

УДК 535.33:535.21

Резонансное рассеяние солнечного света атомарным облаком при диффузионном расширении вещества

Н.И. Косарев*

Институт цветных металлов и материаловедения Сибирского федерального университета 660025, г. Красноярск, пр. им. газеты «Красноярский рабочий», 95

Поступила в редакцию 27.09.2016 г.

Численно исследуется перенос солнечного излучения в свободно расширяющемся сферическом атомарном облаке. Рассчитаны спектральные и пространственные характеристики поглощенного и рассеянного излучения, выявлено влияние на них скорости разлета среды.

Ключевые слова: перенос излучения, контур спектральной линии, доплеровская ширина, функция источников, коэффициент поглощения; radiation transport, contour of spectral line, Doppler width, source function, absorption coefficient.

Введение

С начала 60-х гг. прошлого столетия для исследования свойств верхней атмосферы и магнитосферы Земли стали применяться искусственные светящиеся образования [1]. На основе изучения пространственно-временных характеристик рассеянной облаком резонансной флуоресценции определялись характеристики как самого облака, так и окружающей его среды.

Искусственное облако формируется в результате химической реакции инжектируемого вещества, и его тепловая энергия переходит в кинетическую энергию расширения паров при скоростях порядка нескольких единиц тепловой скорости частиц. Моделирование кинетики фотоионизации бариевого облака, процессов поглощения и рассеяния солнечного света для стационарной газовой среды уже ранее проводилось авторами [2–7]. Однако нерешенной в описанных выше работах осталась задача учета диффузионного расплывания облаков.

Перенос излучения в расширяющихся газовых средах исследован в работе [8]; в ней численно рассчитаны фактор пленения и спектр выходящего из среды резонансного излучения в широком диапазоне значений оптической толщины и скорости разлета вещества. Что касается макроскопического разлета вещества, большой класс задач сформировался в лазерной физике, связанный с охлаждением электронно-ионной плазмы и ее удержанием в магнитооптических ловушках [9–11]. Позже были выполнены эксперименты [12] с целью получения ультрахолодной плазмы (УП) и исследования ее параметров. Численное моделирование спектральных характеристик УП было проведено в работах [13–15].

Одними из первых были выполнены активные ионосферные эксперименты с натриевыми кумулятивными зарядами [1]. После этого предпочтение в экспериментах было отдано парам бария. Это обусловлено тем, что характерное время фотоионизации натрия составляет порядка 18000 с [16], а пары бария ионизируются солнечным светом менее чем за 40 с [17]. Следовательно, использование паров бария позволяют получить более богатую оптическую информацию по сравнению с натрием, так как они рассеивают солнечный свет в целом наборе атомных и ионных резонансных линий.

В данной работе спектральные и пространственные характеристики поглощенного и рассеянного солнечного излучения исследованы в расширяющемся сферическом натриевом облаке. Натрий выбран из-за более простого численного решения задачи при рассмотрении атома натрия в рамках его двухуровневой модели.

1. Модель переноса излучения в сферическом атомарном облаке при учете макроскопического разлета атомов

Радиальное расширение газа в вакууме описывается автомодельным решением [18], для которого скорость расширения в точке \mathbf{r} определяется линейным выражением

$$\mathbf{v}(\mathbf{r}) = \frac{V_R}{R} \mathbf{r}, \quad (1)$$

где V_R – скорость расширения границы сферы радиуса R .

* Николай Иванович Косарев (kosarev_nikolai@mail.ru).

Кинетика населенностей атомных уровней формируется только радиационными процессами и описывается уравнениями баланса двухуровневого атома с учетом вынужденного фотовозбуждения, фототушения и спонтанного распада возбужденного уровня, а также уравнением сохранения числа частиц:

$$\frac{dN_1(r,t)}{dt} = -B_{12}J(r,t)N_1(r,t) + (B_{21}J(r,t) + A_{21})N_2(r,t); \quad (2)$$

$$\frac{dN_2(r,t)}{dt} = -(B_{21}J(r,t) + A_{21})N_2(r,t) + B_{12}J(r,t)N_1(r,t),$$

$$N_2(r,0) = 0, \quad N_1(r,0) = N_0, \quad N_1(r,t) + N_2(r,t) = N_0, \quad (3)$$

где N_1 и N_2 – плотности нормальных и возбужденных атомов в точке среды r в момент времени t ; B_{12} , B_{21} и A_{21} – коэффициенты Эйнштейна для вынужденного фотовозбуждения, фототушения и спонтанного распада; $J(r,t)$ – интегральная по телесным углам и частоте интенсивность излучения в точке r в момент времени t . Начальные состояния для уравнений (2) и (3) предполагают, что при $t = 0$ атомы находятся в основном состоянии с концентрацией N_0 , имеющей однородное пространственное распределение. Коэффициент $J(r,t)$ определяется согласно выражению

$$J(r,t) = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi \sin(\theta) d\theta \int_0^\infty \varphi(v,r) I(r,\theta,\phi,v,t) dv, \quad (4)$$

где $I(r,\theta,\phi,v,t)$ – спектральная интенсивность излучения в точке r в направлениях, определяемых углами θ и ϕ на частоте v в момент t ; $\varphi(v,r)$ – контур линии поглощения. Для $\varphi(v,r)$ использована доплеровская спектральная форма. При радиальном расширении среды (см. (1)) появляется дополнительное уширение спектральной линии. Тогда доплеровский контур $\varphi(v,r)$ принимает форму [19]:

$$\Phi(x - \mu V, r) = \pi^{-1/2} \delta^{-1}(r) \exp\left(-\frac{[x - \mu V]^2}{\delta^2(r)}\right). \quad (5)$$

В уравнении (5) использованы следующие обозначения: $x = (v - v_0)/\Delta v_D$; v_0 – частота центра линии; $\Delta v_D = v_0 v_T/c$ представляет доплеровскую ширину; $V = v(r)/v_T$, v_T – средняя тепловая скорость частиц; $\mu = \cos\theta$, θ – угол между вектором скорости частицы и направлением фотона; коэффициент $\delta(r) = (\Delta v_D + |v(r)/\lambda_0|)/\Delta v_D$ зависит от температуры и скорости расширения в заданной точке r ; $\lambda_0 = c/v_0$ – длина волны; c – скорость света.

Зависимость спектральной интенсивности $I(r,\theta,\phi,v,t)$ от частотных (v), угловых (θ, ϕ) и пространственных ($r(x,y,z)$) переменных определяется из уравнения переноса [19]:

$$\frac{dI}{d\tau} = \Phi(x - \mu V, r)(S - I), \quad (6)$$

где $d\tau = \chi_0(r,t) dr$, $\chi_0(r,t)$ – коэффициент поглощения в центре линии для стационарной среды ($\mathbf{v}(r) = 0$); полная оптическая толщина τ_0 на центральной частоте определялась вдоль диаметра сферы $\tau_0 = 2R\chi_0$; $S = \eta_0(r,t)/\chi_0(r,t)$ – функция источников; χ_0 и η_0 на частоте v_0 определяются как

$$\chi_0(r,t) = \alpha_{12} \left[N_1(r,t) - \frac{g_1}{g_2} N_2(r,t) \right],$$

$$\eta_0(r,t) = \frac{2h\nu_0^3}{c^2} \cdot \alpha_{12} \frac{g_1}{g_2} \cdot N_2(r,t). \quad (7)$$

Здесь $\alpha_{12} = B_{12}h\nu_0/(4\pi)$; g_1 и g_2 – статвеса уровней; h – константа Планка.

Предполагается, что сферическое облако радиусом R облучается солнечным светом интенсивности $I_S^0(v)$, направление которого совпадает с осью z декартовой системы координат, находящейся в центре сферы. Пусть \mathbf{R} – радиус-вектор облучаемой поверхности. Тогда граничные условия для (6) можно представить в следующей форме:

$$I(\mathbf{R}, \vartheta, \phi, v, t) = I_S^0(v) \delta(\vartheta) / \sin(\vartheta), \quad (8)$$

где $\delta(\vartheta)$ – дельта-функция Дирака. Полученная задача (1)–(8) представляет собой систему интегродифференциальных уравнений, которая решается численными методами, описанными в [2–8, 13–15].

2. Результаты численного моделирования

Расчеты проводились для сдвоенного резонансного перехода $3S_{1/2} \leftrightarrow 3P_{1/2, 3/2}$ ($\lambda = 589,3$ нм) в атоме натрия. Предполагалось, что солнечное излучение имеет широкий спектр $I_S^0(v)$ и его интенсивность не зависит от частоты в пределах спектральной линии натрия. Значение $I_S^0(v)$ взято из [20] и составляло $1,57 \cdot 10^{10}$ эрг \cdot см $^{-2}$ \cdot с $^{-1}$ \cdot см $^{-1}$. Все представленные данные соответствуют излучению, распространяющемуся вдоль диаметра сферы.

На рис. 1 показана спектральная зависимость солнечной радиации $I_S^{\text{вх}}$, проходящей через натриевое облако, которая отнесена к входной интенсивности I_S^0 . В отсутствие расширения из-за большой оптической толщины среды $\tau_0 = 10$ солнечная радиация полностью поглощается как на центральной частоте линии, так и в ее крыле (кривая 1). При наличии разлета коэффициент поглощения уменьшается в области $v = v_0$ и увеличивается в крыльях линии за счет дополнительного доплеровского сдвига частоты. Поэтому с ростом скорости расширения ($\alpha = V_R/v_T$) контур линии поглощения уширяется (кривые 2–4). Численно было получено, что при фиксированном τ_0 , но с ростом коэффициента α интегральное по частоте поглощение уменьшается, а когда α становится больше τ_0 , возникает просветление среды. Связано это с тем, что при $\alpha \gg \tau_0$ ширина линии поглощения так велика, что излучение свободно проходит через среду.

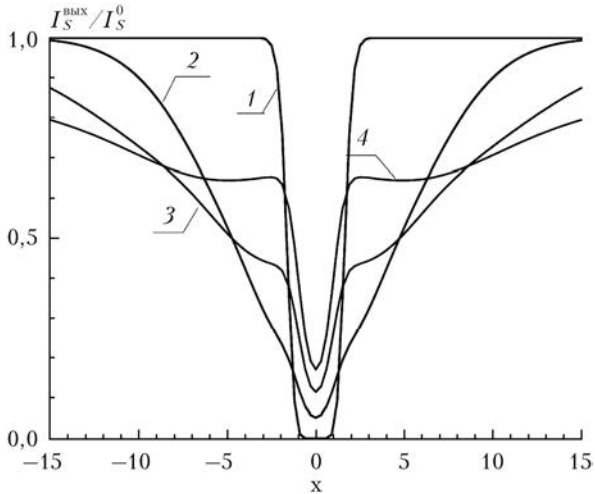


Рис. 1. Поглощение солнечной радиации проходящей через натриевое облако $I_S^{вых}/I_S^0$ в зависимости от частоты $x = (\nu - \nu_0)/\Delta\nu_D$ для $\alpha = 0$ (кривая 1); 5 (2); 10 (3); 20 (4); $\tau_0 = 10$

На рис. 2 показано относительное частотное поглощение I_S/I_S^0 солнечного света в различных точках облака (сферы) при прохождении света от облученной границы (кривая 1) к теневой (кривая 6). До центра сферы в основном поглощается «красная» спектральная область (кривые 1–3), что вызвано эффектом Доплера, а после центра сильнее поглощается «синее» крыло спектра (кривые 4–6). Как результат, контур линии выходящего из облака солнечного света становится симметричным (кривая 6).

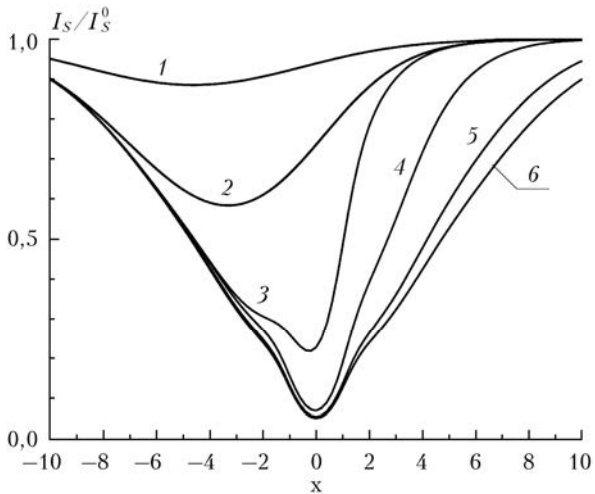


Рис. 2. Поглощение солнечного света I_S/I_S^0 в зависимости от частоты $x = (\nu - \nu_0)/\Delta\nu_D$ в различных пространственных точках сферы вдоль ее диаметра: $r/2R = -0,433$ (1); $-0,25$ (2); 0 (центр сферы) (3); $0,25$ (4); $0,433$ (5); $0,5$ (6); $\tau_0 = 10$; $\alpha = 5$; $r/2R = -0,5$ соответствует облученной границе среды, $r/2R = +0,5$ – теневой границе среды

Было рассчитано пространственное распределение концентрации возбужденных атомов по диаметру. При отсутствии разлета ($\alpha = 0$) наибольшее возбуждение среды наблюдалось вблизи границы сферы, на которую падает излучение. С увеличением

скорости разлета уменьшается коэффициент поглощения и увеличивается вероятность эффективного спонтанного распада, что приводит к уменьшению максимума концентрации возбужденных атомов и смещению его к центру шара. Просветленная среда имеет максимальный коэффициент поглощения в центре шара, где отсутствует радиальный разлет атомов; соответственно здесь наблюдалась наибольшая степень возбуждения среды.

Рассчитывались пространственные характеристики излучения, рассеянного натриевым облаком «вперед» (по направлению солнечного света) и «назад» (в противоположном направлении). На рис. 3, а показана форма контура рассеянного «вперед» излучения, где I_v/I_S^0 есть выходящая из облака интенсивность излучения в относительных единицах. Без расширения (кривая 1) контур линии имеет симметричную самообращенную форму. При наличии расширения форма контура становится асимметричной и его максимум сдвигается в «красное» частотное крыло (кривая 2).

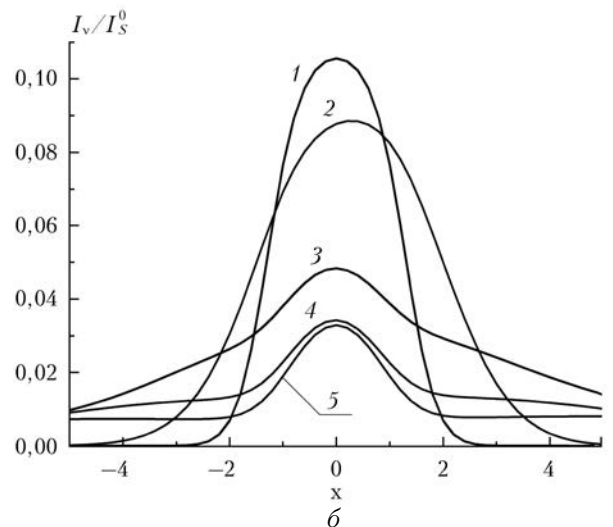
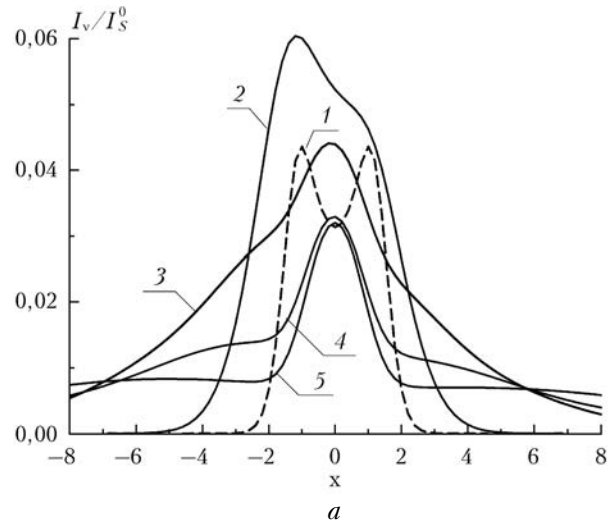


Рис. 3. Частотный контур рассеянного «вперед» (а) и «назад» (б) излучения при фиксированной величине $\tau_0 = 10$ и различных α : $\alpha = 0$ (кривая 1); 1 (2); 5 (3); 10 (4); 20 (5)

Сдвиг спектрального контура в «красное» крыло спектра вызван двумя факторами: в области от входной границы и до центра среды рассеянная «вперед» радиация смещена в красную область спектра, а в области от центра шара и до его теневой границы она поглощается сильнее в «синем» спектральном крыле из-за эффекта Доплера. При дальнейшем росте скорости расширения α эффект «красного» смещения уменьшается, а форма контура становится симметричной по частоте (см. рис. 3, а, кривые 3–5). Это связано с тем, что среда становится прозрачной для излучения и фотоны свободно выходят из нее.

На рис. 3, б показана форма контура рассеянной «назад» радиации. Без расширения (кривая 1) контур линии имеет симметричный и несомообращенный вид, в противоположность кривой 1 на рис. 3, а. В условиях расширения контур линии сдвинут в «синее» спектральное крыло (кривая 2). Это объясняется сдвигом рассеянной «назад» радиации в «синее» крыло, обусловленным доплеровским эффектом в областях среды от входной границы к центру сферы. Кроме того, здесь выше концентрация возбужденных атомов. С ростом скорости α «синее» смещение уменьшается и контур становится симметричным по частоте (кривые 3–5), как и в случае рассеяния «вперед».

Заключение

Исследованы поглощение и рассеяние солнечного излучения на расширяющемся атомарном облаке. Показано, что рассеянное «вперед» излучение при наличии разлета смещается в «красную» область спектра, а рассеянное «назад» — в «синюю» область. С ростом скорости разлета оба контура рассеяния симметризируются, а поглощение излучения падает, что обусловлено просветлением среды при $\alpha \gg \tau_0$. Просветление среды также приводит к более симметричному распределению концентрации возбужденных атомов в пространстве относительно центра шара.

В заключение отметим, что явление просветления среды, вызванное макроскопическим разлетом вещества, может проявляться не только в искусственных облаках, но и при расширении планетарных туманностей и звездных атмосфер [21], при лазерном нагревании и охлаждении микрообъектов в лабораторных экспериментах [22].

1. Davis T.N. Chemical releases in the ionosphere // Rep. Prog. Phys. 1979. V. 42, iss. 9. P. 1565–1604.
2. Косарев Н.И., Гольбрайх Е.И., Николайшвили С.Ш., Шкедов И.М. Ионизация оптически-прозрачного бариевого облака // Геомагнетизм и аэрон. 1990. Т. 30, № 4. С. 688–690.
3. Косарев Н.И., Шкедов И.М. Распространение широкополосного излучения в бариевом слое // Оптика атмосф. и океана. 1991. Т. 4, № 11. С. 1172–1176.

4. Шапарев Н.Я., Шкедов И.М. Динамика фотоионизации атомов бария солнечным излучением // Оптика атмосф. и океана. 1991. Т. 4, № 11. С. 1178–1183.
5. Косарев Н.И., Шкедов И.М. Распространение солнечного излучения в искусственном бариевом облаке // Оптика атмосф. и океана. 1993. Т. 6, № 10. С. 1298–1306.
6. Косарев Н.И., Шкедов И.М. Рассеяние солнечного света ионным бариевым облаком // Оптика атмосф. и океана. 1999. Т. 12, № 1. С. 30–35.
7. Косарев Н.И. Перенос излучения в искусственном бариевом облаке при его фотоионизации солнечным светом // Мат. моделир. 2006. Т. 18, № 12. С. 67–87.
8. Kosarev N., Shaparev N.Ya. Transfer of resonance radiation in an expanding sphere // J. Phys. B: At., Mol. Opt. Phys. 2011. V. 44, N 19. P. 195402.
9. Гаврилюк А.П., Краснов И.В., Шапарев Н.Я. Оптическое удержание низкотемпературной плазмы с резонансными ионами // Письма в ЖЭТФ. 1996. Т. 63, вып. 5. С. 316–321.
10. Гаврилюк А.П., Краснов И.В., Шапарев Н.Я. Лазерное управление состоянием плазмы в селективной оптической ловушке // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23, вып. 2. С. 28–32.
11. Gavriluk A.P., Krasnov I.V., Shaparev N.Ya. Laser cooling and wigner crystallization of resonant plasma in magneto-optical trap // Laser Phys. 1998. T. 8, N 3. P. 653–656.
12. Killian T.C., Kulin S., Bergeson S.D., Orozco L.A., Rolston S.R. Creation of an ultracold neutral plasma // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83, N 23. P. 4776–4779.
13. Kosarev N.I., Shaparev N.J. Absorption and scattering of resonance laser radiation in ultracold optical dense plasma // J. Phys. B: At., Mol. Opt. Phys. 2008. V. 41, N 23. P. 235701-1–235701-3.
14. Косарев Н.И., Шапарев Н.Я. Поглощение резонансного излучения в ультрахолодной лазерной плазме // Докл. АН. 2008. Т. 421, № 6. С. 762–764.
15. Косарев Н.И., Шапарев Н.Я. Резонансные оптические характеристики ультрахолодной лазерной плазмы // Квант. электрон. 2009. Т. 39, № 12. С. 1150–1155.
16. Косарев Н.И. Кинетика ионизации и рекомбинации атмосферного натрия // Оптика атмосф. и океана. 2013. Т. 26, № 9. С. 766–772; Kosarev N.I. Kinetics of ionization and recombination of atmospheric sodium // Atmos. Ocean. Opt. 2014. V. 27, N 1. P. 48–53.
17. Bernhardt P.A., Roussel-Dupre R.A., Pongratz M.B., Haerendel G., Valenzuela A., Gurnett D.A., Anderson R.R. Observation and theory of the AMPTE magnetotail barium releases // J. Geophys. Res. 1987. V. 92, N A6. P. 5777–5794.
18. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука; Физматлит, 1966. 656 с.
19. Михалас Д. Звездные атмосферы. Ч. 1, 2. М.: Мир, 1982. 424 с.
20. Макарова Е.А., Харитоновна А.В. Распределение энергии в спектре Солнца и солнечная постоянная. М.: Наука, 1972. 288 с.
21. Pottasch S.R. Planetary nebulae: A study of late Stages of stellar evolution. Dordrecht: D. Reidel Publishing Company, 1985. 351 p.
22. Killian T.C., Pottard T., Pohl T., Rost J.M. Ultracold Neutral Plasmas // Phys. Rep. 2007. V. 449, N 4. P. 77–130.

N.I. Kosarev. Resonance scattering of solar radiation by a freely expanding atomic cloud.

Transfer of the solar radiation in a freely expanding spherical atomic cloud is numerically investigated. The spectral and spatial characteristics of the absorbed and scattered radiation are calculated; the influence of the expansion velocity of the medium on them are detected.