

Н.И. Косарев, Н.Я. Шапарев¹

Ионизационная прозрачность газа, индуцированная резонансным лазерным воздействием

Сибирский юридический институт МВД РФ,
¹ Красноярский научный центр СО РАН, г. Красноярск

Поступила в редакцию 12.12.2005 г.

Построена радиационно-столкновительная модель процесса лазерной резонансной ионизации газа в условиях переноса излучения. Разработан алгоритм численного решения задачи для цилиндрической геометрии среды. Свободные электроны в среде образуются из-за ассоциативной ионизации. Затем они разогреваются посредством ударов второго рода и ионизируют атомы в столкновениях с ними. Исследуется влияние переноса резонансного излучения на кинетику просветления и ионизационную прозрачность паров натрия на переходе с $\lambda = 589,6$ нм в условиях инициирования электронной лавинной ионизации атомов.

Введение

Механизм ионизации газа, основанный на сверхупругом нагреве электронов, впервые предложен автором [1]. Затем в [2,3] на его основе были объяснены результаты эксперимента [4], в котором для умеренной лазерной интенсивности получена полная ионизация паров натрия. Согласно [1–3] в условиях сильного фотовозбуждения лазерным полем резонансного перехода атома натрия ($\lambda = 589$ нм) из-за ассоциативной ионизации рождаются затравочные электроны. Они быстро нагреваются в ударах второго рода, дезактивируя возбужденные атомы, и посредством столкновений с ними вызывают лавинную ионизацию среды. Такой процесс формирования плазмы лег в основу радиационно-столкновительной модели [5, 6], в которой перенос излучения не учитывался. Для большой оптической толщи среды вторичная радиация будет существенно менять кинетику возбуждения и динамику ионизационного просветления газа. Цель данной работы состояла в численном исследовании кинетики лазерной резонансной ионизационной прозрачности паров натрия на переходе с длиной волны 589,6 нм в условиях радиационного переноса.

1. Постановка задачи

Предложенный в [1–3] механизм развития ионизации газа на основе сверхупругого нагрева применим для ряда атомов щелочных и щелочноземельных элементов (Li, Na, K, Ba, Mg и др.). Для каждого элемента необходимо строить свою систему уровней, количество которых определяется радиационно-столкновительными характеристиками атома. Рассмотрим модель атома, имеющего n уровней. Лазерным импульсом будем воздействовать на резонансный переход в атоме, обозначив основное его состояние индексом 1, а возбужденное – 2.

Предположим, что атомы испарены в кювете, имеющей цилиндрическую геометрию. Задача описывалась уравнениями баланса с учетом следующих процессов: фотовозбуждение, фототушение и спонтанный распад; возбуждение и девозбуждение электронным ударом; ассоциативная ионизация уровня 2 и ионизация атомов электронным ударом; фото- и трехчастичная рекомбинации.

В заданной точке среды r в момент времени t уравнения для заселенностей уровней имели вид

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

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

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

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

Здесь $N_m(r, t)$ – концентрация атомов в m -м состоянии; $N_e(r, t)$ – концентрация электронов; P_{12} и P_{21} – частоты радиационного фотовозбуждения и фототушения возбужденного уровня резонансной линии

$$P_{12} = B_{12}J(r, t), \quad P_{21} = B_{21}J(r, t) + A_{21},$$

в которых B_{12} , B_{21} и A_{21} – коэффициенты Эйнштейна для вероятностей возбуждения, вынужденного тушения и спонтанного распада уровня 2;

$J(r, t)$ — интегральная по телесным углам и частоте интенсивность излучения в точке среды r в момент t ; K_{mi} и K_{im} — коэффициенты электронного возбуждения и девозбуждения уровней; S_m — коэффициенты ионизации атомов электронным ударом с соответствующих состояний m ; R_m — константы скоростей трехчастичной рекомбинации; F_m — коэффициенты фоторекомбинации; α_A — константа скорости ассоциативной ионизации.

Начальные условия для уравнений (1)–(3) следующие:

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

которые соответствуют тому, что в момент времени $t = 0$ все атомы находились в основном состоянии с концентрацией N_0 .

Для температуры T_e электронов можем получить уравнение

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_e}{\partial t} = & \frac{2}{3} \sum_{i>k}^n (K_{ik}N_i - K_{ki}N_k) \Delta E_{ki} + \\ & + \sum_{i=1}^n \left(\frac{2}{3} J_i + T_e \right) (R_i N_e^2 - S_i N_i) - \frac{2}{3} H_{ea} \sum_{i=1}^n N_i - \frac{2}{3} H_{ei} N_e(r, t), \end{aligned} \quad (5)$$

где J_i — потенциалы ионизации с соответствующих уровней атома; ΔE_{ki} — разность энергий между уровнями 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) имеют вид

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

Здесь T_e^0 — начальная температура электронов, образующихся при ассоциативной ионизации.

Коэффициенты P_{12} и P_{21} в уравнениях (1)–(4) учитывают перенос излучения, $J(r, t)$ определяется выражением

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

Контур линии поглощения $\Phi(v)$ моделировался доплеровской зависимостью от частоты

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

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

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

где ∂l — бесконечно малое приращение пути фотона, распространяющегося в произвольном направлении \mathbf{L} ; χ_0 — коэффициент поглощения в центре линии; S — функция источников.

При полном перераспределении по частотам и сферической индикатрисе рассеяния фотонов для χ_0 и S можно записать

$$\begin{aligned} \chi_0(N_1, N_2) &= \frac{c^2 A_{21} g_2}{8\pi v_0^2 g_1} \left[N_1 - \frac{g_1}{g_2} N_2 \right]; \\ S(N_1, N_2) &= \frac{2h\nu_0^3 g_1}{c^2 g_2} \frac{N_2}{N_1 - \frac{g_1}{g_2} N_2}. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь c — скорость света; h — постоянная Планка; g_1 и g_2 — статвеса состояний 1 и 2.

Лазерное излучение падало перпендикулярно к торцу цилиндра высотой H_0 . Поэтому граничное условие для (7) на левой границе ($Z = -H_0/2$) при входящем излучении имеет вид

$$I(r(Z = -H_0/2), \theta, \varphi, v, t) = \begin{cases} 0, & \text{если } \theta \neq 0, \\ I_{\perp}(R, v, t), & \text{если } \theta = 0. \end{cases} \quad (9)$$

На правой границе цилиндра ($Z = H_0/2$) имеем

$$I(r(Z = H_0/2), \theta, \varphi, v, t) = 0 \quad \text{для } \theta \geq 90^\circ, \quad (9a)$$

где переменная θ представляет собой угол между направлением рассеянного фотона и осью симметрии цилиндра Z . Оси лазерного луча и цилиндра совпадали, а зависимость лазерного излучения от частотной и временной переменных задавалась выражением

$$\begin{aligned} I_{\perp}(R, v, t) &= I_0 \frac{(\Delta\nu/2)^2}{(v - v_0)^2 + (\Delta\nu/2)^2} \frac{t}{\tau_{\text{имп}}} \times \\ &\times \exp\left(1 - \frac{t}{\tau_{\text{имп}}}\right) F(R), \end{aligned} \quad (10)$$

в котором $R(X, Y)$ — радиальная координата; $F(R)$ — функция, моделирующая зависимость от R интенсивности лазерного луча; $\tau_{\text{имп}}$ — параметр, определяющий длительность импульса; I_0 — максимальная интенсивность; $\Delta\nu$ — частотная ширина лазерного излучения, имеющего лоренцевскую зависимость от частоты.

Алгоритм численного решения системы уравнений (1)–(10), учитывающий радиационный перенос в цилиндрическом объеме, построен на основе методов, разработанных в [7] для трехуровневой модели атома натрия (учитывались $3S_{1/2}$, $3P_{1/2}$ состояния и ионизационное). Там же приводятся выражения для радиационно-столкновительных коэффициентов и методика их вычисления.

2. Результаты численного моделирования

Обсудим некоторые результаты моделирования кинетики просветления паров натрия на резонансном переходе $3S_{1/2} \leftrightarrow 3P_{1/2}$, соответствующем длине волны $\lambda = 589,6$ нм. Модель атома включала 8 уровней: $3S_{1/2}$, $3P_{1/2}$, $3P_{3/2}$, $4S$, $3D$, $4P$, $5S$, и ионизационное состояние.

Расчеты проводились для различных параметров модели: начальной концентрации N_0 , интенсивности и длительности лазерного излучения. Менялась форма зависимости интенсивности импульса от поперечной координаты R . При однородном распределении интенсивности функция $F(R) = 1$, для гауссовского пучка $F(R) = \exp[-(R/R_L)^2]$, где R_L — характерный размер луча. Высота цилиндра $H_0 = 1,0$ см и радиус $R_0 = 0,5$ см.

Динамика электронной температуры, электронной плотности и заселенностей основного и резонансного уровней показана на рис. 1 для $\tau_{\text{мин}} = 2$ мкс, $\Delta\nu = 4\Delta\nu_0$, $I_0 = 10^4$ Вт/см².

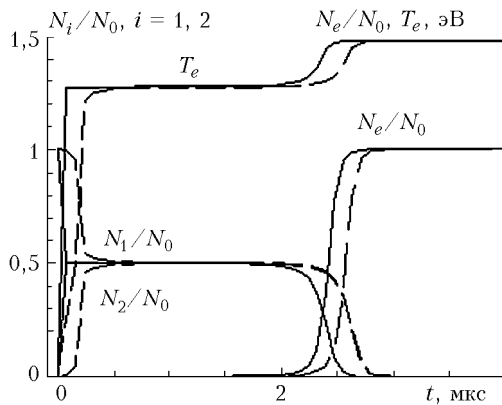


Рис. 1. Динамика электронной температуры, плотности и заселенностей основного и возбужденного состояний атома натрия

Концентрация атомов $N_0 = 3,56 \cdot 10^{14}$ см⁻³ соответствовала температуре паров 562 К, для которой оптическая толщина среды вдоль диаметра основания цилиндра на центральной частоте линии $\tau_0 = 2880$. Сплошные кривые получены для облученного торца цилиндра в точке, соответствующей оси $Z = -H_0/2$, пунктирные — для осевой точки на теновом торце цилиндра $Z = H_0/2$. Для таких модельных параметров состояние с высокой степенью насыщения среды обеспечивается лазерным импульсом, потому что заселенности уровней по значению близки к насыщающим ($N_1 \cong N_2 \cong 0,5$). Свободные электроны набирают энергию в сверхурпругих процессах до значения $T_e \approx 1,27$ эВ, а затем их энергия не меняется до тех пор, пока не развивается лавинная электронная ионизация атомов. При этом для $t > 2,0$ мкс заселенности резонансных (рис. 1) и всех остальных возбужденных уровней падают из-за уменьшения концентрации атомов. На стадии электронной лавины температура электронов растет до 1,46 эВ. Стационарное 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 осуществляется при тушении ими возбужденного уровня $3^2P_{1/2}$, заселенность которого, поддерживаемая лазерным излучением, значительно превосходит заселенности всех остальных уровней. После того как все атомы ионизованы, электронная температура снова стабилизируется.

Замедление динамики заселения уровня $3^2P_{1/2}$ и набора энергии электронами на теновом торце цилиндра (пунктирные кривые рис. 1) наблюдается на временном промежутке $t < 0,5$ мкс. Это объясняется поглощением лазерного излучения на начальных временах процесса, когда его интенсивности еще не достаточно для фотовозбуждения уровня $3^2P_{1/2}$, при тушении которого электроны разогреваются. В переходном режиме факт задержки кинетики поведения N_1 , N_2 , T_e и N_e обусловлен замедлением распространения электронной лавины от облученного к теновому торцу цилиндра (сравним пунктирные и сплошные кривые рис. 1).

Особенности переноса излучения в процессе ионизации паров натрия исследовались при однородном распределении лазерной интенсивности в поперечном сечении луча. В частности, выход фотонов из среды облегчен через боковую поверхность цилиндрического объема, что приводит к уменьшению в ней возбужденных атомов. Поэтому и температура электронов у границ меньше, чем внутри объема, где эффекты пленения излучения поддерживают состояние с высокой плотностью возбужденных атомов (поверхности 1, 2 рис. 2, б).

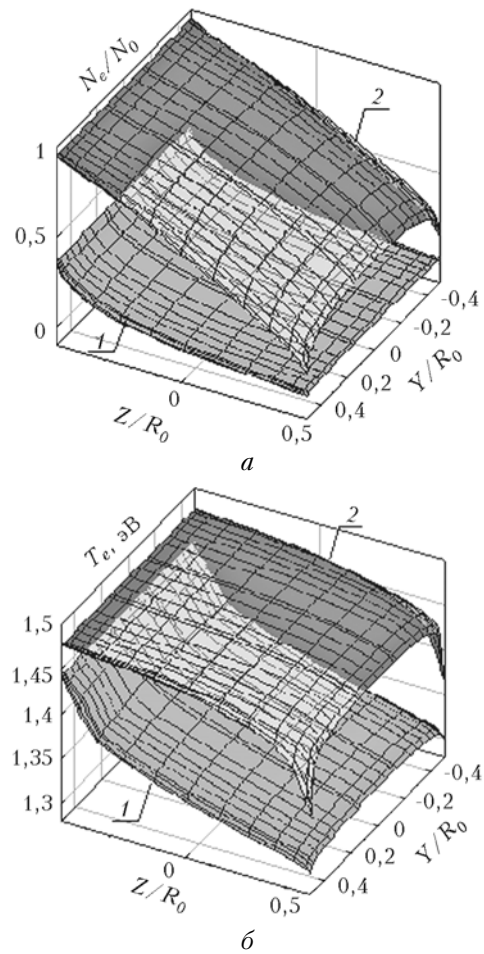


Рис. 2. Пространственное распределение электронной плотности (а) и электронной температуры (б) в моменты времени t , мкс: поверхность 1 — 2,4; 2 — 2,56. Параметры модели соответствуют рис. 1

Уменьшение электронной температуры вблизи боковых поверхностей приводит к тому, что ионизация атомов электронным ударом идет менее интенсивно (поверхности 1, 2, рис. 2,а).

Расчетные данные показали, что при уменьшении интенсивности импульса $I_0 \leq 10^3$ Вт/см² лазерный импульс сильно поглощается по мере распространения в среде. Из-за этого у теневого торца цилиндра процессы ионизации вообще не развиваются. Следовательно, перенос излучения приводит к неоднородной по объему паров ионизации атомов. Это вызвано остыванием электронов из-за поглощения лазерного излучения и выхода фотонов из объема.

Исследование кривых распределения лазерной интенсивности по координате Z цилиндра в различные моменты времени указало на то, что при развитии электронной лавины фронт лазерного излучения отступает назад к облученному торцу. Этот эффект потемнения газа был предсказан теоретически в работе [8] и объясняется тушением электронами возбужденного состояния. В результате увеличивается коэффициент поглощения. Затем, когда скорость ионизации превосходит скорость тушащих столкновений, среда просветляется, а фронт лазерной интенсивности движется в направлении теневого торца цилиндра.

На рис. 3 изображены формы входного и выходного лазерных импульсов для различных начальных значений концентрации атомов. С развитием ионизации пары просветляются и форма импульса (кривые 2, 3) восстанавливается по отношению к входному импульсу (кривая 1). Такая динамика лазерного импульса свидетельствует о том, что при ионизации паров должна уменьшаться поглощенная парами энергия.

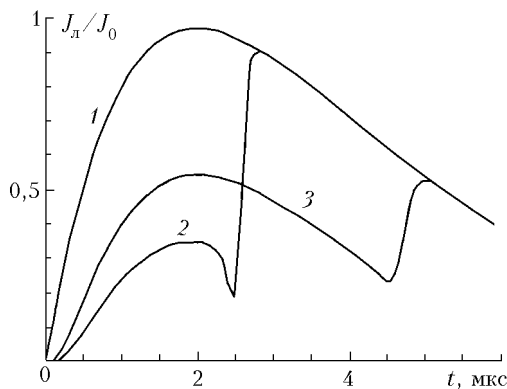


Рис. 3. Временные формы интегральной по частоте лазерной интенсивности для различных начальных концентраций атомов N_0 : входной импульс — кривая 1; форма импульса, выходящего из среды, для $N_0 = 3,56 \cdot 10^{14}$ см⁻³ — 2; для $N_0 = 1,96 \cdot 10^{14}$ — 3. Параметры импульса соответствуют рис. 1

Проводились расчеты кинетики формирования плазменного канала при использовании в модели гауссовского луча. Результаты показали, что благодаря переносу фотонов из накачиваемого объема в необлученную зону паров значительно расширя-

ется объем с высокой плотностью возбужденных атомов. Его радиус существенно больше характерного радиуса луча R_L . У боковой поверхности цилиндра плотность возбужденных атомов уменьшается благодаря выходу фотонов из среды. Просветление газа, вызванное ионизацией атомов электронным ударом, сначала начинается в канале лазерного луча. Электронная лавина формируется в слоях, близких к облученному торцу цилиндра. Далее она распространяется в глубь среды, обеспечивая дополнительное ионизационное просветление паров натрия в канале лазерного луча. Происходит постепенная ионизация области лазерного канала.

Кроме ионизационного просветления паров натрия, в канале лазерного луча происходит значительное расширение ионизованного объема. Характерный размер плазменного канала оказывается намного больше размера лазерного луча R_L . Сильное фотовозбуждение приканальной зоны, обусловленное переносом фотонов в радиальном направлении цилиндра, приводит здесь к появлению свободных электронов, которые затем набирают энергию в сверхупругих столкновениях. Далее, когда инициируется электронная лавина в канале луча, процессы ионизации атомов электронным ударом развиваются и вне его зоны. Следовательно, перенос излучения из зоны возбуждения на периферию приводит к сильному фотовозбуждению среды за пределами лазерного луча, в результате чего ионизованный объем существенно расширяется.

Кроме кинетики поведения заселенностей, построенный алгоритм позволял рассчитывать и характеристики рассеянного парами вторичного излучения в зависимости от частотной, угловых и пространственных переменных в любой заданный момент времени. На рис. 4 приводится динамика интегральной в линии интенсивности излучения, рассеянного парами в различных лучевых направлениях для трассы, проходящей через центр цилиндра.

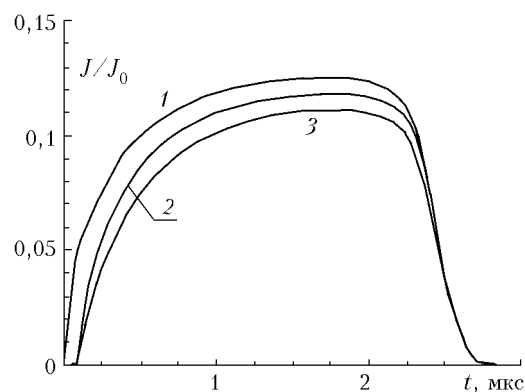


Рис. 4. Динамика интегральной по частоте интенсивности излучения, рассеянного в различных направлениях θ : $\theta = 180^\circ$ (назад) — кривая 1; 90° — 2; 0° — 3 (вперед). Оптические трассы проходят через центр цилиндра. Параметры импульса соответствуют рис. 1, $N_0 = 3,56 \cdot 10^{14}$ см⁻³

До развития лавинной электронной ионизации атомов интенсивность рассеяния «назад», т.е. на угол

180°, превосходит интенсивности для других направлений. Это объясняется тем, что коэффициент поглощения увеличивается для излучения, распространяющегося в глубь среды к теневому торцу цилиндра. Для фотонов, распространяющихся в направлении, противоположном лазерному, коэффициент поглощения, наоборот, уменьшается. Поэтому вероятность выхода фотонов на углы, близкие к 180°, больше по отношению к другим углам рассеяния. При развитии электронной лавины интенсивности для всех оптических трасс сходятся, что связано с уменьшением концентрации атомов в объеме.

Заключение

Построена физико-математическая модель кинетики процесса возбуждения и ионизации многоуровневых атомов, учитывающая перенос резонансного излучения. Численный метод решения полученной системы уравнений, имеющих интегродифференциальную природу, разработан для цилиндрической геометрии среды. Алгоритм численного решения задачи позволял рассчитывать кинетику формирования плазмы, пространственное распределение заселенностей атомных состояний и электронной температуры. Из уравнения переноса в каждый момент времени рассчитывались частотно-угловые и пространственные характеристики вторичного излучения.

Расчеты проведены для паров атомарного натрия (моделировалось воздействие лазерным импульсом на резонансный переход $3S_{1/2} \leftrightarrow 3P_{1/2}$, соответствующий длине волны $\lambda = 589,6$ нм). Численные результаты показали, что перенос излучения приводит к неоднородной по пространству ионизации паров. Концентрация возбужденных атомов, температура и концентрация электронов внутри объема благодаря эффектам пленения выше. Вблизи границ среды, где выход фотонов облегчен, распад возбужденного состояния приводит к остыванию электронов и снижению степени ионизации.

Процессы поглощения фотонов, рассеянных в радиальном направлении цилиндра из зоны лазерного луча, приводят к сильному фотовозбуждению приканальной зоны. Здесь также появляются свободные электроны, которые набирают энергию в ударах второго рода и инициируют электронную лавинную ионизацию. В результате этого ионизованный объем среды значительно расширяется.

Интенсивность вторичного излучения характеризуется угловой анизотропией и пространственной неоднородностью. Временное поведение частотно-угловой и пространственной картины свечения паров определяется динамикой развития ионизационной прозрачности. В условиях инициирования электронной ионизации уменьшается поглощенная парами энергия, что может оказаться важным для решения задач эффективной транспортировки к веществу излучения лазерных импульсов.

1. *Measures R.M.* Efficient laser ionization of sodium vapor. A possible explanation based on superelastic collisions and reduced ionization potential // *J. Appl. Phys.* 1977. V. 48. N 7. P. 2673–2675.
2. *Shaparev N.Ya.* Influence of the resonance radiation on the ionization of a gas // Abstracts of fourth Europhysics sectional conference on atomic and molecular physics of ionized gases. Essen, 1978. Pt. 48. 120 p.
3. *Шапарев Н.Я.* Резонансный оптический разряд // *Ж. техн. физ.* 1979. Т. 49. С. 2229–2231.
4. *Lucatorto T.B., McIlrath T.J.* Efficient laser production of a Na^+ ground-state plasma column: Absorption spectroscopy and photoionization measurement of Na^+ // *Phys. Rev. Lett.* 1976. V. 37. N 7. P. 428–432.
5. *Gavriluk A.P., Shaparev N.Ya.* Ionization induced gas transparency in the resonance electromagnetic field // *Opt. Commun.* 1981. V. 39. N 6. P. 379–382.
6. *Гаврилюк А.П., Шапарев Н.Я.* Ионизация газа в резонансном оптическом поле. Препр. / ВЦ СО АН СССР (Новосибирск). 1986. № 15. Ч. 1. 36 с.
7. *Косарев Н.И.* Лазерная резонансная ионизация атомов натрия в условиях переноса излучения // *Мат. моделир.* 2005. Т. 17. № 5. С. 105–122.
8. *Шапарев Н.Я.* Ионизационное просветление газа // *Ж. эксперим. и теор. физ.* 1981. Т. 80. Вып. 3. P. 957–963.

N.I. Kosarev, N.Ya. Shaparev. Ionization transparency of the gas-induced by resonant laser influence.

The radiative-collisional model of the resonant laser ionization of a gas is constructed for conditions of radiation transfer. The numerical method is constructed for the cylindrical geometry of a medium. Free electrons are formed because of associative ionization. Then they are heated by means of superelastic impacts and ionize atoms in collisions with them. The influence of transfer of resonant radiation on kinetics of brightening and ionization transparency of sodium vapors in the resonance transition at $\lambda = 589,6$ nm in conditions of electronic avalanche ionization of atoms is investigated.