

УДК 523.9-7

РАССЕЯНИЕ СОЛНЕЧНОГО СВЕТА ИОННЫМ ОБЛАКОМ В УСЛОВИИ ПУЛЬСИРУЮЩЕЙ ДИНАМИКИ ВЕЩЕСТВА

© 2019 Н. И. Косарев*

Сибирский федеральный университет, Институт цветных металлов и материаловедения, Красноярск, 660025 Россия

Поступила в редакцию 7 сентября 2016 года; после доработки 18 июня 2018 года; принята к публикации 18 июня 2018 года

Исследуется поглощение и рассеяние солнечного излучения в облаке кальциевой плазмы на длине волны $\lambda_0 = 397$ нм в условии пульсирующей динамики вещества. Задача описывается системой интегродифференциальных уравнений и решается численно для трехмерной сферической геометрии излучающей плазмы, при гармоническом изменении от времени скорости расширения радиуса измененного шара. Анализируются причины частотной асимметрии контура спектральной линии для излучения, рассеянного облаком по различным лучевым направлениям.

Ключевые слова: *перенос излучения — излучение: динамика — плазма — спектральные линии: формирование*

ВВЕДЕНИЕ

На наличие у оболочек звезд крупномасштабно-го движения вещества указывает достаточно большое количество фотометрических данных, описание которых исчерпывающе дано в списке литературы к главе 14 книги [1]. При этом некоторые переменные звезды демонстрируют пульсирующую динамику своих оболочек. Об этом свидетельствует периодическое изменение лучевой скорости вещества, определяемой по доплеровскому смещению спектральных линий относительно центральных их частот. Спектральные закономерности в таких нестационарных средах содержат информацию о рождении и эволюции звезд, пылевых молекулярных облаков и других астрофизических объектов. Поэтому спектроскопические задачи космической газодинамики совместно с теорией переноса излучения составляют одно из важнейших направлений исследований в теоретической астрофизике.

1. МОДЕЛИРОВАНИЕ РАДИАЦИОННОГО ПЕРЕНОСА В КАЛЬЦИЕВОМ ОБЛАКЕ ПРИ ЕГО РАДИАЛЬНОЙ ПУЛЬСАЦИИ

Космическое вещество представляет собой различные виды плазмы, отличающейся по параметрам в зависимости от физических условий. Это и околопланетная плазма, плазма звезд и квазаров. При этом макроскопическое движение вещества кроме этих космических объектов наблюдается и

в искусственных светящихся облаках, инжестируемых в верхнюю атмосферу Земли для исследования её физических свойств и параметров [2], в планетарных туманностях и в звездных атмосферах [1, 3]. Значительную роль в энергетическом балансе плазмы ближнего космоса играет солнечный ветер [1]. Полное описание всей совокупности газодинамических явлений, протекающих в космических условиях содержится, например, в книге [4]. К космической газовой динамике можно отнести различного рода турбулентности, конвективной и тепловой неустойчивости, межзвездные ударные волны и звездный ветер, вспышки и взрывы в звездах и др. Учет хотя бы нескольких из вышеназванных физических условий в одной математической модели достаточно сложен.

В представленной работе построена физико-математическая модель, учитывающая перенос лучистой энергии в отдельной резонансной линии, при условии полного отсутствия термодинамического равновесия в среде, обладающей трехмерной пространственной геометрией. Характерные скорости макроскопического движения ионов сравнимы по порядку величины с их тепловой скоростью. Такое ограничение на скорость движения среды было вызвано тем обстоятельством, что в численной модели применяется подход [1], основанный на использовании системы отсчета, связанной с наблюдателем. Рассматривается следующая модельная ситуация. Сферическое облако радиуса R_0 , содержащее ионы кальция, облучается солнечным светом (рис. 1), который рассеивается в ионной линии $^2S_{1/2} \leftrightarrow ^2P_{1/2}$ с длиной волны $\lambda_0 = 397$ нм.

*E-mail: kosarev_nikolai@mail.ru

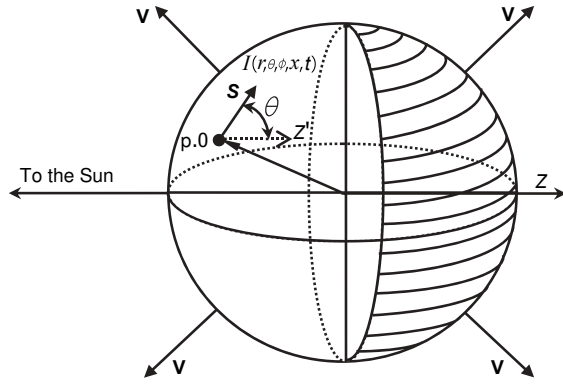


Рис. 1. Геометрия задачи. Солнечное излучение интенсивности I_S^0 освещает левую границу кальциевого облака.

Радиальное расширение газа в вакуум описывается самосогласованным решением [5], в котором скорость расширения в точке среды \mathbf{r} определяется линейным выражением $v(\mathbf{r}) = \frac{V}{R}\mathbf{r}$, где V — скорость расширения границы сферы радиуса R . В нашем случае скорость $V(t)$ зависит от времени и моделируется гармонической зависимостью выражением

$$V(t) = V_0 \sin\left(\frac{t}{T_0} \frac{\pi}{2}\right). \quad (1)$$

Здесь T_0 — время, соответствующее четверти периода функции $\sin \xi$, а скорость расширения границы шара обозначена V_0 . Время t при изменении в диапазоне между 0 и $4T_0$ полностью охватывает одну фазу расширение–сжатие. Область $0 \leq t \leq 2T_0$ соответствует фазе радиального расширения облака, для которой функция $\sin \xi$ и, следовательно, скорость $V(t)$ принимает положительные значения. Соответственно, в этот период времени радиус облака увеличивается. На временах $2T_0 \leq t \leq 4T_0$ скорость $V(t)$ становится отрицательной и, следовательно, ионное облако радиально сжимается. С учетом зависимости (1), радиальная скорость среды в точке \mathbf{r} будет также зависеть и от времени t :

$$\mathbf{v}(\mathbf{r}, t) = \frac{\left(V_0 \sin\left(\frac{t}{T_0} \frac{\pi}{2}\right)\right)}{R} \mathbf{r}. \quad (2)$$

При макроскопическом движении среды, если уширение спектральной линии формируется доплеровским механизмом, контур линии поглощения имеет вид [1]

$$\Phi(x - \mu W, r, t) = \pi^{-1/2} \delta^{-1}(r, t) \times \exp\left\langle (-[x - \mu W]^2 / \delta^2(r, t)) \right\rangle \quad (3)$$

В выражении (3) введены следующие обозначения: $x = (\nu - \nu_0) / \Delta\nu_D$, ν_0 — центральная частота линии для неподвижной среды; $\Delta\nu_D = \nu_0 v_T / c$ —

доплеровская ширина линии; $W = v(r, t) / v_T$, $v(r, t)$ — модуль радиальной скорости движения вещества, v_T — тепловая скорость ионов; $\mu = \cos \theta$, θ — угол между ионной скоростью и направлением рассеяния фотона; коэффициент $\delta(r, t) = (\Delta\nu_D + |v(r, t) / \lambda_0|) / \Delta\nu_D$ зависит от температуры и скорости движения среды в заданной точке r , $\lambda_0 = c / \nu_0$ — длина волны, c — скорость света.

В произвольной точке шара r введем в рассмотрение спектральную интенсивность излучения $I(r, \theta, \phi, x, t)$, формируемую солнечным светом и внутренними источниками фотонов в облаке. Эта интенсивность зависит от времени (t), частотной (x) и угловых (θ, ϕ) переменных. Для интенсивности $I(r, \theta, \phi, x, t)$ выпишем стационарное уравнение переноса излучения в лучевой форме [1]

$$\frac{dI}{ds} = \Phi(x - \mu W, r, t) \chi [S - I],$$

в котором ds есть бесконечно малое приращение пути фотона в направлении, определяемом углами θ, ϕ , а χ и S — коэффициенты поглощения и функция источников (см. формулу (5)). Если вместо расстояния ds ввести шкалу оптических толщин $d\tau = \chi(r, t) ds$, то лучевое уравнение переноса можно переписать в следующем виде

$$\frac{dI}{d\tau} = \Phi(x - \mu W, r, t) [S - I]. \quad (4)$$

За τ_0 обозначим полную оптическую толщину среды на центральной частоте вдоль диаметра шара $\tau_0 = 2R_0 \chi_0$ для начального момента времени $t_0 = 0$, когда разлета ещё нет и радиус облака равен R_0 , а $\chi_0 = \chi(R_0, t_0)$. Функция источников $S = \eta(r, t) / \chi(r, t)$ в уравнении переноса (4) выражается через коэффициенты поглощения χ и излучения η на частоте ν_0 . Эти коэффициенты неявным образом зависят от времени t через населенности основного N_1 и возбужденного N_2 уровней резонансного перехода и определяются так

$$\chi(r, t) = \alpha \left[N_1(r, t) - \frac{g_1}{g_2} N_2(r, t) \right],$$

$$\eta(r, t) = \frac{2h\nu_0^3}{c^2} \alpha_{12} \frac{g_1}{g_2} N_2(r, t). \quad (5)$$

Здесь $\alpha_{12} B_{12} h \nu_0 / (4\pi)$; g_1 и g_2 — статистические веса уровней, h — константа Планка. Изменение со временем населенностей уровней N_1 и N_2 в единице объема (кубическом сантиметре) описывается скоростными уравнениями баланса двухуровневых ионов кальция. При учете процессов вынужденного фотовозбуждения, фототушения и спонтанного

распада возбужденного уровня их вид следующий

$$\frac{dN_1(r, t)}{dt} = -B_{12}J(r, t)N_1(r, t) + (B_{21}J(r, t) + A_{12})N_2(r, t), \quad (6)$$

$$\frac{dN_2(r, t)}{dt} = -(B_{21}J(r, t) + A_{21})N_{21}(r, t) + B_{12}J(r, t)N_1(r, t). \quad (7)$$

Начальные условия при $t_0 = 0$ для уравнений (6), (7) имеют, соответственно, вид

$$N_2(r, 0) = 0, N_1(r, 0) = N_0. \quad (8)$$

В уравнениях (6) и (7) B_{12} , B_{21} и A_{21} — коэффициенты Эйнштейна для вынужденного фотовозбуждения, фототушения и спонтанного распада, а условия (8) предполагают, что при $t_0 = 0$ ионы имеют однородное пространственное распределение и находятся в основном состоянии с концентрацией N_0 .

При движении вещества в радиальном направлении меняется радиус шара и, следовательно, его объем. Поэтому в любой точке среды r будет зависеть от времени, тогда полная концентрация ионов $N(r, t) = N_1(r, t) + N_2(r, t)$. Чтобы учесть этот факт, воспользуемся соотношением между суммой $N_1(r, t) + N_2(r, t)$ и концентрацией частиц в начальный момент времени N_0

$$N_1(r, t) + N_2(r, t) = N_0 \frac{R_0^3}{(R_0 + v(r, t)t)^3}. \quad (9)$$

Соотношение (9) показывает, что при расширении облака, когда скорость $v(r, t)$ положительна и в каждой точке облака с координатой r направлена радиально от центра шара наружу, концентрация ионов в единице объема со временем уменьшается. При сжатии — наоборот, скорость $v(r, t)$ в любой точке среды отрицательна и направлена радиально к центру шара. Концентрация ионов теперь опять увеличивается, возвращаясь к своему первоначальному значению N_0 , соответствующему моменту времени t_0 .

В скоростных уравнениях баланса (6), (7) коэффициент $J(r, t)$ представляет собой усредненную по телесным углам и частоте интенсивность излучения в точке r , в момент времени t

$$J(r, t) = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi \sin \theta d\theta \times \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(x - \mu W, r, t) I(r, \theta, \phi, x, t) dx. \quad (10)$$

Для вычисления интеграла (10) в любой точке среды, угол θ должен изменяться в диапазоне от 0 до π относительно оси Z' , а угол ϕ при заданном

значении угла θ охватывает значения от 0 до 2π при вращении вектора \mathbf{S} (рис. 1) в точке O , вокруг оси Z' . Чтобы выписать граничные условия для уравнения (4), будем считать, что направление солнечного света интенсивности I_s^0 совпадает с осью Z декартовой системы координат, находящейся в центре сферы, рис. 1. Если обозначить за \mathbf{R} радиус-вектор облучаемой поверхности шара, то граничные условия имеют вид

$$I(\mathbf{R}, \theta, \phi, x, t) = \begin{cases} I_s^0, & \text{если } \theta = \pi, \\ 0, & \text{если } \theta \neq \pi. \end{cases} \quad (11)$$

Скоростные уравнения баланса (6) и (7) описывают динамику населенностей двухуровневых ионов, а полное их количество определяется числом пространственных узлов, на которое дискретизуется трехмерный шар. Уравнения (6), (7) имеют интегро-дифференциальную структуру потому, что в правую их часть входит коэффициент $J(r, t)$, представляющий собой трехкратный интеграл от спектральной интенсивности излучения $I(r, \theta, \phi, x, t)$. Последняя сама зависит от населенностей уровней через коэффициент поглощения $\chi(r, t)$ и функцию источников S . Следовательно, уравнение переноса (4), как и уравнения кинетики (6) и (7), также является интегро-дифференциальным. Для расчета спектральной интенсивности $I(r, \theta, \phi, x, t)$ в наборе углов, частот и пространственных узлов, использовано формальное решение уравнения переноса в интегральной форме [1]. Тогда для некоторого малого отрезка интегрирования, по лучевой трассе от точки M к точке O , формальное решение уравнения переноса принимает вид

$$I_0 = I_M \exp(-\Phi \Delta\tau_M) + \int_0^{\Delta\tau_M} S(\tau) \exp[-\Phi(\Delta\tau_M - \tau)] d\tau,$$

где оптическая толщина $\Delta\tau_M = \int_0^M \chi(r, t) ds$. Из последнего выражения видно, что значение спектральной интенсивности I_0 в некоторой узловой точке O находится через известное значение I_M в точке M . Таким путем рассчитываются все сеточные значения I_0 для фиксированного момента времени, начиная с границы среды, где падающее извне излучение задано граничными условиями (11). После этого проводится численный расчет интеграла (10) по частотным, угловым и пространственным переменным с использованием специальным образом выбранных квадратурных формул [6].

Если в каждый момент времени правая часть уравнений (6) и (7) рассчитана, то теперь они

представляют собой систему обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ) вида

$$\frac{dN_i(t)}{dt} = F_i[Y_i(t), t], t \in [0, T], i = 1, 2, 3, \dots, N_D.$$

Размерность выписанной выше системы уравнений N_D равна произведению количества ионных уровней на число пространственных узлов трехмерного шара, а T — характерный временной масштаб рассматриваемого процесса. В силу большой жесткости задачи, система ОДУ решалась по схеме неявных, линейных, многошаговых методов с использованием алгоритма Адамса и Гира [7], в котором реализован переменный порядок и шаг интегрирования. Чтобы привести уравнения (4)–(11) к системе ОДУ, использовались алгоритмы, изложенные в работе [6] для решения задачи о фотоионизации и свечении сферического бариевого облака под действием солнечного света. Численные методы работы [6] применены для решения задачи о поглощении и рассеянии лазерного излучения ультрахолодной плазмой при ее разлете в магнитооптической ловушке [8–10], а в представленной статье доработаны для учета макроскопического расширения—сжатия плазменного объема. Построенный численный алгоритм позволяет просчитывать населенности двухуровневых ионов и спектральную интенсивность излучения $I(r, \theta, \phi, x, t)$ на временах, включающих достаточно большое количество фаз пульсаций облака (порядка десяти), для оптических толщин $\tau_0 \leq 100$ и скоростей разлета, равных нескольким тепловым скоростям ионов кальция.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Далее представляются результаты численных расчетов процесса поглощения и рассеяния солнечного света ионным кальциевым облаком на резонансном переходе с $\lambda = 397$ нм. По экспериментальным данным работы [2] можно считать, что кинетическая температура инжектируемых паров составляет $T_p = 1000$ К, геометрия искусственных образований близка к сферической, а характерный диаметр облака составляет $D_0 \approx 10^6$ см. При этом начальные концентрации атомов достигают величин $N_0 \approx 10^7$ – 10^8 см $^{-3}$. Если в численную модель ввести значение для температуры паров ионов кальция $T_0 = 1160$ К, для концентрации ионов $N_0 = 4.85 \times 10^6$ см $^{-3}$, а для начального диаметра облака $D_0 = 2R_0 = 10^6$ см, получим для статической оптической толщины на центральной частоте ионного перехода значение $\tau_0 = 25$. Максимальная скорость разлета (сжатия) в момент времени, когда аргумент функции синус в выражении (1) равен соответственно $+1$ (а для сжатия -1), составляла

$V_0 = 2 \times v_T = 1.4 \times 10^5$ см с $^{-1}$. Предполагалось, что солнечное излучение имеет широкий спектр I_S^0 и его интенсивность не зависит от частоты в пределах спектральной линии ионов кальция. Значение I_S^0 для резонансного перехода составляло 1.23×10^{10} эрг см $^{-2}$ с $^{-1}$ см $^{-1}$ [11]. Для удобства численного счета характерные времена рассматриваемого процесса пульсации вещества измерялись в единицах 10^{-6} секунд. Представленные результаты соответствуют излучению, распространяющемуся по лучевой трассе, пересекающей центр сферы вдоль её диаметра.

2.1. Поглощение солнечного излучения

На рис. 2 приводятся частотные зависимости солнечного излучения в различных точках ионного облака при его прохождении от облученной границы к теневой. рис. 2а соответствует времени $t = T_0 = 1$ мкс, когда скорость разлета максимальна и равна V_0 . Кривые рис. 2б получены для момента времени $t = 2$ мкс, когда скорость разлета равна нулю, а расширение шара меняется на сжатие. рис. 2с соответствует времени $t = 3$ мкс, при котором граница шара сжимается с наибольшей скоростью ($-V_0$).

При расширении облака (рис. 2а) до центра сферы сильнее поглощается «красная» спектральная область (кривые 1–3), что вызвано смещением сюда контура линии поглощения из-за эффекта Доплера. В этом случае солнечное излучение и скорость движения ионов имеют противоположные направления и параметр μ в выражении (3) равен -1 . После центра сферы сильнее поглощается «синее» крыло спектра (кривые 4–6), потому что теперь контур линии поглощения смещается в эту спектральную область. Поглощение в «синем» спектральном крыле компенсирует поглощение «красного» спектрального крыла. В результате, на выходе из среды поглощение солнечного излучения становится симметричным по частоте (кривая 6).

В отсутствии движения вещества (рис. 2б) солнечное излучение поглощается симметрично по частоте относительно центральной частоты линии ν_0 во всех пространственных точках (кривые 1–6). Контур линии поглощения имеет доплеровскую частотную форму, что вызвано наличием тепловой скорости у ионов. При сжатии ионного облака до центра сферы наоборот сильнее поглощается «синее» крыло частотного спектра (кривые 1–3 рис. 2с) из-за смещения в эту частотную область контура линии поглощения. После центра сферы сильнее поглощается «красная» спектральная область. Это поглощение опять компенсирует поглощение «синего» частотного крыла. Поэтому на

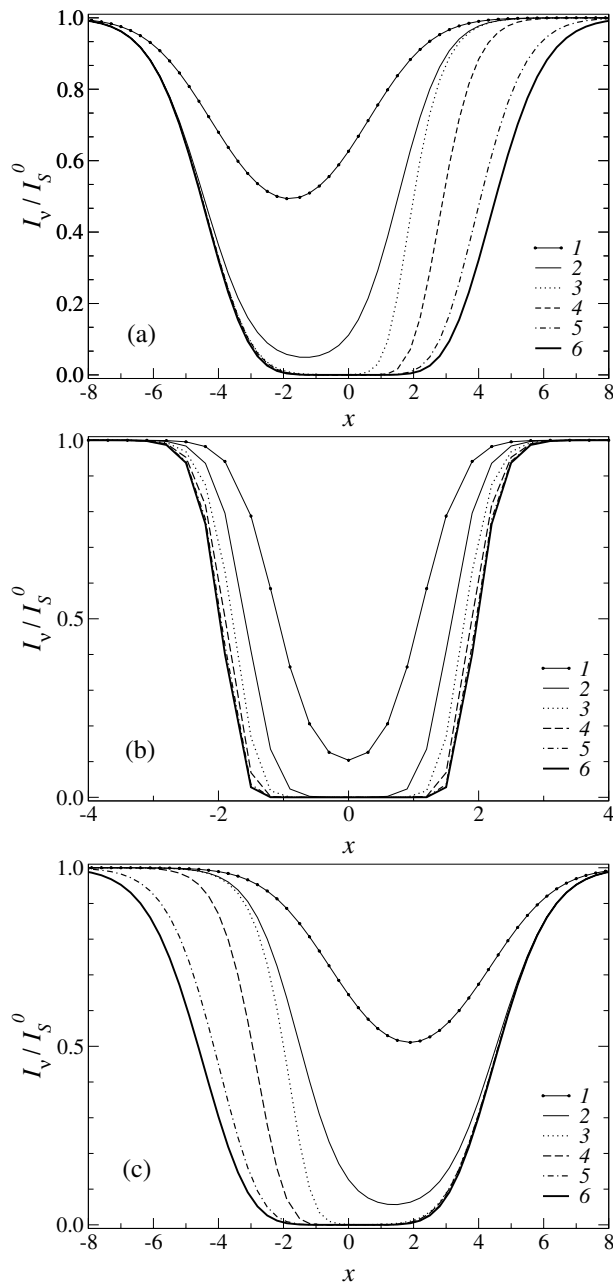


Рис. 2. Относительное поглощение солнечного излучения I_S/I_S^0 в зависимости от частоты $x = (\nu - \nu_0)/\Delta\nu_D$ в различных пространственных точках сферы вдоль её диаметра: кривая 1 — ($r/2R = -0.433$); 2 — (-0.25); 3 — 0 (центр сферы); 4 — 0.25; 5 — 0.433; 6 — 0.5; $\tau_0 = 25$. Величина $r/2R = -0.5$ соответствует облучаемой границе сферы, $r/2R = +0.5$ соответствует теневой границе. а) момент времени расширения $t = 1$ мкс, б) $t = 2$ мкс, в) $t = 3$ мкс.

выходе из среды солнечное излучение поглощается симметрично относительно центральной частоты контура линии ν_0 , как и в случае расширения облака.

При радиальном расширении вещества увеличивается радиус шара, что приводит к уменьшению

концентрации ионов в единице объема вещества, согласно выражению (9). Это приводит к уменьшению оптической толщины среды. Но при движении вещества контуры линий поглощения ионов сдвигаются от центра линии ν_0 в её крыло. Поэтому поглощение солнечного света усиливается (сравним кривую 6 рис. 2б с кривыми 6 рис. 2а, 2с). Следует отметить, что такое усиление резонансного поглощения характерно для больших оптических плотностей среды и при скоростях движения среды, не превышающих нескольких тепловых скоростей частиц. Если скорость макроскопического движения значительно больше тепловой скорости ($V_0 \geq 10v_T$) то, как показано в работе [12], контуры линий поглощения атомов из центра линии смещаются в её крыло на значительную величину и среда на резонансных частотах становится оптически более тонкой для излучения.

При радиальном сжатии шара оптическая толщина снова начинает увеличиваться и в конце фазы сжатия при $t = 4$ мкс она возвращается к исходному значению τ_0 . По этой причине для двух моментов времени $t = 1$ мкс и $t = 3$ мкс, расположенных симметрично относительно времени $t = 2$ мкс, для которого макроскопического движения ионов нет, оптическая толщина среды одинаковая и контур линии поглощения солнечного света при расширении (кривая 6 рис. 2а) совпадает с контуром для сжимающегося облака (кривая 6 рис. 2с).

2.2. Рассеяние солнечного излучения кальциевой плазмы

На рис. 3 показано частотное распределение излучения, рассеянного облаком в резонансной линии иона кальция с $\lambda = 397$ нм в направлении противоположном солнечному свету (направление «назад») — а), и по направлению солнечного света (направление «вперед») — б). Кривые 1 получены в момент времени наибольшей скорости расширения ($t = 1$ мкс). Кривые 2 соответствует нулевой скорости расширения ($t = 2$ мкс), а кривые 3 получены в момент времени наибольшей скорости сжатия ($t = 3$ мкс).

При расширении облака излучение рассеянное «назад» сдвинуто по частоте в «синее» частотное крыло спектра (сплошная кривая 1, рис. 3а). Это излучение формируется возбужденными ионами, находящимися вблизи облучаемой границы шара, для которых контуры линий излучения сдвинуты в «синюю» спектральную область, а выход фотонов из среды в направлении «назад» является более облегченным по отношению к другим направлениям рассеяния. При сжатии вещества контур линии излучения наоборот сдвинут в «красную» спектральную область, за счет эффекта Доплера (сплошная кривая 3, рис. 3а). Отметим также, что в

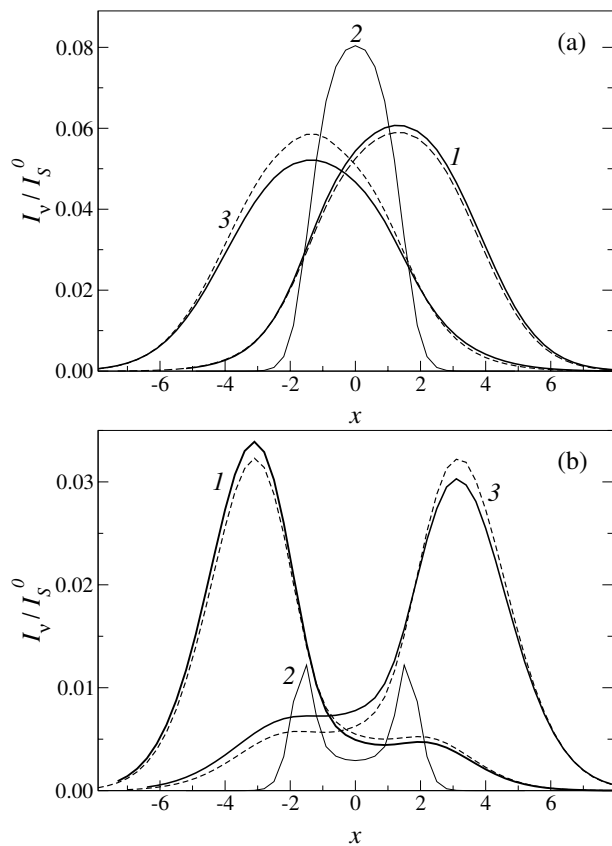


Рис. 3. Частотный контур линии излучения рассеянного «назад» — а), и «вперед» — б), нормированного на I_S^0 при фиксированном времени t в мкс: 1 мкс — кривая 1; 2 — 2; 3 — 3. Пунктирные кривые 1, 3 получены для десятой фазы процесса пульсации, для временных кадров соответствующих максимальным скоростям расширения и сжатия вещества. По оси абсцисс отложена безразмерная частота $x = (\nu - \nu_0)/\Delta\nu_D$.

отсутствии движения вещества контур линии рассеянного «назад» излучения имеет симметричное по частоте распределение (кривая 2, рис. 3а).

При рассеянии в направлении «вперед» расширение вещества (кривая 1 рис. 3б) приводит к сдвигу спектрального контура в «красное» крыло. Это вызвано двумя причинами. Первая связана с тем, что в области от входной границы и до центра среды рассеянная «вперед» радиация смещена в «красную» область спектра из-за эффекта Доплера. Вторая причина состоит в том, что в области от центра шара и до его теневой границы рассеянное «вперед» излучение уже более сильно поглощается в «синем» спектральном крыле, а «красное» крыло спектра здесь проходит среду без значительного поглощения. В условии сжатия вещества наоборот, в области от входной границы и до центра сферы рассеянная «вперед» радиация смещена в «синюю» область спектра. В области от центра шара и до его теневой границы рассеянное

«вперед» излучение теперь более сильно поглощается в «красном» спектральном крыле. Но теперь, «синее» крыло спектра проходит среду без значительного поглощения и выходная интенсивность при сжатии оказывается смещенной в «синюю» частотную область.

Отметим, что контур линии излучения, рассеянного с теневой стороны шара, в отсутствии движения вещества, кривая 2 рис. 3б, имеет самообращенную частотную форму, симметричную относительно центральной частоты линии ν_0 . Эффекты реабсорбции частотных контуров резонансных линий атомов бария и натрия достаточно детально исследованы в работах [6, 13–16] для стационарных оптически плотных сред. Расширение вещества приводит к тому, что правая часть стационарного реабсорбированного контура (кривая 2 рис. 3б) ослабляется и, уширяясь, сдвигается в «синюю» область спектра. Левая часть стационарного контура усиливается и, уширяясь, сдвигается в «красную» область спектра. Линия в целом выглядит сдвинутой в «красную» спектральную область. При сжатии вещества, наоборот наблюдается видимый сдвиг линии в «синюю» область спектра. Таким образом, получено смещение максимума контура спектральной линии при средней скорости разлета по лучу зрения равной нулю, и такое смещение не вызвано макроскопическим удалением или приближением вещества по отношению к внешнему наблюдателю.

Пунктирные кривые 1, 3 на рис. 3а и 3б получены для десятой фазы пульсации вещества для моментов времени, соответствующих наибольшим скоростям расширения и сжатия ионного облака, как и сплошные кривые. Как видно, наблюдается симметричная картина смещения максимума линии в «красную» и «синюю» области спектра относительно центральной частоты. Интенсивность рассеянного излучения формируется коэффициентом излучения (выражение (5)). Поэтому такое симметричное спектральное распределение свидетельствует о том, что примерно для десяти фаз радиальной пульсации вещества сформировалось одинаковое пространственное распределение возбужденных ионов в объеме для временных кадров, когда скорости расширения и сжатия шара максимальны.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследовано поглощение и рассеяние солнечного излучения облаком ионов кальция на длине волны $\lambda = 397$ нм при наличии пульсирующей динамики вещества, когда радиальное расширение ионов от центра среды наружу сменяется на радиальное сжатие ионов по синусоидальному закону изменения скорости. Контур линии поглощения солнечного света при макроскопическом

движении ионов со скоростями, не превышающими нескольких их тепловых скоростей, оказывается значительно шире контура линии поглощения статической среды. Это вызвано смещением контуров линий поглощения ионов из центра линии в ее крылья благодаря эффекту Доплера. При расширении (сжатии) облака от облучаемой границы и до центра шара поглощение солнечного света происходит в «красном» («синем») частотном крыле. От центра и до теневой границы шара контур линии поглощения смещается по частоте в противоположную относительно центра линии частотную область. При этом на выходе из среды солнечное излучение поглощается симметрично относительно центра линии ν_0 .

Показано, что рассеянное «вперед» излучение при наличии разлета смещается в «красную» область спектра, а рассеянное «назад» смещается в «синюю» спектральную область. При сжатии кальциевой плазмы наоборот, рассеянное «вперед» излучение имеет «синее» частотное смещение, а рассеянное «назад» имеет «красный» сдвиг контура линии свечения.

Результаты расчетов указывают на то, что при углах зрения соответствующих выходу излучения с теневой границы облака, «красное» смещение в спектре рассеянного им излучения появляется при расширении вещества, а «синее» — при сжатии, хотя средняя скорость разлета по лучу зрения равна нулю. Спектральная линия при этом не является реабсорбированной и в целом выглядит сдвинутой в соответствующую спектральную область. Из этого факта следует вывод о том, что незначительное смещение контура спектральной линии в «красную» или «синюю» спектральную область не всегда следует приписывать удаляющемуся от наблюдателя или приближающемуся к нему источнику света. Излучающее свет вещество может находиться и в состоянии пульсирующей динамики.

В заключение отметим, что представленная в работе постановка задачи хорошо подходит под модель расширяющейся (сжимающейся) туманности, облучаемой с одной стороны источником излучения. Что касается периодического расширения — сжатия вещества, то в астрофизике, кроме звездных атмосфер, найти такой шарообразный объект проблематично. Тем не менее, в микролазерной физике подходящие под модель задачи мо-

гут возникать при лазерном нагревании и охлаждении микрообъектов в лабораторных экспериментах [17]. Поиск таких постановок задач — предмет дальнейших исследований по данной тематике.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D. M.ihalas, *Stellar atmospheres* (Mir, Moskva, 1982).
2. T. N. Davis, *Reports on Progress in Physics* **42**, 1565 (1979).
3. S. R. Pottasch, *Astroph. Space Sci. Library* **107** (1984).
4. V. G. Gorbatskij, *Cosmic gas dynamics* (Nauka, Moskva, 1977).
5. Y. B. Zeldovich and Y. P. Raizer, *Elements of gasdynamics and the classical theory of shock waves* (Academic Press, New York, 1966).
6. N. I. Kosarev, *Mathematical Models and Computer Simulations* **18**, 12, 67 (2006).
7. G. Hall and J. M. Watt, *Modern Numerical Methods for Ordinary Differential Equations* (Clarendon Press, New York, 1976).
8. N. I. Kosarev and N. J. Shaparev, *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics* **41**, 235701 (2008).
9. N. I. Kosarev and N. J. Shaparev, *Doklady Physics* **53** (8), 428 (2008).
10. N. I. Kosarev and N. J. Shaparev, *Quantum Electronics* **39** (12), 1112 (2009).
11. E. A. Makarova and A. V. Kharitonov, *Energy distribution in the solar spectrum and the solar constant* (Moscow, Nauka, 1972).
12. N. I. Kosarev and N. Y. Shaparev, *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics* **44**, 195402 (2011).
13. N. I. Kosarev and I. M. Shkedov, *Atmospheric Optics* **4**, 812 (1991).
14. N. I. Kosarev and I. M. Shkedov, *Atmospheric and Oceanic Optics* **6**, 744 (1993).
15. N. I. Kosarev and I. M. Shkedov, *Atmospheric and Oceanic Optics* **8**, 1752 (1995).
16. N. I. Kosarev and I. M. Shkedov, *Atmospheric and Oceanic Optics* **12**, 28 (1999).
17. T. C. Killian, T. Pattard, T. Pohl, and J. M. Rost, *Phys. Rep.* **449**, 77 (2007).

Scattering of Sunlight by Ion Cloud under the Condition of Pulsating Mass Dynamics**N. I. Kosarev**

Absorption and scattering of sunlight in a calcium plasma cloud at $\lambda_0 = 397$ nm under the conditions of pulsating mass dynamics is analyzed. The problem is described by a set of integrodifferential equations and is solved numerically for the case of 3D spherical geometry of emitting plasma and harmonic variation of the expansion velocity of the plasma sphere. The causes of the frequency asymmetry of the spectral line contour for the emission scattered by the cloud along different ray directions are analyzed.

Keywords: *radiation transfer—radiation: dynamics—plasma—spectral lines: formation*