

## ЛАЗЕРНАЯ РЕЗОНАНСНАЯ ФЛЮОРЕСЦЕНЦИЯ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ БАРИЕВОЙ ПЛАЗМЫ

Н. И. Косарев\*, Е. В. Феськова

УДК 535.37:533.9

Сибирский федеральный университет,  
Институт цветных металлов и материаловедения,  
660025, Красноярск, Россия; e-mail: kosarev\_nikolai@mail.ru

(Поступила 6 июля 2020)

*Получены аналитически частотные зависимости профиля коэффициента поглощения, учитывающие совместное влияние макроскопического движения вещества, доплеровского и фойгтовского механизмов уширения спектральной линии. Исследовано влияние вращения сферической плазмы на формирование резонансной флуоресценции ионами бария при поглощении лазерного излучения на  $\lambda = 455.4$  нм. Искажение частотной формы проходящего через плазму лазерного излучения и эмиссионного спектра обусловлено сдвигом профиля коэффициента поглощения и его уширением, вызванными вращательным движением плазмы. Предсказано усиление выхода резонансных фотонов из среды из-за уширения эмиссионного спектра резонансной линии.*

**Ключевые слова:** профиль линии, перенос излучения, функция источников, коэффициент поглощения, оптическая толщина, вращающаяся плазма.

*We analytically obtained the frequency dependences of the absorption coefficient profile, taking into account the combined influence of the macroscopic motion of matter, Doppler and Voigt mechanisms of spectral line broadening. The effect of rotation of a spherical plasma on the formation of resonant fluorescence by barium ions upon absorption of laser radiation at a wavelength of 455.4 nm was studied. The deformation of the frequency shape of the laser radiation passing through the plasma and the emission spectrum is due to a shift in the absorption coefficient profile and its broadening caused by the rotational motion of the plasma. An increase in the resonant photons escape from the medium stipulated by the broadening of the emission spectrum of the resonance line is predicted.*

**Keywords:** line profile, transfer radiation, source function, absorption coefficient, optical depth, rotating plasma.

**Введение.** Вращающаяся плазма привлекает внимание исследователей с теоретической и экспериментальной точки зрения [1]. В приложении к астрофизическим задачам [2] этот интерес вызван тем, что вращение вещества — один из видов макроскопического движения, присутствующего в космосе. Плазма, находящаяся в магнитном поле, может приобретать макроскопическое вращательно-поступательное движение. Такая замагниченная плазма возникает в натуральных экспериментах при инъекции бариевых облаков в верхние слои атмосферы Земли [3], в экспериментальных установках по охлаждению и удержанию ультрахолодной плазмы в магнитооптических ловушках (МОЛ) Пенинга [4—6]. Вращательное движение вещества приводит к изменению оптических характеристик рассеянного резонансного излучения [4]. Вращение плазмы необходимо учитывать для интерпретации экспериментальных данных в задачах, использующих методы корреляционной микроволновой и доплеровской рефлектометрии [7] и доплеровской спектроскопии [8].

Цель настоящей работы — получение аналитических выражений для атомного профиля коэффициента поглощения, формируемого макроскопическим, тепловым и радиационным механизмами уширения спектральной линии при различных параметрах Фойгта и видах движения элементарной ячей-

---

## LASER RESONANT FLUORESCENCE OF A ROTATING BARIUM PLASMA

N. I. Kosarev\*, E. V. Feskova (Siberian Federal University, Institute of Non-Ferrous Metals and Materials Science, Krasnoyarsk, 660025, Russia; e-mail: kosarev\_nikolai@mail.ru)

ки среды, а также исследование методом численного моделирования деформации эмиссионного спектра при поглощении лазерного излучения барьерной плазмой на резонансном переходе с  $\lambda = 455.4$  нм в ионе бария в зависимости от различных направлений лучей при вращении сферической плазмы относительно оси симметрии шара, параллельной плоскости волнового фронта лазерного излучения.

**Моделирование лазерно-индуцированной флуоресценции барьерной плазмы при макроскопическом движении вещества. Совместный учет радиационного затухания, теплового и макроскопического движения атомов при расчете профиля линии поглощения. Доплеровское уширение.** Обозначим  $dN$  долю атомов от полного их количества  $N$  в некотором малом объеме газа, имеющих скорости в диапазоне от  $v$  до  $v+dv$ . Тогда отношение  $dN/N$  — функция плотности вероятности, которая при максвелловском распределении атомов по скоростям имеет вид:

$$dN(v) / N = \frac{\exp(-v^2 / v_0^2)}{v_0 \sqrt{\pi}} dv, \quad (1)$$

где  $v_0$  — тепловая скорость частиц. Выражение (1) можно переписать в переменной частоты  $\nu$ :

$$dN(\nu) / N = \frac{\exp(-(\nu - \nu_0)^2 / \Delta\nu_D^2)}{\sqrt{\pi}} \frac{d\nu}{\Delta\nu_D}. \quad (2)$$

Здесь  $\nu_0$  — центральная частота линии;  $\Delta\nu_D = v_0 \nu_0 / c$  — доплеровская ширина.

Тогда сечение поглощения:

$$\alpha_\nu = \frac{\pi e^2 f_{21}}{mc} \frac{\exp(-(\nu - \nu_0)^2 / \Delta\nu_D^2)}{\sqrt{\pi} \Delta\nu_D}, \quad (3)$$

где  $c$  — скорость света;  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона;  $f_{21}$  — сила осцилляторов резонансной линии с верхним (2) и нижним (1) состояниями.

*Доплеровское уширение при макроскопическом движении вещества.* Для случая макроскопического (макروتурбулентного) движения вещества функция плотности вероятности  $dN/N$  дает долю частиц, имеющих макроскопическую скорость из диапазона от  $u$  до  $u+du$ . Полагая, что распределение элементарных ячеек по скоростям имеет также максвелловское распределение, получаем

$$dN(u) / N = \frac{\exp(-u^2 / u_0^2)}{u_0 \sqrt{\pi}} du, \quad (4)$$

где  $u_0$  — средняя макротурбулентная скорость ячеек среды. Плотность вероятности события, что атом имеет тепловую скорость в интервале от  $v$  до  $v+dv$ :

$$P_{th}(v) = \frac{N \exp(-v^2 / v_0^2)}{v_0 \sqrt{\pi}}. \quad (5)$$

Предположим, что предыдущее событие реализовалось. Тогда вероятность другого условного события, что тот же атом находится одновременно и внутри элементарной ячейки с макроскоростью от  $u$  до  $u+du$ :

$$P_M(u) = \frac{\exp(-u^2 / u_0^2)}{u_0 \sqrt{\pi}}. \quad (6)$$

Внешний наблюдатель фиксирует скорость как результат сложения макроскопической  $u$  и тепловой  $v$  скоростей  $V = u+v$ . Для него важны лишь различные комбинации скоростей  $u$  и  $v$ , которые дают вклад в скорость  $V$  из диапазона от  $V$  до  $V+dV$ . Поэтому интересует условная вероятность такого события, что атом имеет комбинированную скорость, состоящую из макро- и тепловой скорости. Эта условная вероятность записывается в виде свертки функций (5) и (6):

$$P(V) = \int_{-\infty}^{\infty} P_{th}(v) P_M(V-v) dv = \frac{N}{v_0 u_0 \pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-(v/v_0)^2 - [(V-v)/u_0]^2} dv. \quad (7)$$

Свертка (7) гауссовых функций (5) и (6) при композиции  $V = u+v$  дает также гауссову функцию. Тогда из (7) получаем профиль линии при макродвижении среды:

$$\Phi_V = \frac{e^{-(V/V_0)^2}}{V_0 \sqrt{\pi}} \quad (8)$$

и, соответственно, нормализованный профиль коэффициента поглощения в переменной частоты

$$\varphi_x = \frac{e^{-(x-\mu Z)^2/\delta^2}}{\delta\sqrt{\pi}}, \quad (9)$$

где  $x = (v - v_0) / \Delta v_D$  — относительная частота;  $\delta = \Delta v_D^* / \Delta v_D$ ;  $\Delta v_D^* = v_0 V_0 / c$ , где  $V_0^2 = u_0^2 + v_0^2$ ;  $\mu = \cos\theta$ ,  $\theta$  — угол между направлениями излучения фотона и движения элементарной ячейки среды;  $Z = u/v_0$  — относительная макроскорость в единицах тепловой скорости  $v_0$ . Таким образом, коэффициент  $\mu = \cos\theta$  определяет проекцию макроскорости на лучевое направление, вдоль которого излучается фотон. Из (9) видно, что если макроскорость имеет положительную проекцию на луч зрения, то контур линии поглощения смещен в синюю область. Следовательно, излученный фотон претерпевает также синее смещение по частоте и для внешнего наблюдателя его частота увеличивается на  $\mu Z$ . Если макроскорость имеет отрицательную проекцию на направление скорости, то излученный к наблюдателю фотон испытает красное смещение, его частота уменьшается на  $\mu Z$ . Сечение поглощения в условии макроскопического движения среды принимает вид

$$\alpha_v = \frac{\pi e^2 f_{21}}{mc} \frac{\exp(-(x-\mu Z)^2/\delta^2)}{\delta\sqrt{\pi}\Delta v_D}. \quad (10)$$

*Совместное уширение контура линии поглощения радиационным затуханием, макроскопическим и тепловым движением атомов.* Согласно классической электродинамике, затухающий осциллятор порождает лоренцев профиль линии поглощения вида

$$\varphi_R = (\Gamma_R / 4\pi^2) \left[ (v - v_0)^2 + (\Gamma_R / 4\pi)^2 \right]^{-1}, \quad (11)$$

где  $\Gamma_R$  — параметр радиационного затухания  $\Gamma_R = A_{21}$ ,  $A_{21}$  — вероятность спонтанного распада возбужденного уровня. Профиль (11), как и (9), нормирован так, что  $\int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_R dv = 1$ , и описывает уширение

линии поглощения благодаря радиационному распаду возбужденного состояния. Если время жизни возбужденного уровня сокращается из-за радиационного затухания и столкновений с параметром затухания  $\Gamma_c$ , то полный профиль также является лоренцевым с параметром затухания  $\Gamma = \Gamma_R + \Gamma_c$ .

Если в покоящейся системе отсчета зафиксирован фотон на частоте  $v$ , то атом поглотит в своей системе отсчета фотон на частоте  $v - v_0 u/c$ . Тогда сечение поглощения атома:

$$\alpha_v = \frac{\pi e^2 f_{21}}{mc} \frac{\Gamma_R / 4\pi^2}{(v - v_0 - v_0 u/c)^2 + (\Gamma_R / 4\pi)^2}. \quad (12)$$

Учет радиационного затухания, теплового и макродвижения вещества приводит к свертке функций (8) и (12). В результате для сечения поглощения получаем

$$\alpha_v = \frac{\pi e^2 f_{21}}{mc} \left( \frac{\Gamma_{21}}{4\pi^2} \right) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{V_0 \sqrt{\pi}} \frac{e^{-(v/V_0)^2} dV}{[(v - v_0 - v_0 u/c)^2 + (\Gamma_R / 4\pi)^2]}. \quad (13)$$

Перепишав (13) в переменной частоты  $\xi = (v - v_0) / \Delta v_D$ , получим

$$\alpha_\xi = \frac{\pi^{1/2} e^2 f_{21}}{mc \Delta v_D^*} H(a, \xi), \quad (14)$$

где  $H(a, \xi)$  — функция Фойгта

$$H(a, \xi) = \left( \frac{a}{\pi} \right) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-(y-\mu Z)^2/\delta^2} dy}{(\xi - (y - \mu Z) / \delta)^2 + a^2}, \quad (15)$$

нормированная как  $\int_{-\infty}^{+\infty} H(a, \xi) d\xi = \sqrt{\pi}$ , параметр Фойгта  $a = \Gamma_R / (4\pi \Delta v_D)$ ,  $y = \Delta v / \Delta v_D = v/v_0$ .

*Вычисление функции Фойгта.* Полагая малость параметра Фойгта, функцию  $H(a, \xi)$  удобно разложить в ряд по степеням  $a$ . Ограничившись первыми пятью членами, запишем разложение:

$$H(a, \gamma) = a^0 H_0(\gamma) + a^1 H_1(\gamma) + a^2 H_2(\gamma) + a^3 H_3(\gamma) + a^4 H_4(\gamma), \quad (16)$$

где  $H_0 = e^{-\gamma^2}$ ;  $\gamma = (y - \mu Z)/\delta$ ;  $H_1(\gamma) = 2/\sqrt{\pi}([2\gamma F(\gamma) - 1])$ , функция  $F(\gamma) = e^{-\gamma^2} \int_0^\gamma e^{y^2} dy$  — интеграл Доусона [9]. Производная от интеграла Доусона обладает свойством  $dF(\gamma)/d\gamma = 1 - 2\gamma F(\gamma)$ .

Для вычисления функций  $H_n(n > 2)$  более высокого порядка через известные функции  $H_0$  и  $H_1$  воспользуемся рекуррентной формулой

$$H_n(\gamma) = -\frac{d^2 H_{n-2}(\gamma)}{d\gamma^2} \frac{1}{n(n-1)}. \quad (17)$$

Используя (17) и свойство производной от функции Доусона, для  $H_2, H_3$  и  $H_4$  в (16) получаем

$$H_2(\gamma) = e^{-\gamma^2} - 2\gamma^2 e^{-\gamma^2},$$

$$H_3(\gamma) = F(\gamma)(4\gamma^2 - 2) - 2\gamma,$$

$$H_4(\gamma) = \frac{1}{2}e^{-\gamma^2} - \frac{2}{3}\gamma^4 e^{-\gamma^2}.$$

Разложение (16) позволяет рассчитать контур линии поглощения фойгтовского типа с помощью интеграла Доусона, значения которого при различных  $\gamma$  табулированы в [10].

**Анализ уширения контура линии поглощения при макродвижении вещества.** Поведение профиля коэффициента поглощения, описываемого функцией Фойгта (15), исследовано при подстановке в ряд (16) макроскопической скорости  $u = 0$  при различных  $a$ . Расчет (16) показывает, что при  $a \leq 0.015$  контур линии поглощения с большой точностью может быть описан доплеровской зависимостью от частоты (9).

На рис. 1 представлен профиль коэффициента поглощения в предположении, что движение ячейки перпендикулярно направлению излучения фотона. В этом случае параметр  $\mu$  в разложении (16) равен нулю и сдвиг профиля линии относительно частоты покоящейся среды  $\nu_0$  отсутствует. Параметр Фойгта имеет фиксированное значение  $a = 0.015$  для всех кривых. Видно, что с ростом скорости вращения поглощение уменьшается в ядре контура и увеличивается в крыльях. При этом возрастает ширина профиля линии на полувысоте. Такое уширение можно понять из анализа выражения (9), полагая  $\mu = 0$ . С ростом макроскорости  $u$  из-за наличия коэффициента  $\delta$  в знаменателе перед экспонентой в (9) максимальное значение функции при  $\nu = \nu_0$  уменьшается. Одновременно с ростом  $u$  спад крыльев контура происходит медленнее из-за наличия этого же множителя, возведенного в квадрат, в показателе экспоненты в (9). Если же макроскопическая скорость среды имеет ненулевую проекцию на направление излучения фотонов, то профиль поглощения должен быть сдвинут по частоте в соответствующую область.

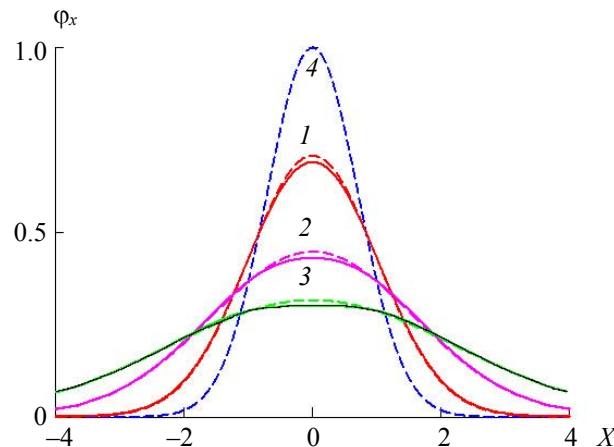


Рис. 1. Контур профиля поглощения: сплошные кривые — фойгтовский профиль, штриховые — доплеровский;  $u/v_0 = 1$  (1), 2 (2) и 3 (3);  $a = 0.015$ ; 4 — чисто доплеровское уширение без вращения,  $X = (\nu - \nu_0)/\Delta\nu_D$

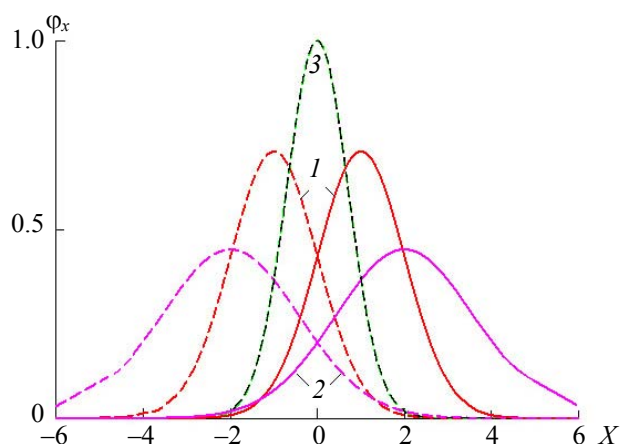


Рис. 2. Контур профиля поглощения для  $\mu = 1$  (сплошные кривые) и  $\mu = -1$  (штриховые):  $u/v_0 = 1$  (1), 2 (2);  $a = 0.015$ ; 3 — доплеровское уширение без вращения

На рис. 2 представлены доплеровские профили поглощения при движении элементарной ячейки на наблюдателя ( $\mu = +1$ ) при  $u/v_0 = 1$  и  $u/v_0 = 2$ . Поскольку максимум функции (9) сдвинут в область больших частот, эти профили сдвинуты в синий диапазон. Штриховые кривые 1 и 2 соответствуют движению ячейки в противоположном к наблюдателю направлении ( $\mu = -1$ ) для скоростей, соответствующих сплошным кривым. В этом случае профили поглощения сдвинуты в красную область. Вид кривых показывает, что с ростом скорости одновременно со сдвигом профиля в синюю или красную частотную область происходит его уширение. Для сравнения кривая 3 изображает доплеровский профиль для стационарной среды. Рассчитанные фойгтовские профили при ненулевой макроскорости для параметра  $a = 0.015$  близки к доплеровским и незначительно отличаются лишь в ядре контура, подобно штриховым кривым 1—3 рис. 1. По этой причине на рис. 2 не приведены фойгтовские частотные зависимости профиля поглощения. Таким образом, при макродвижении вещества профиль коэффициента поглощения сдвигается в синюю или красную область и одновременно происходит его уширение.

**Численная модель переноса излучения во вращающемся сферическом шаре.** Параметры бариевой плазмы. Исследован перенос излучения в сферическом шаре диаметром  $d_0 = 1$  см, состоящем из ионов бария. Поглощение лазерного излучения и формирование флуоресценции происходило в резонансной линии  ${}^2S_{1/2} \leftrightarrow {}^2P_{3/2}$  в ионе бария с  $\lambda_0 = 455.4$  нм. Концентрация ионов задавалась на основании данных о давлении насыщенных паров бария, которое устанавливается при определенной температуре в лабораторной кювете. Так, концентрации ионов  $N_0 = 5.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$  соответствуют температуре  $T = 690$  К, что дает доплеровскую ширину профиля поглощения  $\Delta\nu_D = 6.3 \cdot 10^8$  Гц. Радиационная ширина  $\Gamma_R = A_{21} = 1.2 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ . Оптическая толщина плазмы вдоль диаметра  $\tau_0 = 10$ . Параметр Фойгта  $a = 0.015$ , если учитывать только радиационный механизм уширения линии. Кроме радиационного затухания к уменьшению времени жизни ионов в возбужденном состоянии могут приводить столкновения частиц одного сорта. Для рассматриваемой линии в ионе бария с учетом формул [11] можно получить оценку  $\Gamma_c \approx 2 \cdot 10^{-7} N_0$ . Подстановка в последнее выражение  $N_0 = 5.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$  дает  $\Gamma_c \approx 1 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ , что значительно меньше  $\Gamma_R$ . Поэтому столкновительным механизмом уширения линии поглощения можно пренебречь, а параметр Фойгта  $a$  в нашем случае действительно намного меньше единицы.

**Описание численной модели.** Результаты математического моделирования радиального разлета ультрахолодной кальциевой плазмы, находящейся в магнитооптической ловушке, представлены в работах [12—14], где распределение температуры ионов и их концентрации по радиусу моделировались гауссовой зависимостью. Параметры модели [12—14] соответствовали эксперименту [5], в котором температура ионов и их концентрация определялись методом лазерно-индуцированной флуоресценции для концентрации ионов кальция  $10^5$ — $10^9 \text{ см}^{-3}$  для реализации оптически тонкой среды. В работах [15, 16] представлены результаты моделирования поглощения широкополосного излучения и формирования резонансной флуоресценции при пульсирующей динамике вещества, ко-

гда расширение ионного облака меняется на сжатие по синусоидальному закону. В настоящей работе учитывается чистое вращение вещества. Особенность алгоритма по сравнению с предыдущими моделями состоит в том, что фотовозбуждение резонансной линии осуществляется импульсным лазерным излучением, имеющим лоренцеву частотную форму. Алгоритм допускает задавать в качестве параметра задачи длительность лазерного излучения. Для коротких импульсов с длительностью порядка времени спонтанного распада  $A_{21}$  возбужденного состояния реализуется режим послесвечения. Использование импульсов, значительно больших  $A_{21}$ , соответствует условию стационарного фотовозбуждения. Рассмотрен такой режим стационарного возбуждения. Математическая модель включает в себя уравнения переноса резонансного излучения с граничным условием на левой границе шара:  $\partial I_x / \partial \tau = \varphi_x [S - I_x]$ ,  $I_x|_{\text{left boundary}} = I_L$ . Граничное условие соответствует рис. 3. Лазерное излучение имеет однородное распределение интенсивности в поперечном сечении пучка и облучает левое полушарие капли. Вращение капли против часовой стрелки. На правом полушарии граничные условия нулевые.

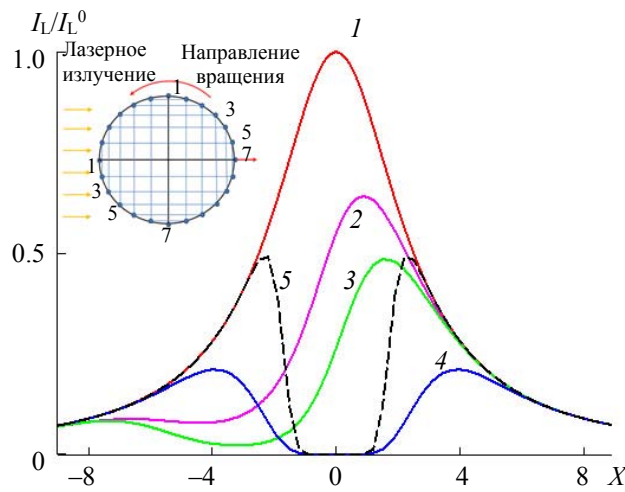


Рис. 3. Частотные зависимости лазерного излучения, проходящего по оптическим трассам с номером 1 (1), 2 (2), 3 (3) и 7 (4) через плазменный шар в различных точках верхнего полукруга (вставка);  $V_0 = 3v_0$ ; 5 — то же, что и кривая 4, но для стационарной среды

В уравнении переноса функция источников  $S = \eta(r,t)/\chi(r,t)$  выражается через коэффициенты поглощения  $\chi$  и излучения  $\eta$  на частоте  $\nu_0$ ,  $\varphi_x$  — профиль коэффициента поглощения, задаваемый выражением (9),  $d\tau = \chi dr$  — малая оптическая длина на геометрической длине  $dr$ , для  $\chi$  имеем  $\chi(r,t) = \chi_0(n_1(r,t) - (g_1/g_2)n_2(r,t))$ , где  $\chi_0 = \frac{\lambda_0^3 N_0 g_2 A_{21}}{8\pi g_1 \sqrt{\pi} \nu_0}$ ;  $n_1 = N_1/N_0$ ,  $n_2 = N_2/N_0$ ,  $N_1$  и  $N_2$  — населенности уровней 1 и 2;  $N_0$  — полная концентрация ионов бария;  $g$  — статистические веса уровней. Оптическая толщина плазмы вдоль диаметра шара на центральной частоте  $\nu_0$  стационарной среды  $\tau_0 = \chi_0 d_0$ .

Населенности уровней резонансной линии определялись из уравнений радиационного баланса и начальных условий вида

$$\begin{aligned} \partial n_1 / \partial t &= -B_{12} J n_1 + (B_{21} J + A_{21}) n_2, \quad n_1(r, 0) = 1, \\ \partial n_2 / \partial t &= -(B_{21} J + A_{21}) n_2 + B_{12} J n_1, \quad n_2(r, 0) = 0. \end{aligned}$$

Здесь  $B_{12}$  и  $B_{21}$  — коэффициенты Эйнштейна для вынужденных фотопроцессов. Для принятой модели однокомпонентной плазмы единственный источник изменения населенностей — суммарное излучение в спектральной линии, формируемое лазерным и перерассеянным излучением. Поэтому в уравнения баланса входит интегральная по углам и частоте интенсивность

$$J(r,t) = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi \sin(\theta) d\theta \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_x I_x(r, \theta, \phi, t) dx.$$

При вращении плазмы контур линии поглощения  $\varphi_x$  является функцией частоты  $x$ , углов  $\theta$  и координаты  $r$ . При этом тангенциальная скорость иона в любой точке шара зависит линейно от расстояния  $r'$  до оси вращения согласно формуле

$$v(r) = V_0 / R_0 |r'|,$$

где  $R_0$  — радиус шара;  $V_0$  — тангенциальная скорость движения ионов, расположенных на окружности радиусом  $R_0$ .

Моделировалось стационарное фотовозбуждение плазменной капли ненасыщающей линией интенсивностью лазерного излучения  $I_L$  с частотной зависимостью вида

$$I_L(v, t) = I_L^0 \frac{(\Delta v_L/2)^2}{(v - v_L)^2 + (\Delta v_L/2)^2},$$

где  $I_L^0$  — максимальная интенсивность на центральной лазерной частоте  $v_L$ , которая совпадает с  $v_0$ ,  $\Delta v_L$  — частотная ширина излучения, которая задавалась  $5\Delta v_D$ . Полученная математическая модель имеет структуру интегрально-дифференциальных уравнений и решается подобно алгоритмам [12—16]. Модель может быть адаптирована на геометрию среды в форме цилиндра, когда лазерное излучение падает на его торец. В этом случае представляет интерес рассмотреть вращение цилиндра относительно его оси симметрии. Для такой постановки задачи необходимо обновление процедуры расчета интегральной интенсивности, что в некоторой степени усложнит написание программного кода.

*Применимость численной модели.* Параметры модели, описанные выше, соответствуют условиям лабораторной плазмы. Но концентрации ионов в магнитооптических ловушках еще на несколько порядков меньше для применимости количественных методов абсорбционной [5] и эмиссионной [6] спектроскопии. Результаты численного моделирования получены для упрощенной модели плазмы и носят достаточно общий характер. В [4] описано использование численной модели, а метод вращающегося электростатического поля применялся для точного контроля вращения сильно связанной плазмы ионов бериллия. Такая плазма, охлаждаемая лазерным излучением до  $\sim 10$  мК в магнитооптической ловушке Пеннинга, осуществляла глобальное ( $E \times B$ ) вращение относительно оси магнитного поля  $B$ . Авторы [4] утверждают, что используемый метод брэгговской дифракции лазерного излучения на полученном плазменном кристалле позволяет более точно определить частоту вращения, чем флуоресцентный метод. Концентрация ионов бериллия  $\sim 10^5$  см $^{-3}$  [4] соответствует оптически тонкой плазме на резонансном переходе с  $\lambda = 313.11$  нм. Численный метод позволяет задавать в расчетах любые концентрации ионов и их температуру, т. е. применим для тонких и плотных сред. Кроме того, если  $\Delta v_D = v_0 v_0/c$  — доплеровская ширина линии, то при макродвижении вещества линии сдвигается целиком от частоты  $v_0$  стационарной среды на  $\Delta v_L = v_0 V_L/c$ , где  $V_L$  — проекция макроскорости ячейки на лучевое направление. Поэтому если из эксперимента известны расстояние от центра вращения до лучевой трассы  $R_L$  и сдвиг  $\Delta v_L$ , то угловая скорость вращения плазмы  $\Omega = V_L/R_L = \Delta v_L c / (v_0 R_L)$ .

**Результаты и их обсуждение.** Представим результаты расчетов, полученных для бариевой плазмы при описанных выше параметрах. Тангенциальные скорости вращения граничных точек центрального сечения шара  $V_0$  (точки на окружности радиуса  $R_0$ , рис. 3, вставка) не превышали  $3v_0$ . Демонстрационные кривые соответствуют проходящему через плазму лазерному излучению и резонансному излучению бариевой плазмы в центральном сечении шара. Цифрами 1—7 в верхнем полукруге обозначены точки выхода, в нижнем — точки входа для излучения, распространяющегося по оптическим трассам, удаленным от диаметра шара на разное расстояние. Эти оптические трассы соответствуют различным оптическим толщинам по отношению к лазерному излучению и различным проекциям тангенциальных скоростей ионов на лучевое направление при вращении плазмы.

На рис. 3 приведена частотная зависимость лазерного излучения, проходящего через шар по различным оптическим трассам верхнего полукруга. Для кривых 2, 3 проекции тангенциальных скоростей на оптические трассы противоположны направлению лазерного излучения. При этом косинус угла  $\vartheta$  в формуле (9) для всех трасс меньше нуля. Поэтому ионные профили поглощения сдвинуты в красную область спектра. Следовательно, эта область поглощается сильнее и в проходящем излучении наблюдается смещение максимума интенсивности в синюю область. Кривая 1 получена для граничной точки 1 шара, где толщина среды равна нулю. Следовательно, эта кривая описывает исходную частотную форму лазерного излучения. По мере приближения геометрического пути к диаметру шара проекции ионных скоростей на направление распространения лазерного излучения

уменьшаются, а спектр поглощения становится симметричным относительно частоты  $\nu_0$ , соответствующей стационарной среде. Так, для кривой 4 тангенциальные скорости ионов перпендикулярны направлению распространения излучения. Для этой трассы центры поглощения ионов совпадают с частотой  $\nu_0$ , но ширина спектра поглощения на половинной глубине значительно превышает ширину стационарного контура. Это видно при сравнении кривой 4 со штриховой кривой 5, полученной для той же трассы, но для стационарной плазмы. Таким образом, ширина спектра поглощения лазерного излучения на полуглубине для вращающейся плазмы значительно превосходит соответствующую ширину для стационарной среды даже в случае, когда на оптической трассе тангенциальная скорость ионов перпендикулярна направлению внешнего излучения. Это объясняется эффектом уширения профиля поглощения вращательным движением плазмы (рис. 1).

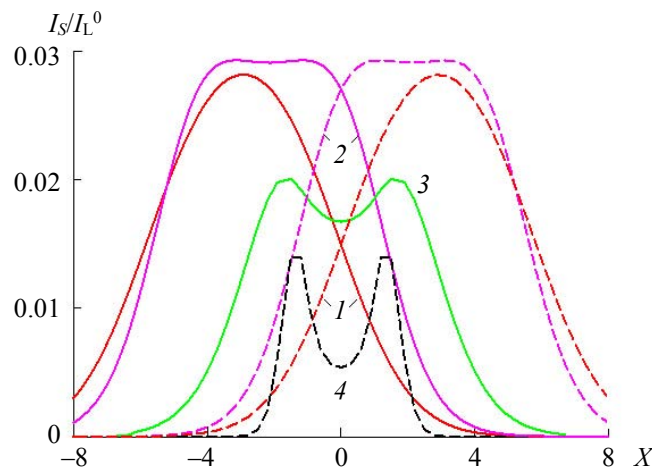


Рис. 4. Эмиссионный спектр плазмы в направлении, параллельном лазерному излучению

Эмиссионный спектр рассчитан для различных углов рассеяния по отношению к лазерному излучению. Для демонстрации особенностей формирования флуоресценции плазмы, вызванной вращением, представлены эмиссионные спектры в направлении, параллельном лазерному излучению из теневого полушария (рис. 4). Сплошные кривые 1, 2 соответствуют оптическим трассам 2, 4 (вставка рис. 3, верхнее полушарие), штриховые кривые 1, 2 — трассам 6, 4 нижнего полушария. Кривая 3 соответствует диаметру, кривая 4 — та же трасса, что и кривая 3, только без вращения. Для трасс, представленных сплошными кривыми 1, 2, проекции тангенциальной скорости ионов противоположны направлению излучения. Поэтому эмиссионный спектр сдвинут в красную область. Для оптических трасс, представленных штриховыми кривыми 1, 2, проекции скоростей ионов совпадают с направлением их рассеяния. Теперь эмиссионный контур сдвинут в синее частотное крыло. При этом штриховые кривые 1, 2 полностью симметричны сплошным кривым 1, 2. Кроме смещения эмиссионный спектр, представленный кривыми 2, 3 на рис. 4, является самообращенным (реабсорбированным). Явление реабсорбции проявляется сильнее для статической плазмы (кривая 4). Это вызвано тем, что для вращающейся плазмы поглощение уменьшается на центральных частотах профиля и одновременно его ширина становится больше, что демонстрируется формой профилей поглощения (рис. 1, кривые 1—3). Сравнивая кривые 3 и 4 на рис. 4, делаем вывод, что полная ширина на половине высоты FWHM (full width at half of maximum) эмиссионной линии превосходит ее для статической среды. Следовательно, в случае вращения плазмы контур спектральной линии расширяется в частотной области и среда является оптически более тонкой. В этом причина более облегченного выхода фотонов из среды за счет уширения полосы частот. Кроме того, смещение центра эмиссионной линии (кривые 1, 2) дает угловую скорость вращения плазмы, как указано выше.

**Заключение.** Аналитически получена частотная зависимость профиля коэффициента поглощения при совместном действии механизмов радиационного затухания возбужденного уровня, доплеровского и макроскопического движения атомов в плазме. Проведен анализ фойгтовского профиля поглощения для различных параметров Фойгта и направлений макроскорости элементарной ячейки. Уширение профиля поглощения вызвано вращательным движением плазмы.



Перенос резонансного излучения во вращающемся плазменном шаре ионов бария на  $\lambda_0 = 455.4$  нм исследован численно моделированием фотовозбуждения плазмы лазерным излучением. Задавалось вращение плазмы вокруг оси симметрии шара, параллельной плоскости волнового фронта световой волны против часовой стрелки. В спектре проходящего через плазму лазерного излучения вращение плазмы приводит к смещению центра линии поглощения в красную область для таких оптических трасс, проекции движения ионов на которые имеют отрицательные значения. В целом спектр проходящего лазерного излучения выглядит смещенным в синее крыло. Наоборот, центр линии поглощения для проходящего излучения смещается в синюю область частот для оптических трасс, для которых проекции тангенциальных скоростей имеют положительные значения. В этом случае спектр лазерного излучения на выходе из плазмы выглядит смещенным в красную область. Кроме смещения спектра проходящего лазерного излучения его ширина значительно больше ширины спектра поглощения стационарной среды. Спектры излучения плазмы сдвинуты в синюю или красную область в зависимости от оптической трассы и имеют значительное уширение по сравнению со статической средой, что вызвано сдвигом и уширением ионных коэффициентов поглощения. Сдвиг центра эмиссионной линии дает проекцию тангенциальной скорости ионов на выбранное направление луча. Данный факт может быть полезен при определении скорости вращения плазмы методами доплеровской резонансной спектроскопии.

- [1] **B. Lehnert.** Nucl. Fusion, **11** (1971) 485—533
- [2] **Е. П. Велихов.** Письма в ЖЭТФ, **82**, № 11 (2005) 785—790
- [3] **X. Liang Hai, L. Lei, W. Jing Dong, T. Ran.** Sci. Chin. Earth Sci., **58**, N 7 (2015) 1210—1215
- [4] **X.-P. Huang, J. J. Bollinger, T. B. Mitchell, W. M. Itano, D. H. E. Dubin.** Phys. Plasmas, **5** (1998) 1656—1663
- [5] **E. A. Cummings, J. E. Daily, D. S. Durfee, S. D. Bergeson.** Phys. Rev. Lett., **95** (2005) 235001(1—4)
- [6] **C. E. Simien, Y. C. Chen, P. Gupta, S. Laha, Y. N. Martinez, P. G. Mickelson, S. B. Nagel, T. C. Killian.** Phys. Rev. Lett., **92** (2004) 143001(1—4)
- [7] **A. I. Skibenko, V. L. Berezhnaya, O. S. Pavlichenko.** Prob. At. Sci. Technol.: Plasma Phys., **10** (2005) 2000—2004
- [8] **O. Toshihiro, K. Sumio, I. Keiichi, S. Yu, T. Jo, K. Satoshi, S. Kosuke, O. Atsushi, T. Hiromi, T. Masakazu, I. Shigeru.** Plasma and Fusion Res., **9** (2014) 3402051(1—4)
- [9] **Д. Михалас.** Звездные атмосферы, ч. 2, Москва, Мир (1982) 20—22
- [10] Справочник по специальным функциям, под ред. М. Абрамовица и И. Стиган, Москва, Наука (1979) 140
- [11] **И. И. Собельман.** Введение в теорию атомных спектров, Москва, Физматлит (1963)
- [12] **Н. И. Косарев, Н. Я. Шапарев.** Докл. АН, **421**, № 6 (2008) 762—764
- [13] **Н. И. Косарев, Н. Я. Шапарев.** Квант. электрон., **39**, № 12 (2009) 1112—1116
- [14] **N. I. Kosarev, N. Y. Shaparev.** J. Phys. B: At., Mol. Opt. Phys., **41**, N 23 (2008) 235701(1—3)
- [15] **N. I. Kosarev.** JQSRT, **207** (2018) 54—56
- [16] **Н. И. Косарев.** Астрофиз. бюл., **74**, № 2 (2019) 210—217