{\tau_p}\right) \mathcal{F}(R), \quad (11)$$

в котором функция $\mathcal{F}(R)$ моделирует зависимость интенсивности лазерного излучения в поперечном сечении пучка от координаты R ; τ_p – параметр, определяющий длительность импульса; $\Delta\nu$ – лоренцевская ширина спектра лазерного излучения.

Уравнения (1)–(11) представляют собой замкнутую систему интегродифференциальных уравнений. Их численное решение, учитывающее перенос излучения в цилиндрически симметричном объеме среды, проводилось на основе методов, разработанных в [16–18]. Кроме расчета кинетики населенностей многоуровневых атомов, электронной температуры и плотности, алгоритм позволял рассчитывать частотно-угловые характеристики рассеянного парами натрия излучения для набора пространственных узлов в любой заданный момент времени. Представим основные результаты моделирования кинетики формирования плазмы.

3. Результаты моделирования

3.1. Ионизационное просветление паров натрия

Численные расчеты выполнены для различных начальных концентраций атомов натрия и параметров лазерного излучения (интенсивности и длительности). Приведем результаты для случая однородного распределения лазерной интенсивности в поперечном сечении пучка. Цилиндр имел высоту $H_0 = 1.0$ см и радиус $R_0 = 0.5$ см.

На рис. 1 представлены зависимости от времени электронных температуры и концентрации, а также населенностей основного и резонансного уровней для $\tau_p = 2$ мкс, $\Delta\nu = 4\Delta\nu_D$, $J_0 = 10^4$ Вт/см². Начальная концентрация ато-

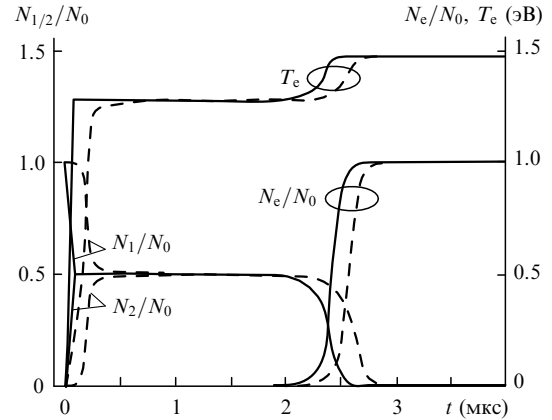


Рис. 1. Зависимости от времени электронных концентрации и температуры, а также концентрации атомов в основном и возбужденном ($3P_{1/2}$) состояниях при $N_0 = 3.56 \times 10^{14}$ см⁻³, $\tau_p = 2$ мкс, $\Delta\nu = 4\Delta\nu_D$, $J_0 = 10^4$ Вт/см². Освещенной границе соответствуют сплошные кривые, теневой – штриховые.

мов $N_0 = 3.56 \times 10^{14}$ см⁻³ при температуре паров 562 К, для которой оптическая толщина среды по оси цилиндра на центральной частоте резонансного перехода $\tau_0 = 2880$. Сплошные кривые получены для облученного торца цилиндра в осевой точке, соответствующей координате $z = -H_0/2$, штриховые – для осевой точки на теневом торце цилиндра ($z = H_0/2$). Интенсивность импульса является достаточной для обеспечения лазерно-индуцированной прозрачности накачиваемого объема, поскольку населенности уровней за короткое время (не более 0.5 мкс) достигают значений, близких к насыщенным ($N_1 \approx N_2 \approx 0.5N_0$).

Электроны, появившиеся благодаря ассоциативному механизму, быстро набирают энергию в сверхупругих процессах до ~ 1.27 эВ. Такое состояние с установившимися населенностями уровней и энергией электронов существует до тех пор, пока не инициируется лавинная электронная ионизация атомов. В результате концентрация электронов резко возрастает при $t \geq 2.0$ мкс (рис. 1). С развитием электронной лавины населенности резонансных (рис. 1), а также и всех остальных возбужденных уровней падают из-за общего уменьшения концентрации атомов. Температура электронов возрастает до 1.46 эВ. Квазистационарное значение $T_e \approx 1.27$ эВ определяется балансом прямых и обратных возбуждающих столкновений электронов с атомами. Концентрация последних в переходном режиме уменьшается, а разогрев электронов происходит при тушении ими возбужденного уровня $3^2P_{1/2}$, населенность которого, поддерживаемая лазерным излучением, значительно превышает населенности всех остальных возбужденных уровней. Далее, когда все атомы ионизованы, температура электронов выходит на новое квазистационарное значение.

Следует указать на задержку процессов заселения уровня $3^2P_{1/2}$, набора энергии электронами и ионизации атомов на теневом торце цилиндра (штриховые кривые на рис. 1). Это объясняется поглощением лазерного излучения при его распространении от освещенной до теневой стороны среды.

В результате численного исследования задачи обнаружены следующие особенности переноса резонансного излучения при ионизации паров натрия. Выход излучения через боковую поверхность цилиндрического объема

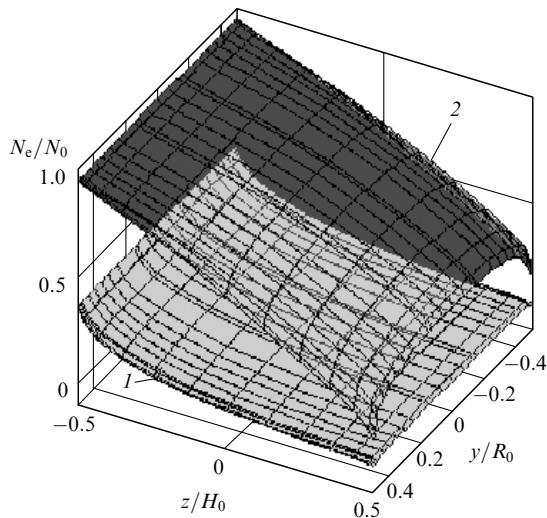


Рис.2. Пространственное распределение электронной концентрации в моменты времени $t = 2.4$ (поверхность 1) и 2.56 мкс (поверхность 2). Параметры модели те же, что и для рис.1.

облегчен, что приводит к уменьшению концентрации возбужденных атомов на границе. Поэтому энергия электронов, набранная в сверхупругих столкновениях, у границ меньше, чем внутри объема, где пленение излучения обеспечивает высокую концентрацию возбужденных атомов. По этой причине у границ объема ионизация атомов электронным ударом идет менее интенсивно (поверхности 1, 2 на рис.2). Как показали расчеты, при уменьшении интенсивности импульса ($J_0 \leq 10^3$ Вт/см²) излучение сильно поглощается при его распространении вдоль цилиндра с парами натрия. При этом у теневого торца цилиндра, вблизи боковой поверхности, процессы ионизации вообще не развиваются. Перенос излучения, следовательно, приводит к неоднородной по объему паров ионизации атомов, что вызвано поглощением лазерного излучения, выходом фотонов из среды и остыванием электронов у ее границ.

В начале переходного процесса, когда инициируется электронная лавина, среда «мутнеет», т. к. появляется дополнительный канал потерь, обусловленный нагревом электронов. Об этом свидетельствуют данные рис.3. На нем изображены временные зависимости пропускания

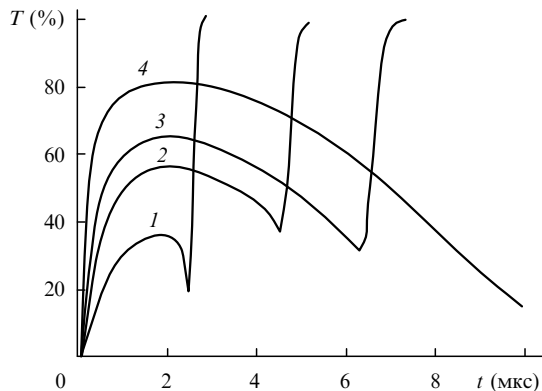


Рис.3. Временные зависимости пропускания T , представляющего собой отношение интегральной по частоте интенсивности лазерного излучения, прошедшего через цилиндр с натрием, к интенсивности падающего излучения, для начальных концентраций атомов $N_0 = 3.56 \times 10^{14}$ (1), 1.96×10^{14} (2), 1.424×10^{14} (3) и 6.76×10^{13} см⁻³ (4). Параметры импульса те же, что и для рис.1.

лазерного излучения парами натрия для различных начальных концентраций атомов. Видно, что чем больше N_0 , тем раньше начинается ионизация и тем больше эффект «помутнения» среды (кривая 1). При низкой концентрации атомов ионизация за время лазерного воздействия не успевает начаться вообще (кривая 4). Уменьшение пропускания здесь вызвано снижением интенсивности входного импульса при $t > \tau_p$. Эффект «помутнения» вызван тушением электронами резонансных уровней.

Впервые данное явление было предсказано в работе [19], где показано, что при воздействии на газ резонансного излучения могут реализовываться два режима. Сначала, после выравнивания населенностей резонансных уровней, рождаются затравочные электроны, устанавливается их энергетический спектр, а дальнейшее увеличение концентрации электронов происходит в результате ионизации атомов в электронных столкновениях. При возрастании концентрации электронов, если скорость тушащих электронных процессов больше скорости ионизирующих столкновений, лазерное излучение поглощается сильнее. Второй режим реализуется в том случае, когда скорость ионизации электронным ударом превышает скорость тушащих столкновений, в результате чего среда просветляется. Волна ионизации при увеличении поглощения лазерного излучения формируется на облученной поверхности паров. Затем она распространяется в глубь среды, вызывая дополнительное просветление последней. Газ при этом может быть ионизован полностью.

Обратим внимание также на следующий факт. Поведение кривых 1–3 на рис.3 показывает, что на выходе из объема паров лазерный импульс разбивается на два подимпульса. Это связано с тем, что за счет ионизационного просветления среды концентрация поглощающих частиц становится меньше и уменьшается коэффициент поглощения. Следовательно, уменьшаются потери лазерной энергии на рассеяние в окружающее пространство. Для передачи энергии лазерного излучения через плотные газы этот факт может оказаться чрезвычайно важным.

На рис.4 приведены кривые распределения лазерной интенсивности по координате z цилиндра в различные моменты времени. На начальном этапе (кривые 1, 2) продвижение излучения в глубь объема связано с увеличением интенсивности импульса. Процессы ионизации еще не

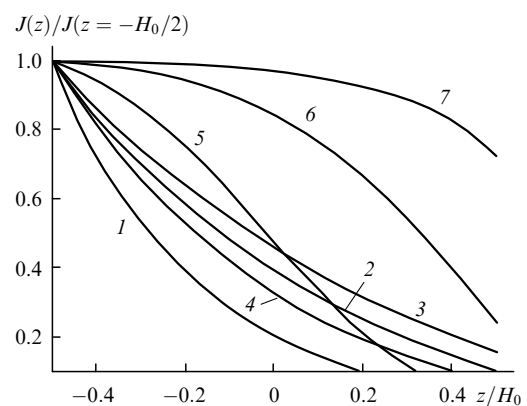


Рис.4. Распределение по координате z относительной интенсивности лазерного излучения $J(z)/J(z = -H_0/2)$ в моменты времени $t = 0.4$ (1), 0.8 (2), 1.6 (3), 2.32 (4), 2.4 (5), 2.48 (6) и 2.56 мкс (7) при $N_0 = 3.56 \times 10^{14}$ см⁻³, $J_0 = 5 \times 10^3$ Вт/см².

проявляются. При $t > 1.6$ мкс начинает развиваться электронная лавина, и возбужденное состояние тушится электронным ударом. Среда «мутнеет», интенсивность излучения в каждом сечении уменьшается (фронт лазерного импульса «отстывает» к облученной границе (кривая 4)). Затем степень ионизации увеличивается и среда снова светлеет. При этом фронт лазерного импульса движется в направлении теневого торца цилиндра. Теперь он представляет собой фронт ионизационного просветления. По мере продвижения этого фронта в передней его части образуется зона насыщения, благодаря которой развиваются процессы ионизации атомов электронным ударом. Зависимость скорости фронта импульса $V(t, z)$ от времени рассчитывалась численно. Если за время Δt положение фронта по оси z изменялось на Δz , то скорость $V(t, z)$ определялась как $\Delta z/\Delta t$. Тушение электронами возбужденного состояния на стадии формирования электронной лавины приводит к «отступлению» фронта лазерного импульса, поэтому $V(t, z)$ может принимать и отрицательные значения. Однако на стадии лавинной ионизации она резко увеличивается, а ее максимальная величина V_{\max} достигает 6.0×10^6 см/с. Оценим теперь скорость распространения ионизационно просветленной зоны из условий работы [19]:

$$V \approx \frac{L}{\tau_{\text{ion}}}, \quad \tau_{\text{ion}} \approx [s'(N_1(0))]^{-1} \ln \frac{N_1(0)}{N'_e}, \quad (12)$$

где τ_{ion} – характерное время ионизации паров;

$$L \approx \left(1 + \frac{g_1}{g_2}\right) \frac{J_0}{A_{21}N_1(0)}$$

– длина, на которую распространяется излучение в режиме насыщения; $N'_e = 10^{-6}N_1(0)$ – концентрация электронов, определяемая ассоциативной ионизацией, при которой доминирующую роль в ионизации газа играет электронный удар; $s' = g_2s/(g_1 + g_2)$; $s \approx 1.2c_1(2/m_e)^{1/2}E^2/I_2$; I_2 – потенциал ионизации атома для возбужденного уровня 2; E – энергия кванта резонансного излучения; m_e – масса электрона; константа c_1 определяется сечением возбуждения резонансного уровня. Подставив в (12) значения всех параметров и констант для перехода атома натрия при $J_0 = 5 \times 10^3$ Вт/см² и $N_0 = 3.56 \times 10^{14}$ см⁻³, получим $V = 6.2 \times 10^6$ см/с, что близко к «численной» величине V_{\max} . Если увеличить лазерную интенсивность до 10^4 Вт/см², то для теоретической и «численной» скорости расчеты дают соответственно $V = 1.24 \times 10^7$ см/с и $V_{\max} = 1.0 \times 10^7$ см/с.

3.2. Формирование плазменного канала

Рассмотрим теперь распространение вторичного излучения из облученной зоны паров на периферию, где лазерное излучение отсутствует. Для этого моделировалось воздействие на пары натрия гауссовым пучком, а функция $\mathcal{F}(R)$ из (11) имела вид $\mathcal{F}(R) = \exp[-(R/R_{\text{las}})^2]$, где R_{las} – характерный размер пучка. Параметры численной модели были следующими: $R_{\text{las}} < R_0$ ($R_{\text{las}} = 0.14$ см, $R_0 = 0.5$ см), $H_0/(2R_0) = 1$, $J_0 = 5 \times 10^3$ Вт/см², $\tau_p = 5$ мкс, $N_0 = 3.56 \times 10^{13}$ см⁻³, $\tau_0 = 303$, оси пучка и цилиндра совпадали.

Для таких параметров модели с помощью резонансного излучения поддерживается состояние лазерно-индуцированной прозрачности накачиваемого объема в тече-

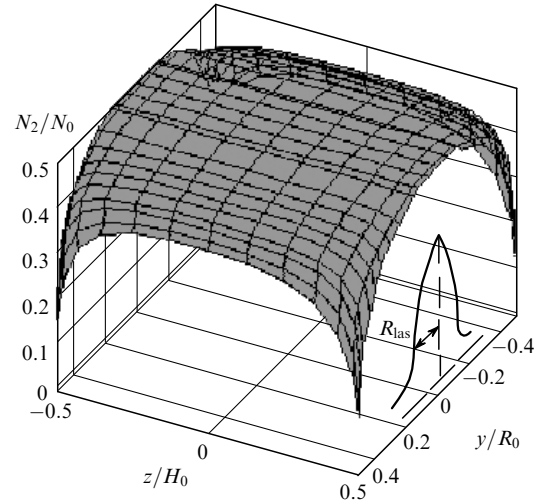


Рис.5. Пространственное распределение концентрации возбужденных атомов в момент времени $t = \tau_p$. Параметры модели описаны в тексте.

ние временного промежутка $t \approx 4\tau_p$, а населенность возбужденного уровня близка к насыщенной (рис.5). Кроме того, размер зоны с высокой концентрацией возбужденных атомов значительно превышает характерный радиус пучка R_{las} . Расширение возбужденного объема вызвано переносом фотонов из накачиваемой области за ее границу в радиальном направлении. По мере приближения радиальной координаты к боковой поверхности цилиндра концентрация возбужденных атомов уменьшается, что связано с выходом фотонов из среды. Ионизационное просветление газа в зоне лазерного пучка начинается при $t \geq 4\tau_p$, когда интенсивность лазерного излучения значительно снижается.

При распространении зоны ионизации от облученной стороны среды к теневой (рис.6,а) происходит постепенное просветление всего накачиваемого объема (рис.6,б). Кроме того, характерный размер ионизованной области значительно больше размера лазерного пучка R_{las} . Это объясняется переносом рассеянного излучения в радиальном направлении на периферию, благодаря чему концентрация возбужденных атомов здесь высока. Рождающиеся вне зоны лазерного пучка свободные электроны набирают энергию в сверхупругих столкновениях. Далее, когда инициируется электронная лавина в зоне пучка, ионизация атомов электронным ударом развивается также и в периферийной области среды. Таким образом, перенос излучения приводит к сильному фотовозбуждению среды за пределами гауссова пучка и значительному расширению ионизованного объема, проявляющемуся в виде ореола.

4. Обсуждение результатов

Механизм ионизации газа, основанный на сверхупругом нагреве электронов, объясняет экспериментально наблюдаемые особенности формирования фотоплазмы, такие как высокая эффективность преобразования лазерной энергии в энергию электронов и ионизацию; полная ионизация паров, накачиваемых лазерным излучением, при сравнительно умеренных интенсивностях; быстрое формирование плазменных каналов; сверхупругий нагрев электронов, обеспечивающий высокую проводимость плазменных каналов.

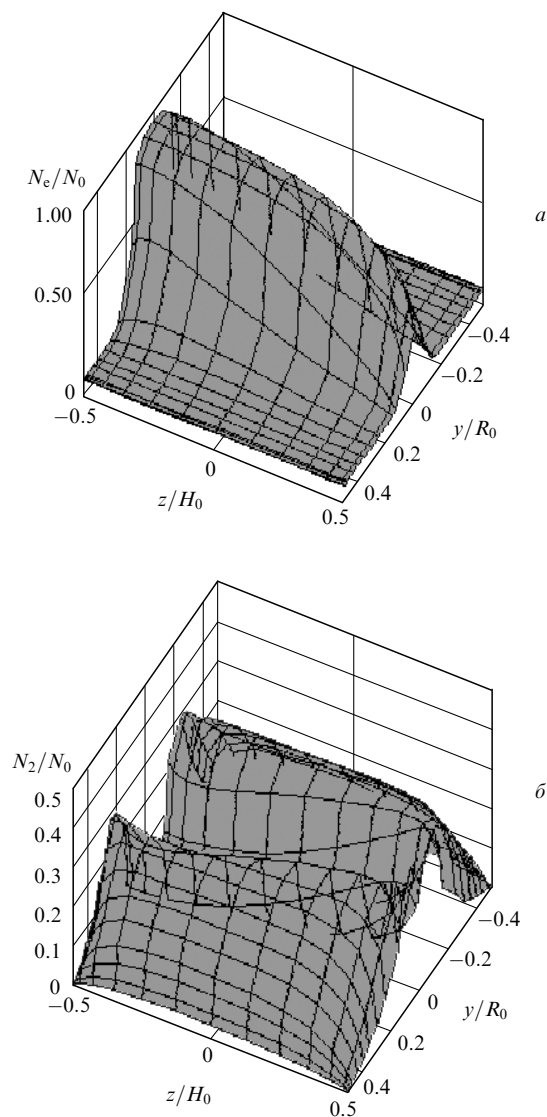


Рис.6. Пространственное распределение концентрации электронов (а) и возбужденных атомов (б) при $t = 30$ нс. Параметры модели те же, что и для рис.5.

Результаты численного моделирования кинетики формирования плазмы удовлетворительно согласуются с теоретическими расчетами [19]. Детальное сравнение с экспериментальными данными затруднено из-за того, как указывалось во Введении, часто необходимо принимать во внимание сопутствующие нелинейные эффекты, которые приводят к спектральной и пространственной неустойчивости лазерных пучков [3]. В результате достаточно трудно выделить абсолютно «чистые» с точки зрения монополюсного влияния процессов переноса излучения на кинетику возбуждения среды эксперименты. Постановка задач по исследованию лазерной резонансной ионизации паров металлов, в которых бы наиболее полно рассматривались частотно-угловые и пространственные характеристики рассеянного резонансного излучения, по нашим данным, в литературе отсутствует. Тем не менее оптический канал часто может быть единственным средством получения информации в задачах дистанционной диагностики газа и плазмы, а учет процессов переноса важен для интерпретации спектроскопических данных.

Так, распространение вторичного излучения из области лазерного пучка на периферию среды вызывает значительное расширение плазменного канала, поскольку расширяется зона насыщения. Эти результаты косвенно подтверждают предположения других авторов относительно проблемы «аномальной» флуоресценции, поставленной в [20]. Ее обсуждение содержится, например, в работе [21] (см. также приведенную в ней библиографию). «Аномальность» флуоресценции согласно [20] следует понимать как отсутствие насыщения интенсивности рассеянного парама натрия ($\lambda = 589.6$ нм) вторичного излучения с ростом лазерной интенсивности, несмотря на то что последняя превышала насыщающую интенсивность более чем на два порядка. Одним из факторов, приводящих к такой ненасыщаемости интенсивности вторичного излучения, как указано в [21] и демонстрирует рис.5, является постепенное насыщение газовой среды на периферии, где лазерное излучение отсутствует. Это связано с эффектом «просветления» паров, вызванным сильным поглощением лазерного излучения из-за совпадения в [20] его частоты с резонансной частотой атомной линии.

В настоящей работе исследовалась возможность расчета характерного времени ионизации паров натрия τ_{ion} , с учетом вторичного излучения. При развитии лавинной ионизации атомов их концентрация падает, поэтому интенсивность резонансной линии со временем будет уменьшаться. Тогда τ_{ion} может быть определено численно по декременту затухания интегральной по частоте интенсивности J из соотношения $J(t) = J_0 \exp(-t/\tau_{\text{ion}})$ в предположении, что при достаточно больших t зависимость $J(t)$ имеет одноэкспоненциальный характер [2].

Расчеты показали, что в отсутствие полной ионизации паров за время действия импульса величины τ_{ion} , рассчитанные по различным оптическим трассам (в направлениях, перпендикулярном лазерному пучку, параллельном и антипараллельном ему), не сходятся к одному значению. При полной ионизации паров величины τ_{ion} , рассчитанные по излучению, выходящему из цилиндра по различным оптическим путям, сходятся к одному и тому же значению. Оно и представляет собой характерное время ионизации. Следовательно, по декременту затухания интенсивности вторичного излучения можно оценивать характерное время ионизации паров. Эта методика является более точной по сравнению с измерением пропускания (см. рис.3), поскольку в зависимости от параметров эксперимента не всегда можно, как в работе [22], четко выделить просветленную фазу состояния паров.

Следует отметить, что в [22], где получен эффект «помутнения», пары бария накачивались резонансным лазерным излучением ($\lambda = 553.5$ нм) с небольшой интенсивностью, не превышающей 10^3 Вт/см². У атома бария имеется четыре метастабильных уровня, которые связаны друг с другом и с основным уровнем через ряд возбужденных состояний [17]. Поэтому при моделировании процесса формирования фотоплазмы для паров бария необходимо учитывать достаточно большое число его атомных состояний. Решение такой задачи требует усовершенствования и доработки численного алгоритма.

5. Заключение

Основные результаты работы состоят в следующем.

Решена задача о лазерной резонансной ионизации паров натрия ($\lambda = 589.6$ нм). Построена радиационно-стол-

кновительная модель, описывающая нестационарную кинетику возбуждения, ионизацию многоуровневых атомов натрия и перенос излучения. Разработан численный метод решения полученной системы интегродифференциальных уравнений для цилиндрической геометрии и больших оптических толщин среды. Алгоритм позволял рассчитывать динамику пространственного распределения населенностей атомных состояний, динамику электронной плотности и температуры. Для расчета интегральной интенсивности из уравнения переноса для любого заданного момента времени вычислялись частотно-угловые характеристики рассеянного парами натрия излучения в наборе узлов трехмерного объема.

Распространение резонансного лазерного излучения протекает следующим образом. Вначале происходит вызванное насыщением поглощения обычное лазерное просветление среды, которое переходит в дальнейшем в дополнительное просветление (либо «помутнение», переходящее в просветление). «Помутнение» среды обусловлено дополнительным каналом энергетических потерь, связанным со сверхупругим тушением резонансных атомов, а просветление – уменьшением концентрации атомов из-за их ионизации. «Помутнением» среды объясняется «отступление» фронта лазерного импульса к облученному торцу цилиндра. Здесь же развивается лавинная ионизация среды электронным ударом, после чего ионизационная волна распространяется в глубь объема с нарастающей скоростью. При этом на выходе из среды из-за уменьшения коэффициента поглощения возникают два подимпульса. Уменьшение поглощенной лазерной энергии в процессе ионизации атомов может быть использовано для снижения энергетических потерь и более эффективной передачи энергии лазерного излучения. Поглощение лазерного излучения может быть также уменьшено при отстройках его частоты от частоты центра линии. При этом пространственная и спектральная формы пучка сохраняются, а степень ионизации паров остается достаточно высокой [3].

Перенос излучения приводит к неоднородной по пространству ионизации натриевых паров. Внутри объема паров благодаря пленению излучения концентрация возбужденных атомов, температура и концентрация электронов выше. Вблизи границ среды, где выход фотонов облегчен, распад возбужденного состояния приводит к снижению степени ионизации.

Исследование динамики формирования плазменного

канала показало, что перенос резонансного излучения из зоны гауссова пучка на периферию среды вызывает сильное ее фотовозбуждение. Поэтому здесь также развиваются процессы ассоциативной ионизации атомов и электронная лавина, приводящая к возникновению ореола вне зоны лазерного возбуждения. Расширение насыщенного объема паров может служить косвенным доказательством того, что самопоглощение резонансного излучения является фактором, сопутствующим «аномальной» флуоресценции паров металлов, облучаемых лазерными пучками. Характерное время ионизации паров можно рассчитывать по декременту затухания интенсивности их послесвечения.

1. Lucatorto T.B., McIlrath T.J. *Phys. Rev. Lett.*, **37** (7), 428 (1976).
2. Безуглов Н.Н., Ключарев А.Н., Стасевич Т. *Оптика и спектроскопия*, **77** (3), 342 (1994).
3. Леонов А.Г., Старостин А.Н., Чехов Д.И. *ЖЭТФ*, **111**, 1274 (1997).
4. Measures R.M. *J. Appl. Phys.*, **48**, 2673 (1977).
5. Shaparev N.Ya. *Abstr. Fourth Europhysics Sectional Conf. on Atomic and Molecular Physics of Ionized Gases* (Essen, Germany, 1978, Pt 48).
6. Шапарев Н.Я. *ЖТФ*, **49**, 2223 (1979).
7. Measures R.M., Drewell N., Cardinal P. *J. Appl. Phys.*, **50** (4), 2662 (1979).
8. Measures R.M., Cardinal P.G., Schinn G.W. *J. Appl. Phys.*, **52** (3), 1269 (1981).
9. Measures R.M., Cardinal P.G. *Phys. Rev. A*, **23** (2), 804 (1981).
10. Measures R.M., Wong S.K., Cardinal P.G. *J. Appl. Phys.*, **53** (8), 5541 (1982).
11. Gavriluk A.P., Shaparev N.Ya. *Opt. Commun.*, **39** (6), 379 (1981).
12. Гаврилюк А.П., Шапарев Н.Я. *Препринт ВЦ СО АН СССР № 15* (Красноярск, 1986, Ч. 1).
13. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий* (М.: Наука, 1979).
14. Собельман И.И. *Введение в теорию атомных спектров* (М.: Наука, 1977).
15. Михалас Д. *Звездные атмосферы* (М.: Мир, 1982, Ч. 1, 2).
16. Косарев Н.И., Шкедов И.М. *Оптика атмосферы и океана*, **6** (10), 1298 (1993).
17. Косарев Н.И., Шкедов И.М. *Оптика атмосферы и океана*, **12** (1), 30 (1999).
18. Косарев Н.И., Шкедов И.М. *Оптика атмосферы и океана*, **8** (12), 1752 (1995).
19. Шапарев Н.Я. *ЖЭТФ*, **80**, 957 (1981).
20. Salter J.M., Burgess D.D., Ebrahim N.A. *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.*, **12** (24), L759 (1979).
21. Леонов А.Г., Пантелеев А.А., Старостин А.Н. и др. *ЖЭТФ*, **105**, 1536 (1994).
22. Vachor H.-A., Kock M. *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.*, **14**, 2793 (1981).