

Н.И. Косарев, И.М. Шкедов

## РАССЕЯНИЕ СОЛНЕЧНОГО СВЕТА ИОННЫМ БАРИЕВЫМ ОБЛАКОМ

Сибирская аэрокосмическая академия им. М.Ф. Решетнева, Красноярск

Поступила в редакцию 5.05.1998 г.

Принята к печати 29.10.98 г.

Представлены результаты численного моделирования фотовозбуждения и свечения сферического бариевого облака под действием солнечной радиации. Показано, что при начальных значениях оптической толщины нейтрального облака более 10 необходимо учитывать перенос излучения в атомной (553,5 нм) и трех ионных (455,4; 493,4 и 614,2 нм) линиях. Полученные данные свидетельствуют о том, что процессы переноса излучения оказывают сильное влияние на пространственное распределение ионов в различных состояниях, на угловую зависимость интенсивности рассеянной радиации и частотную форму линий свечения.

**Введение.** При проведении активных экспериментов по выбросу бария в верхнюю атмосферу, благодаря процессам газодинамического разлета вещества, образуется атомарное облако. Оно ионизируется под действием солнечной радиации [1–4]. Ионная составляющая бариевого облака также интенсивно поглощает солнечное излучение, что приводит к перераспределению ионов по состояниям. Возбужденные ионы излучают радиацию в видимой области спектра, которая регистрируется оптическими средствами. Анализ экспериментальных спектроскопических данных указывает на то, что часто возникают оптически плотные бариевые облака на атомном переходе с  $\lambda = 553,5$  нм, для которых оптическая толщина  $\tau_0$  может достигать 30 и больших значений [5, 6]. Проведенные в данной работе простые оценки показывают, что при оптических толщинах более 10 облако становится также оптически плотным на других атомных и ионных переходах. Поэтому задача о влиянии процессов переноса радиации для всех таких переходов на динамику ионизации и свечения бариевого облака является важной, так как пренебрежение данным фактором может привести к неверным выводам при интерпретации экспериментальной спектроскопической информации.

**Оценка отношения оптических толщин.** Чтобы получить отношение оптических толщин облака на ионных переходах к атомному с  $\lambda = 553,5$  нм, динамику его ионизации в оптически тонком случае будем описывать выражением [7]:

$$N_i(t) = N_0 [1 - \exp(-t/\tau_\phi)], \quad (1)$$

где  $\tau_\phi$  – характерное время фотоионизации, которое по экспериментальным данным оценивается в 20–30 с;  $N_0$  – начальная плотность частиц (атомов);  $N_i$  – концентрация фотоионов. Кинетика фотовозбуждения ионного облака описывалась системой балансных уравнений для пяти-уровневой модели иона (рис. 1). Учитывались процессы возбуждения, тушения состояний солнечным излучением и их спонтанный распад. Одно из дифференциальных уравнений системы заменялось условием сохранения полного числа ионов, которое с учетом выражения (1) принимало следующий вид:

$$N_1 + N_2 + N_3 + N_4 + N_5 = N_0 [1 - \exp(-t/\tau_\phi)]. \quad (2)$$

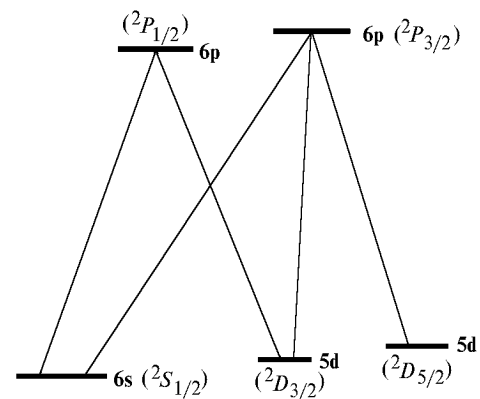


Рис. 1. Диаграмма уровней иона бария

Рассмотрим решение полученной задачи Коши при  $t \rightarrow \infty$ , что соответствует полной ионизации атомной составляющей облака и достижению стационарного режима фотовозбуждения

$$dN_j/dt \rightarrow 0, \quad j = 1, 2, \dots, 5, \quad N_i(t) \rightarrow N_0. \quad (3)$$

Полученная таким образом система линейных уравнений легко решается относительно  $N_j$  и для интенсивности солнечной радиации [8] заселенности основного и метастабильных состояний иона бария принимает следующие значения:

$$\begin{aligned} N_1(t)/N_0 \Big|_{t \rightarrow \infty} &= 0,40867, \\ N_2(t)/N_0 \Big|_{t \rightarrow \infty} &= 0,26186, \\ N_3(t)/N_0 \Big|_{t \rightarrow \infty} &= 0,32946. \end{aligned} \quad (4)$$

Предполагая, что контур спектральной линии является доплеровским, можно найти отношение оптических толщин линий  $\tau_j$  к  $\tau_0$ :

$$\frac{\tau_j}{\tau_0} = \left( \frac{\lambda_j}{553,5 \text{ нм}} \right)^3 \frac{g_j^* A_j N_j}{3g_j A_{553,5} N_0}, \quad (5)$$

где  $\lambda_j$  – длина волны ионной линии;  $g_j^*$ ,  $g_j$  – статвеса верхнего и нижнего ионных состояний соответственно;

$A_j$ ,  $A_{553,5}$  – вероятности распада возбужденных состояний для ионного и атомного переходов;  $N_j$  – заселенность нижнего уровня для рассматриваемого ионного перехода. Подставляя в соотношение (5) параметры соответствующих переходов, получим следующую таблицу отношений оптических толщин:

Переход	$\lambda_j$ , нм	$N_j/N_0$	$\tau_j/\tau_0$
${}^2P_{3/2} \rightarrow {}^2S_{1/2}$	455,4	0,40867	0,152
${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2S_{1/2}$	493,4	0,40867	0,077
${}^2P_{3/2} \rightarrow {}^2D_{3/2}$	614,2	0,32946	0,031
${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2D_{3/2}$	649,7	0,26186	0,019
${}^2P_{3/2} \rightarrow {}^2D_{3/2}$	585,4	0,26186	0,004

Результаты, представленные в ней, позволяют сделать заключение о том, что при  $\tau_0 \geq 30$  ионное облако становится плотным для солнечной радиации с длинами волн 455,4; 493,4 и 614,2 нм. Следовательно, при моделировании процессов его фотовозбуждения и свечения необходимо учитывать перенос излучения на этих переходах.

Оценки оптических толщин для атомных переходов, у которых уровень  ${}^1D_2$  является нижним (они наиболее интенсивные), показывают, что их значения в 20 и более раз меньше, чем  $\tau_0$ . Основываясь на таком соотношении оптических толщин, можно утверждать, что при моделировании процесса фотоионизации бариевого облака нет оснований учитывать перенос радиации в этих линиях и тем более в других более слабых, так как их влияние будет практически незаметным.

**Постановка и метод решения.** Физико-математическая формулировка задачи соответствует работам [9, 10]. Основные этапы численного метода и расчетная сетка кратко описаны в [10]. Процедура поиска решения уравнения переноса для выбранного направления распространения излучения основана на методе коротких характеристик [11, 12]. Интеграл по угловым и частотным переменным, учитывающий вклад в скорость фотовозбуждения для излучения, приходящего в заданную точку среды со всего облака, вычислялся с помощью соответствующих кубатурных формул. Такая достаточно сложная процедура дискретизации по частотной, угловой и пространственным переменным позволила свести систему интегродифференциальных уравнений к задаче Коши для системы обыкновенных дифференциальных уравнений относительно заселенностей состояний атомов и (или) ионов в рассматриваемых узлах расчетной сетки. Ее размерность можно резко сократить, если учесть цилиндрическую симметрию задачи. Численные расчеты проводились на ПЭВМ ИВМ 486 для различных значений начальной оптической плотности облака  $\tau_0$  по программе, которая написана на алгоритмическом языке FORTRAN 77 и могла учитывать перенос излучения в требуемом наборе атомных и ионных линий.

**Перенос радиации на атомных переходах.** Как уже отмечалось выше, оценки оптических толщин для атомных переходов, кроме перехода с  $\lambda = 553,5$  нм, указывают на то, что при  $\tau_0 \geq 30$  облако становится на них оптически плотным для солнечной радиации. Поэтому при моделировании фотоионизации нейтрального облака следовало бы рассматривать также процессы переноса излучения на этих переходах. Чтобы выявить, насколько сильно они влияют на динамику ионизации и свечения линии 553,5 нм, были проведены соответствующие численные расчеты. Анализ полученных результатов дает основание утверждать, что включение таких переходов в модель не приводит к замет-

ному изменению заселенностей состояний и интенсивности свечения линии 553,5 нм. По существу, они подтверждают вывод о монополюсном влиянии на изучаемые процессы переноса солнечного излучения в линии 553,5 нм, который получен на основе простых оценок о соотношении оптических толщин.

**Динамика фотовозбуждения ионного облака.** Далее опишем результаты численного моделирования процесса фотовозбуждения ионного облака в случае, когда одновременно учитывается перенос излучения на атомном (553,5 нм) и трех ионных (455,4; 493,4; 614,2 нм) переходах.

На рис. 2 изображен временной ход заселенностей основного и возбужденного  ${}^2P_{3/2}$  состояний иона, интенсивностей солнечного света для линий 455,4 и 614,2 нм в тех граничных точках с теневой стороны облака, нумерация которых совпадает с номерами кривых и соответствует рис. 1 из [10]. Качественное поведение кривых рис. 2, а и б отслеживает динамику изменения ионов (сравните их с рис. 2, а из [10]).

Однако следует отметить два существенных отличия: во-первых, заселенности основного (рис. 2, а) и возбужденного (рис. 2, б) состояний могут сильно расходиться по значению для разных узлов расчетной сетки (особенно в конце процесса ионизации, когда оптическая плотность ионного облака на рассматриваемых переходах максимальна); во-вторых, может нарушаться монотонный характер их поведения со временем, например кривые б и 7 на рис. 2, б (появляется небольшой максимум, который обусловлен конкуренцией процессов поглощения и испускания фотонов).

Расчетные данные показывают, что заселенность возбужденного состояния  ${}^2P_{3/2}$  в большей степени зависит от координаты, чем заселенности основного и метастабильных уровней, хотя в целом плотность ионов менее всего чувствительна к ней. Из этого следует, что процессы переноса солнечного излучения в ионном облаке приводят к существенной пространственной неоднородности ионов в различных состояниях при слабой зависимости ионов от пространственной переменной, которая связана с неоднородной ионизацией облака из-за процессов поглощения солнечной радиации в линии 553,5 нм [10].

Таким образом, перенос излучения в ионном облаке оказывает сильное влияние на пространственное распределение ионов в различных состояниях. На это также указывают данные расчетов, которые получены для случая, когда рассматривался перенос радиации только на самом сильном ионном переходе с  $\lambda = 455,4$  нм. Их сравнительный анализ с описанными выше результатами показал, что пренебрежение процессами переноса излучения в линиях 493,4 и 614,2 нм при таких же значениях начальной оптической толщины облака  $\tau_0$  приводит к существенному искажению пространственного распределения ионов в различных состояниях. Отличие в заселенностях может достигать фактора 2 и более. Поэтому при описании процесса фотовозбуждения ионного облака и его свечения не представляется возможным ограничиться учетом переноса радиации только на одном самом сильном переходе. Это объясняется малым отличием оптических толщин для ионных переходов по сравнению с атомными.

Интенсивность проходящего через облако солнечного света также сильно зависит от точки выхода (рис. 2 в, г). Эта зависимость сильнее выражена для линии 455,4 нм (рис. 2, в), чем для линии 614,2 нм (рис. 2 г). Такое их по-

ведение вызвано тем, что облако является более плотным для излучения на  $\lambda = 455,4$  нм, чем на  $\lambda = 614,2$  нм. Интенсивность монотонно уменьшается со временем во всех случаях, причем ее скорость спада увеличивается для точек выхода, которые соответствуют трассам с большими оптическими путями. Спад интенсивности со временем указывает

на монотонный рост оптической толщины трассы, что не противоречит динамике фотоионизации нейтрального облака. Данные о проходящем солнечном излучении свидетельствуют также и о том, что в отличие от атомного облака происходит как бы «потемнение» (уменьшение интенсивности), а не «просветление» ионной его компоненты.

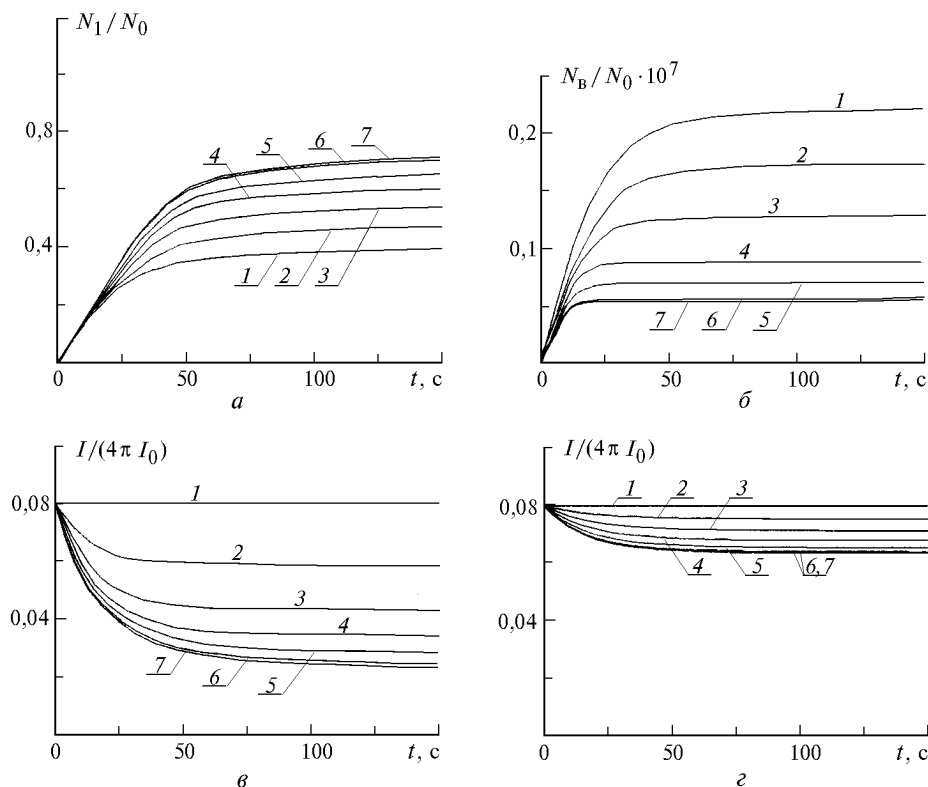


Рис. 2. Временная зависимость заселенностей основного (а) и возбужденного (б) состояний иона Ва и интенсивности солнечного излучения для 455,4 (в) и 614,2 нм (г) линий в различных граничных точках с теневой стороны облака

Итак, процессы переноса солнечного света в ионном облаке формируют некоторое пространственное распределение ионов в возбужденных состояниях, которое в конечном счете и определяет картину его свечения.

**Свечение ионного облака.** Динамику его свечения опишем на примере линии 455,4 нм. На рис. 3 приведен временной ход интенсивности линии в различных граничных точках и ее яркости в зависимости от угла наблюдения, который отсчитывается от направления распространения солнечного света. Интенсивность излучения, рассеянного под углом  $180^\circ$ , монотонно растет со временем (рис. 3, а). Причем она во все времена по величине больше для точек выхода, лежащих ближе к центральному сечению облака, чем тех, которые располагаются от него дальше. Для этих же точек выхода в интенсивности излучения, рассеянного под углом  $90^\circ$  (рис. 3, б), появляются максимумы (кривые 1, 2 и 3). Их амплитуды смещаются в область меньших времен с ростом оптической толщины трассы. Когда излучение выходит с теневой стороны облака (углы рассеяния меньше  $90^\circ$ ), интенсивность линии ведет себя немонотонно со временем, как и для нулевого угла (рис. 3, в). Исключение составляет кривая 2 рис. 3, в, для которой оптическая толщина трассы мала и, следовательно, слаба роль процессов переноса радиации.

Характер поведения кривых рис. 3, в, г указывает на то, что к концу процесса возбуждения интенсивность пада-

ет, достигая своего стационарного значения. Это связано с тем, что к концу фотоионизации оптическая плотность облака достигает максимума и за счет эффектов пленения излучения интенсивность свечения снижается. Необходимо отметить, что положение максимума интенсивностей для ионных линий смещается в обратную сторону на временной шкале по сравнению с атомной в зависимости от оптической толщины трассы. Такое различие обусловлено противоположным изменением оптической плотности ионного облака по отношению к атомному в процессе развития фотоионизации.

Подобным же образом ведут себя интенсивности рассеянной радиации в линиях 493,4 и 614,2 нм. Отличие состоит в том, что эффекты, связанные с распространением излучения, проявляются на них слабее потому, что оптические толщины облака в соответствующих им спектральных диапазонах меньше, чем для линии 455,4 нм. Особенно их роль мала при формировании поля свечения в линии 613,2 нм, что наиболее ярко выражается в угловой зависимости интенсивности.

На рис. 3, д приводится динамика изменения яркости свечения облака в линии 455,4 нм при различных углах рассеяния. Видно, что для углов рассеяния от 0 до  $90^\circ$  яркость ведет себя немонотонно. Наблюдается максимум, момент появления которого смещается в область меньших времен с уменьшением угла рассеяния. При углах рассея-

ния, соответствующих точкам выхода излучения с освещенной стороны облака, яркость монотонно растет со временем, достигая своего максимального значения в конце процесса фотовозбуждения. Следует также обратить вни-

мание на тот факт, что яркость свечения линии 455,4 нм к концу процесса выходит на стационарное значение при всех углах рассеяния, величина которого растет с увеличением угла рассеяния.

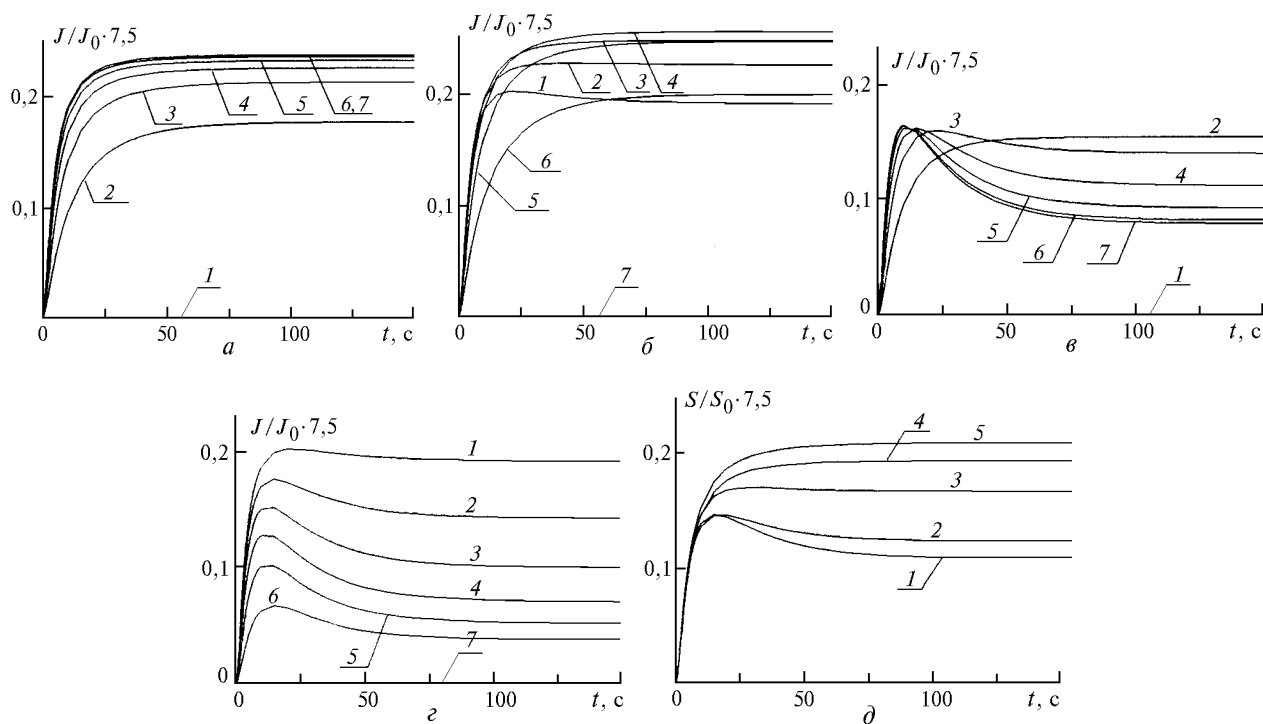


Рис. 3. Зависимость от времени интенсивности свечения при  $180^\circ$  (а);  $90^\circ$  с освещенной стороны облака (б);  $0^\circ$  (в);  $90^\circ$  с теневой стороны (г) в различных граничных точках и яркости линии 455,5 нм (д) (кривая 1 –  $0^\circ$ ; 2 –  $45^\circ$ ; 3 –  $90^\circ$ ; 4 –  $135^\circ$  и 5 –  $180^\circ$ )

Важной характеристикой процесса рассеяния излучения облаком является угловая зависимость его интенсивности, которая изображена на рис. 4 для линий 455,4 и 614,2 нм в различные моменты времени. Из сравнения данных рис. 4 видно, что практически на всех этапах фотовозбуждения ионов, исключая небольшой начальный интервал (кривая 1 рис. 4, а), рассеяние анизотропно для излучения 455,4 нм и практически изотропно для 614,2 нм (небольшая анизотропия появляется в конце,

кривые 4 и 5, рис. 4, б). Из рис. 4, а следует, что анизотропия рассеяния в линии 455,4 нм проявляется сильнее по мере развития процесса фотовозбуждения ионного облака (кривые 2 – 5, рис. 4, а). Здесь уместно отметить, что анизотропия рассеяния для излучения 455,4 нм меньше, чем в атомной линии 553,5 нм. Причем покадровая картина ее изменения для ионных линий развивается как бы в обратном времени по сравнению с атомной (ср. рис. 4, а с рис. 5 из [10]).

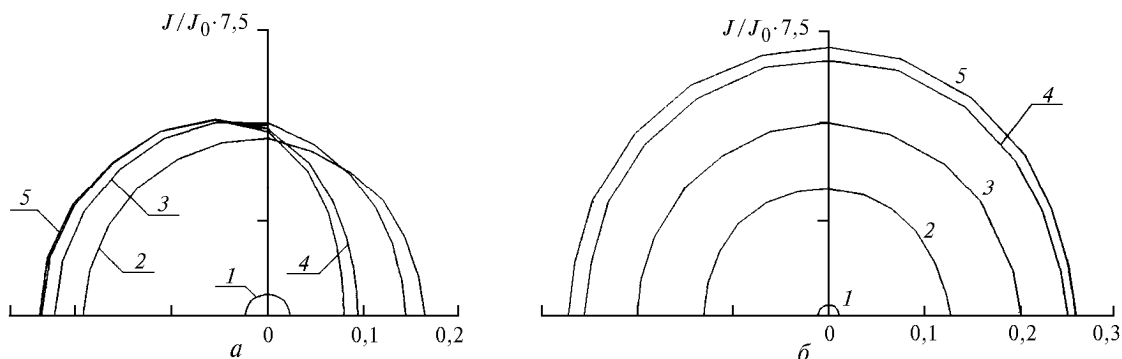


Рис. 4. Угловая зависимость интенсивностей свечения линий 455,4 нм (а) и 614,2 нм (б) в моменты времени, с: кривая 1 – 1; 2 – 10; 3 – 20; 4 – 50; 5 – 100

Численное моделирование позволяет проследить за динамикой изменения формы линий свечения. Такая информация является чрезвычайно полезной, так как содержит сведения о протекающих физических

процессах в облаках. Изменение со временем частотной зависимости интенсивности свечения линии 455,4 нм для разных углов рассеяния показано на рис. 5.

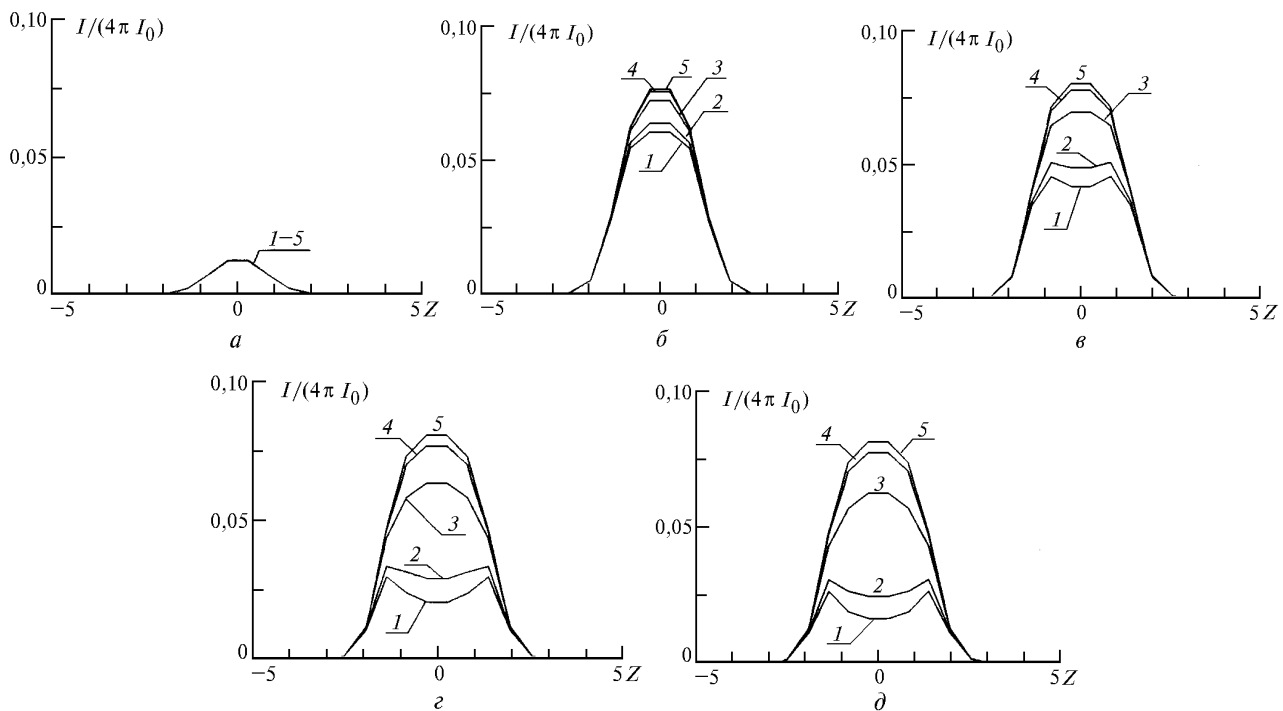


Рис. 5. Форма линии свечения 455,4 нм для различных углов рассеяния (кривая 1 – 0°; 2 – 45°; 3 – 90°; 4 – 135° и 5 – 180°,  $Z = (v - v_0)/\Delta v_D$ ) в моменты времени: 1 с – а, 10 с – б, 20 с – в, 50 с – г и 100 с – д

Из представленных результатов следует, что в начале процесса фотоионизации ионное облако для излучения 455,4 нм является оптически тонким, так как контуры линий свечения для представленных углов рассеяния совпадают (рис. 5, а). Это говорит о том, что рассеяние в данный момент изотропно на всех частотах контура поглощения. По мере развития ионизации формы линий, соответствующие различным углам рассеяния, начинают отличаться.

Наиболее заметное отличие наблюдается на центральных частотах контура линии. Для углов рассеяния меньше 90° появляется провал на центральных частотах контура (кривые 1 и 2 рис. 5, в – д), известный как эффект самообращения спектральных линий. Для других углов он отсутствует (кривые 3–5, рис. 5). Появление провала свидетельствует о том, что среда является оптически плотной для излучения данной частоты. Анализ формы линии излучения с теневой стороны облака явно указывает на то, что по мере развития фотоионизации ионное облако становится все более плотным, так как глубина провала увеличивается. Данное обстоятельство можно использовать для определения качественной картины изменения плотности облака.

Таким же образом со временем меняются формы линий 493,4 и 614,2 нм, но отличие состоит в том, что описанная выше зависимость для них проявляется слабее, чем для линии 455,4 нм, из-за меньших значений оптической плотности среды на этих частотах. Из проведенного анализа результатов вытекает, что процессы переноса излучения с длинами волн 455,4; 493,4 и 614,2 нм играют важнейшую роль в формировании контура линий свечения и, следовательно, определяют пространственное распределение возбужденных ионов и рассеянного облаком излучения на данных частотах.

В заключение сформулируем основные выводы, полученные на основе результатов компьютерного моделирования фотовозбуждения и рассеяния солнечной радиации ионным бариевым облаком.

1. Перенос излучения на атомных переходах Ba, для которых уровень  $^1D_2$  является нижним, практически не влияет на динамику фотоионизации облака и свечение линии 553,5 нм.

2. Динамика фотовозбуждения и свечения ионного облака при начальных значениях его оптической толщины  $\tau_0 \geq 10$  в сильной степени зависит от процессов переноса солнечного излучения в ионных линиях: 455,4; 493,4 и 614,2 нм.

3. Анизотропия рассеяния солнечного света ионным облаком изменяется со временем противоположным образом по сравнению с атомным.

4. Анализ частотной формы контуров ионных линий подтверждает, что эффекты пленения излучения играют решающую роль в формировании пространственного распределения возбужденных ионов, которые определяют картину свечения облака.

5. Результаты численных расчетов имеют хорошее качественное согласие с имеющимися экспериментальными данными.

Работа выполнена при финансовой поддержке Красноярского краевого фонда науки, грант 3F0226.

1. Foppl H., Haerendel G., Loidl J. et al. // Planet. Space Sci. 1965. V. 13. P. 95–114.
2. Foppl H., Haerendel G., Hasel L. et al. // Planet. Space Sci. 1967. V. 15. P. 357–372.
3. Drapatz S.W. // Planet. Space Sci. 1972. V. 20. P. 663–682.
4. Івченко І.С., Молотай А.Н., Ващенко В.Н. // Космич. иссл. на Украине. Вып. 13. Киев: Наукова думка, 1979. С. 55–83.
5. Аношкин В.А. и др. // Геомагнетизм и аэрономия. 1979. Т. 19. С. 1058–1063.
6. Катасев Л.А., Куликова Н.В. // Труды института экспериментальной метрологии. М.: Гидрометеиздат, 1978. Вып. 6 (74). С. 31–37.

7. Шапарев Н.Я., Шкедов И.М. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. № 11. С. 1178–1185.
8. Макарова Е.А., Харитонова А.В. Распространение энергии в спектре Солнца и солнечная постоянная. М.: Наука, 1972. 288 с.
9. Косарев Н.И., Шкедов И.М. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. № 11. С. 1172–1177.
10. Косарев Н.И., Шкедов И.М. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. № 10. С. 1298–1306.
11. Spagna G.F., Leung C.M. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1987. V. 37. N 6. P. 565–580.
12. Kunasz P., Auer L.H. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1988. V. 39. N 1. P. 67–79.

*N.I. Kosarev, I.M. Shkedov. Scattering of Sunlight by Barium Ion Cloud.*

The results of numerical modeling photoexcitation and luminescence of spherical barium ion cloud under sunlight irradiation in our article are presented. It is shown, that when the original optical thickness of neutral cloud is more than 10, it is necessary to take into account the transfer of radiation on the atomic line (553,5 nm) and on three ionic ones (455,4 nm, 493,4 nm, and 614,2 nm). It has been found, that the transfer radiation processes strongly influence on spatial distribution of ion in their different states, to angular dependence of the intensity of scattering radiation, and to frequency shape of the luminescence lines.