

УДК: 524.31-852

## ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ, ВЫХОДЯЩЕГО ИЗ МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ СТОХАСТИЧЕСКОЙ АТМОСФЕРЫ. I

А.Г.НИКОГОСЯН

Поступила 13 февраля 2002

Это первая часть работы, которая посвящается теоретическому исследованию флуктуаций интенсивности излучения в частотах спектральной линии, образующейся в многокомпонентной стохастической атмосфере. Предполагается, что случайным изменениям подвергаются оптическая толщина структурных элементов и мощность содержащихся в них источников энергии. Определяется частотная зависимость относительного среднеквадратичного отклонения интенсивности выходящего из атмосферы излучения. Рассматриваются два частных случая и показывается, что в зависимости от того, какая из указанных характеристик среды подвергается случайным изменениям, поведение этой величины различно. Результаты позволяют по наблюдениям излучающей среды в ядре и крыльях спектральных линий судить о характере случайных изменений ее тонкой структуры. Конкретной мотивацией работы послужили недавние наблюдения протуберанцев, выполненные с помощью спектрометра SUMER в рамках международного проекта SOHO.

1. *Введение.* В предыдущих работах [1-4] нами был предложен метод определения средних статистических характеристик излучения многокомпонентной атмосферы, у которой количество и параметры структурных элементов подвергаются случайным изменениям. В частности, в последней из этих работ исследовалась частотная зависимость интенсивности излучения, выходящего из такой атмосферы. При достаточно общих предположениях относительно элементарного акта рассеяния были построены профили спектральных линий. Оказалось, что они могут сильно отличаться от профилей, полученных в результате решения соответствующей детерминистической задачи, когда случайно меняющиеся характеристики среды предварительно усредняются.

Важные сведения о геометрических и физических параметрах излучающей стохастической неоднородной атмосферы могут быть получены на основе исследования флуктуаций ее поверхностной яркости. В указанных выше работах такого рода исследование было проведено для определенного типа спокойных солнечных протуберанцев (hedgerow prominences, см. [5,6]), отличающихся относительно простой геометрией волокнистой структуры. У этих объектов волокна располагаются почти параллельно друг другу, что существенным образом упрощает их изучение, позволяя часто ограничиваться рассмотрением одномерных моделей. На основе теоретической интерпретации

наблюдаемых пространственных флуктуаций поверхностной яркости протуберанцев в спектральных линиях и континууме в EUV диапазоне спектра удалось получить ряд оценок для различных характеристик среды, таких, как число волокон вдоль луча зрения, их оптическая толщина, температурный градиент в переходной области протуберанец-корона и т.д. Они, как правило, согласуются с приведенными в литературе данными, полученными из других соображений или же непосредственно из наблюдений [2,3].

Следует отметить, что наблюдения, проводимые до недавнего времени, позволяли измерять лишь интегральную интенсивность линии, поэтому теоретические исследования касались указанной интенсивности. Между тем, измерение пространственных флуктуаций поверхностной яркости в различных частотах (например, в ядре и крыльях линии) могли бы послужить важным подспорьем для понимания физики спокойных протуберанцев. В настоящее время такие измерения стали возможными благодаря наблюдениям с помощью спектрометра SUMER в рамках проекта SOHO. Щель спектрометра полем  $1'' \times 120''$  позволяет получить достаточно большое количество профилей различных спектральных линий в EUV-диапазоне (в том числе линий лаймановской серии) и проследить их изменение вдоль щели.

Целью настоящей работы является теоретическое исследование поведения относительного среднеквадратичного отклонения (ОСО) интенсивности излучения, выходящего из многокомпонентной стохастической атмосферы, в зависимости от частоты внутри линии и числа структурных элементов. Особое внимание уделяется различиям между линиями, образующимися при локально термодинамическом равновесии (LTE-линии) и при его отсутствии (NLTE-линии). Решение данной задачи зависит от целого ряда параметров, определяющих процесс рассеяния в линии, оптические и энергетические свойства составляющих компонентов и вероятность их реализации. Все указанные зависимости подробно обсуждаются.

*2. Постановка задачи и основные формулы.* Мы рассмотрим упрощенную модель многокомпонентной среды, предложенную впервые в [7,8]. Несмотря на относительную простоту, эта модель обладает рядом преимуществ. Она позволяет наглядно продемонстрировать характерные особенности излучения сред со сложной и случайным образом меняющейся структурой. С другой стороны, в некоторых случаях ее легко обобщить с тем, чтобы рассмотреть более сложные и реалистичные модели. Здесь мы ограничимся обсуждением одномерной задачи, хотя некоторые результаты в принципе могут быть обобщены и на трехмерный случай.

Итак, рассмотрим многокомпонентную атмосферу, состоящую из  $N$  структурных элементов. Предполагается, что последние могут быть двух типов, каждый из которых описывается оптической толщиной в центре линии  $\tau_i$  ( $i = 1, 2$ ) и мощностью первичных источников энергии  $B_i a(x)$ ,

где  $a(x)$  - ненормированный профиль коэффициента поглощения в линии. Вероятности появления компонентов каждого из двух типов обозначим через  $p_r$ , причем  $p_1 + p_2 = 1$ . Для простоты будем предполагать, что среда не освещается извне. Нашей целью является нахождение ОСО, задаваемое соотношением

$$\delta_N(x) = \frac{\langle I_N^2(x) \rangle}{\langle I_N(x) \rangle^2} - 1, \quad (1)$$

где  $I_N(x)$  - интенсивность излучения, выходящего из среды в частоте  $x$  внутри линии. Как обычно, безразмерная частота  $x$  измеряется смещением относительно центральной частоты в единицах доплеровской ширины линии. Данная задача легко решается в случае LTE или чисто поглощающей атмосферы, когда вероятность переизлучения кванта при элементарном акте рассеяния  $\lambda$  равна нулю. Замкнутое выражение для ОСО, относящегося к интегральной интенсивности излучения, выходящего из такой атмосферы, было получено нами в [3]:

$$\delta_N = \frac{M_N}{L_N^2} (1 + \delta_1) + 2 \frac{K}{\langle I_1 \rangle} \frac{A_N}{L_N^2} - 1, \quad (2)$$

где введены следующие обозначения:

$$L_N = \frac{1 - q^N}{1 - q}, \quad M_N = \frac{1 - \beta^N}{1 - \beta}, \quad A_N = \frac{L_N - M_N}{q - \beta}, \quad K = \langle J_i \exp(-\tau_i) \rangle, \quad (3)$$

$$q = \langle \exp(-\tau_i) \rangle, \quad \beta = \langle \exp(-2\tau_i) \rangle, \quad J_i = B_i(1 - \exp(-\tau_i)), \quad (i = 1, 2)$$

По определению,

$$\langle I_1 \rangle = \sum_{i=1}^2 p_i J_i, \quad \delta_1 = \frac{1}{2 \langle I_1 \rangle^2} \sum_{i=1}^2 p_i \sum_{k=1}^2 p_k (J_i - J_k)^2. \quad (4)$$

В формулах (3) и (4) мы учли, что в рассматриваемой здесь задаче число возможных состояний для каждого отдельно взятого компонента равно двум, в то время как в работе [3] нами было показано, что соотношение (2) справедливо для произвольного числа дискретных состояний. Отметим также, что указанный результат получается применением метода сложения слоев. Относительная простота данной задачи обусловлена тем обстоятельством, что процесс усреднения может производиться последовательно или по частям, поскольку в этом случае добавление нового компонента не влияет на величину средней интенсивности исходной среды. Из соотношений (2)-(4) следует, что для любого  $N$  флуктуации интенсивности излучения определяются значениями всего четырех параметров  $q, \beta, \delta_1, K/\langle I_1 \rangle$  (при  $p_1 = p_2 = 1/2$  - от трех параметров), являющихся статистическими характеристиками излучения и поглощения единичного элемента среды.

До сих пор речь шла о флуктуациях интегральной интенсивности излучения, однако нетрудно понять, что для LTE-атмосферы соотношение вида (2) может быть получено для каждой данной частоты  $x$  внутри линии. Действительно, ввиду отсутствия процесса рассеяния, а, следовательно, и

эффекта перераспределения излучения по различным частотам, рассуждения, проведенные в [3], относятся в одинаковой мере и к флуктуациям интенсивности излучения заданной частоты  $x$ . Поэтому соотношение (2) может быть переписано для этого случая с формальным указанием зависимости всех входящих в него величин от  $x$ :

$$\delta_N(x) = \frac{M_N(x)}{L_N(x)} [1 + \delta_1(x)] + 2 \frac{K(x) A_N(x)}{\langle I_1(x) \rangle L_N^2(x)} - 1, \quad (5)$$

где теперь

$$q(x) = \langle \exp[-\alpha(x)\tau_i] \rangle, \quad \beta(x) = \langle \exp[-2\alpha(x)\tau_i] \rangle, \\ J_1(x) = B_1 \alpha(x) \{1 - \exp[-\alpha(x)\tau_i]\}, \quad K(x) = \langle J_1(x) \exp[-\alpha(x)\tau_i] \rangle. \quad (6)$$

Изменения в остальных формулах, входящих в (3),(4), очевидны.

Переходя к обсуждению NLTE-линий, отметим, что процесс многократного рассеяния излучения в значительной мере усложняет задачу. В данном случае интенсивность излучения в любой заданной точке атмосферы является функционалом поля излучения в любой другой ее точке. Теперь добавление нового слоя изменяет отражательную и пропускательную способности исходной среды, поэтому применение упомянутого выше подхода, основанного на идее сложения слоев, сталкивается с существенными трудностями. Дальнейшее усложнение связано с учетом перераспределения по частотам, которое приводит к тому, что излучение в заданной частоте  $x$  зависит от поля излучения во всех остальных частотах внутри линии. В настоящей работе предполагается, что рассеяние излучения в линии сопровождается полным перераспределением по частотам.

Метод определения средней интенсивности излучения, выходящего из стохастической многокомпонентной NLTE-атмосферы, был предложен нами в [4]. Отсылая читателя за подробностями этого метода к упомянутой работе, здесь лишь отметим, что он использует понятие вероятности выхода кванта из среды и позволяет получить замкнутое выражение для искомой интенсивности. Для дальнейших рассуждений его удобно записать в виде:

$$\langle I_N(x) \rangle = \sum_{k=0}^N C_N^k p_1^k p_2^{N-k} \langle I_N^k(x) \rangle, \quad (7)$$

где  $C_N^k$  - биномиальные коэффициенты и

$$\langle I_N^k(x) \rangle = \frac{1}{C_N^k} \sum_{m=0}^{N-1} [B_1 F_{Nk}^m(x) + B_2 \bar{F}_{Nk}^m(x)]. \quad (8)$$

Величины  $F_{Nk}^m$  и  $\bar{F}_{Nk}^m$  задаются соответственно формулами

$$F_{Nk}^m(x) = (1 - \delta_{k0}) \sum_{l=1}^{l=j} C_{N-m-1}^{k-l-1} C_m^l \int_0^{\tau_1} \tilde{P}[l\tau_1 + (m-i)\tau_2 + t, x, k\tau_1 + (N-k)\tau_2] dt, \\ \bar{F}_{Nk}^m(x) = (1 - \delta_{kn}) \sum_{j=1}^{j=l} C_{N-m-1}^{N-k-j-1} C_m^j \int_0^{\tau_2} \tilde{P}[(m-j)\tau_1 + j\tau_2 + t, x, k\tau_1 + (N-k)\tau_2] dt, \quad (9)$$

где  $\delta_{kn}$  - символы Кронекера и введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \bar{i} &= m - \min(N - k, m), & \underline{i} &= \min(k, m + 1) - 1, \\ \bar{j} &= \min(N - k, m + 1) - 1, & \underline{j} &= m - \min(k, m), \end{aligned} \quad (10)$$

$$\bar{P}(\tau, x, \tau_0) = \int_{\underline{i}}^{\bar{i}} \alpha(x') P(\tau, x', x, \tau_0) dx'.$$

Функция  $P(\tau, x', x, \tau_0)$ , входящая в последнюю из формул (10), имеет следующий вероятностный смысл:  $Pdx$  представляет собой вероятность того, что квант частоты  $x'$ , движущийся на оптической глубине  $\tau$  в любом из двух возможных направлений в среде оптической толщины  $\tau_0$ , выйдет из нее через границу  $\tau = 0$  в виде кванта с частотой в интервале  $(x, x + dx)$ . Алгоритм определения вероятности выхода кванта для полностью некогерентного рассеяния подробно описан в упомянутой выше работе [4], поэтому на нем мы здесь не остановимся.

Нетрудно видеть, что величина  $\langle I_N^k(x) \rangle$  не что иное, как интенсивность выходящего из среды излучения, усредненная по всем реализациям с фиксированными значениями  $N$  и  $k$ . Вместе с тем величины  $B_1 F_{Nk}^m(x)/C_N^k$  и  $B_2 \bar{F}_{Nk}^m(x)/C_N^k$  показывают вклад структурных элементов каждого из двух типов в указанную интенсивность. Интересующее нас значение ОСО,  $\delta_N(x)$ , определяется как количественной пропорцией составляющих компонентов, так и порядком их расположения в среде. В этом общем случае задача об определении  $\langle I_N^2(x) \rangle$ , а, следовательно, и  $\delta_N(x)$ , сталкивается с трудностями, связанными с необходимостью проведения вычислений для каждой из реализуемых конфигураций. Этот путь, позволяющий получить точное решение задачи, очевидно, может быть осуществлен лишь при относительно небольших значениях  $N$ . Если пренебречь дисперсией интенсивности излучения, обусловленной порядком расположения структурных элементов, то рассматриваемая задача существенно упрощается и сводится к определению  $\langle I_N^2(x) \rangle$  по формуле

$$\langle I_N^2(x) \rangle = \sum_{k=0}^N C_N^k p_1^k p_2^{N-k} \langle I_N^k(x) \rangle^2. \quad (11)$$

Алгоритм вычислений остается таким же, как при определении  $\langle I_N(x) \rangle$ , и потому принципиальных затруднений не возникает. В этом случае вычисления могут быть реализованы при достаточно больших  $N$ . Как показывают численные расчеты, такой упрощенный подход приводит главным образом к количественным ошибкам, сказывающимся при больших значениях  $\tau_l$  в центральных частотах линии. С другой стороны, ошибки тем меньше, чем слабее роль многократного рассеяния в среде. Заметим также, что при  $B_1 = B_2$  описанный подход дает результат, совпадающий с точным решением задачи.

3. *LTE-линии.* С точки зрения дальнейшего изложения этот относительно более простой случай представляет особый интерес и потому

нуждается в детальном исследовании. Это обусловлено тем, что для указанных линий характер зависимости ОСО от значений различных параметров за небольшими исключениями примерно такой же, как и при учете многократного рассеяния. Вторая особенность заключается в том, что некоторые важные результаты, касающиеся поведения  $\delta_N(x)$ , в данном случае могут быть получены аналитически.

Итак, обратимся к соотношению (5) и рассмотрим вопрос о поведении ОСО в крыльях линии при больших значениях  $N$ . Принимая во внимание симметрию задачи относительно одновременной перестановки индексов у величин  $\tau_i$ ,  $B_r$ ,  $p_r$  достаточно ограничиться рассмотрением случая  $S = B_2/B_1 \geq 1$ . В далеких крыльях линии, таких, что  $\alpha(x)\tau_i \ll 1$ , имеем  $1 - \exp[-\alpha(x)\tau_i] \sim \alpha(x)\tau_i$ , откуда получаем следующие оценки:

$$\frac{K(x)}{\langle I_1(x) \rangle} \sim 1 \quad \frac{M_N(x)}{L_N^2(x)} \sim \frac{1}{N}, \quad 2A_N(x) \sim N(N-1). \quad (12)$$

В результате из соотношения (5) окончательно находим

$$\delta_N(x) = \frac{\delta_1(x)}{N}. \quad (13)$$

Мы видим, что в крыльях линии ОСО убывает с увеличением  $N$  достаточно медленно ( $\sim 1/N$ ), причем его частотная зависимость полностью определяется этой зависимостью для одного компонента.

Дальнейшее представление о флуктуациях интенсивности излучения, выходящего из стохастической атмосферы, можно получить, обращаясь к следующим частным задачам.

а) Пусть  $B_1 \neq B_2$  и  $\tau_1 = \tau_2 = \tau$ . Тогда имеем

$$\frac{K(x)}{\langle I_1(x) \rangle} = q(x) = e^{-\alpha(x)\tau}, \quad \beta(x) = q^2(x) = e^{-2\alpha(x)\tau}, \quad \delta_1(x) = \delta(B), \quad (14)$$

где  $\delta(B) = \langle (B^2) \rangle / \langle B \rangle^2 - 1$ . Из соотношения (5) получаем

$$\delta_N(x) = \frac{M_N(x)}{L_N^2(x)} \delta_1(x) = \frac{[1 - q(x)] [1 + q^N(x)]}{[1 + q(x)] [1 - q^N(x)]} \delta(x). \quad (15)$$

Нетрудно показать, что для любого конечного значения  $x$  имеет место  $\delta'_N(x) < 0$ . Поэтому с учетом неравенства  $q'(x) \geq 0$  заключаем, что  $\delta_N(x)$  представляет собой монотонно убывающую функцию от  $x$  при переходе от центра линии к крыльям. При  $N \rightarrow \infty$ ,  $\delta_N$  в центре линии достаточно быстро сходится к конечному пределу

$$\delta_\infty(0) = \frac{1 - e^{-\tau}}{1 + e^{-\tau}} \delta(B), \quad (16)$$

в то время как в крыльях линии стремится к нулю со скоростью, определяемой формулой (13). Последнюю несложно получить и из соотношения (15).

Таким образом, мы приходим к первому важному выводу, который можно сформулировать следующим образом: в случае, когда флуктуации

интенсивности излучения, выходящего из многокомпонентной атмосферы, обусловлены случайными изменениями в распределении внутренних источников энергии, среднее квадратичное отклонение измеряемой интенсивности монотонно убывает от центра линии к ее крыльям. Физически понятно, что полученный результат останется в силе и при более общей постановке задачи, когда атмосфера состоит из произвольного числа типов структурных элементов. Типичные примеры, иллюстрирующие зависимость  $\delta_N(x)$  от  $x$ ,  $\tau$  и  $N$ , приводятся на рис.1. При заданном  $N$  обращает на себя внимание слабое изменение  $\delta_N(x)$  в области, где  $\alpha(x)\tau$  мал. Однако в той же области ОСО больше подвержено изменениям при увеличении  $N$ .

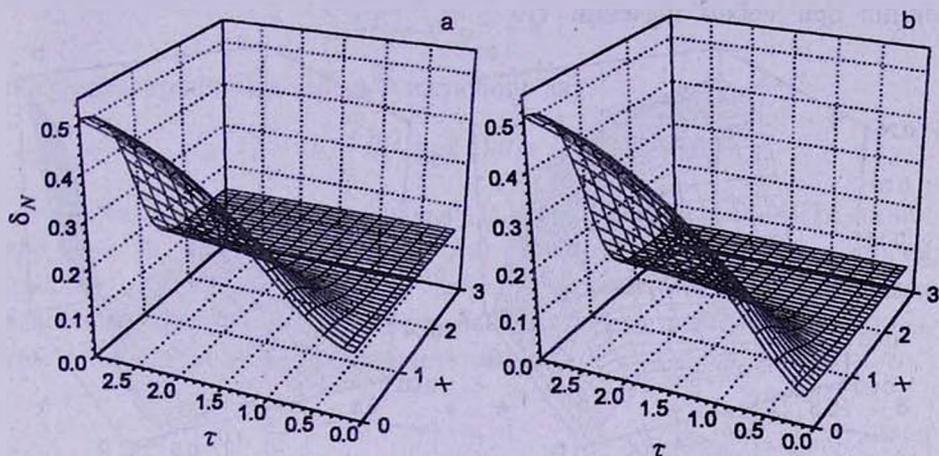


Рис.1. Зависимость относительного среднее квадратичного отклонения от частоты  $x$  и  $\tau$  при  $S=7$ ,  $p_1=p_2=1/2$ ,  $N=4$  (а) и  $N=10$  (б).

б) Предположим теперь, что  $B_1=B_2$  ( $S=1$ ). Другими словами, допустим, что атмосфера однородна, а флуктуации интенсивности обусловлены случайным изменением оптической толщины. В этом случае

$$\frac{K(x)}{\langle I_1(x) \rangle} = \frac{q(x) - \beta(x)}{1 - q(x)}, \quad \delta_1(x) = \frac{\beta(x) - q^2(x)}{[1 - q(x)]^2}, \quad (17)$$

и из соотношения (5) получаем

$$\delta_N(x) = \frac{\beta^N(x) - q^{2N}(x)}{[1 - q^N(x)]^2}. \quad (18)$$

Из полученной формулы следует, что при  $N \rightarrow \infty$ ,  $\delta_N(x) \rightarrow 0$  для произвольного фиксированного значения  $x$ . Однако скорость убывания для центральных частот задается степенным законом, в отличие от крыльев линии, где она по-прежнему задается формулой (13). В случае  $N=1$  несложно показать, что  $\delta_1(x) > 0$  для любого  $x$ , поэтому  $\delta_1(x)$  монотонно возрастает при переходе от центра линии к крыльям. Принимая во внимание описанный выше характер убывания  $\delta_N(x)$  с ростом  $N$ , при некоторых физически оправданных ограничениях, накладываемых на поведение этой

функции (непрерывность, гладкость), заключаем, что она также является монотонно возрастающей.

Таким образом, мы приходим ко второму важному выводу, который формулируется следующим образом: *в случае, когда флуктуации интенсивности излучения, выходящего из многокомпонентной атмосферы, обусловлены случайными изменениями оптической толщины атмосферы, то среднее квадратичное отклонение измеряемой интенсивности монотонно возрастает от центра линии к ее крыльям.* Указанное поведение функции  $\delta_N(x)$  при двух фиксированных значениях  $\tau_2$  демонстрируется на рис.2. Обращает на себя внимание тот факт, что  $\delta_N(x)$  растет к крыльям линии при любом значении  $\tau_1$ .

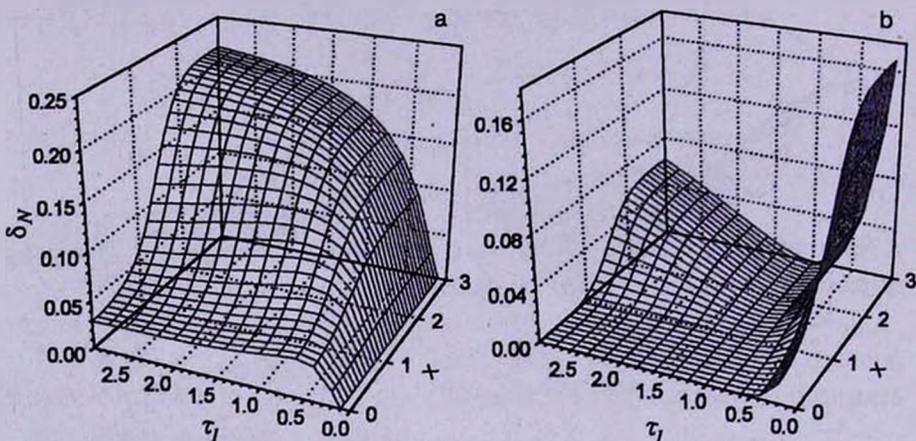


Рис.2. Зависимость относительного среднее квадратичного отклонения от частоты  $x$  и  $\tau_1$  при  $S=1$ ,  $N=4$ ,  $\rho_1=\rho_2=1/2$ , и двух значениях  $\tau_2$ : 0.1 (а) и 1 (б).

В заключение настоящего раздела отметим, что в рассмотренных двух частных примерах мы наблюдаем две сильно различающиеся друг от друга зависимости ОСО от частоты, в результате чего значения  $\delta_N(x)$ , наблюдаемые в крыльях линии, могут быть как меньше (а), так и больше (б), чем в центральных частотах. Очевидно, что в общем случае оба эффекта могут реализоваться в зависимости от физических и статистических характеристик атмосферы. Однако прежде рассмотрим описанные выше два примера для линий, образующихся в результате рассеяния.

4. *NLTE-линий.* Как уже указывалось выше, учет диффузии излучения и эффекта перераспределения по частотам существенным образом усложняет проблему определения ОСО. Однако в разобранных частных примерах задача значительно упрощается. В особенности это относится к случаю (б), когда  $S=1$  и порядок расположения структурных элементов не играет роли. Тогда для определения  $\delta_N(x)$  можно воспользоваться соотношениями (1), (7) и (11), причем следует учесть, что теперь

$$\langle I_N^k(x) \rangle = I_N^k(x) = I_*(x, \bar{\tau}, B), \quad \langle I_N^{k^2}(x) \rangle = I_N^{k^2}(x) = I_*^2(x, \bar{\tau}, B), \quad (19)$$

где  $\bar{\tau} = k\tau_1 + (N-k)\tau_2$ , а  $I_*(x, \bar{\tau}, B)$  представляет собой интенсивность излучения, выходящего из однородной атмосферы, которая обладает оптической толщиной  $\bar{\tau}$  и содержит источники энергии мощности  $B$ . Отметим, что эта величина полностью выражается через функции Амбарцумяна [9].

В другом частном примере (а) упрощение относится лишь к усредненной интенсивности, задаваемой соотношением (7). С учетом известного свойства гипергеометрического распределения [10]

$$\sum_{i=l}^{i=N-1} C_{N-m-1}^{i-l} C_m^i = C_{N-1}^s, \quad (20)$$

последнее принимает теперь следующий вид:

$$\langle I_N(x) \rangle = \langle B \rangle \int_0^{N\tau} \bar{P}(t, x, N\tau) dt = I_*(x, N\tau, \langle B \rangle). \quad (21)$$

На рис.3 приводятся графики  $\delta_N(x)$ , построенные для NLTE-линий при  $\lambda = 0.99$ . Первый из них (рис.3а) относится к случаю (а), а второй (рис.3б) - к случаю (б). Для удобства сравнения с LTE-линиями зависимости на этих рисунках рассчитаны для тех же значений параметров, что и на рис.1а и рис.2а соответственно.

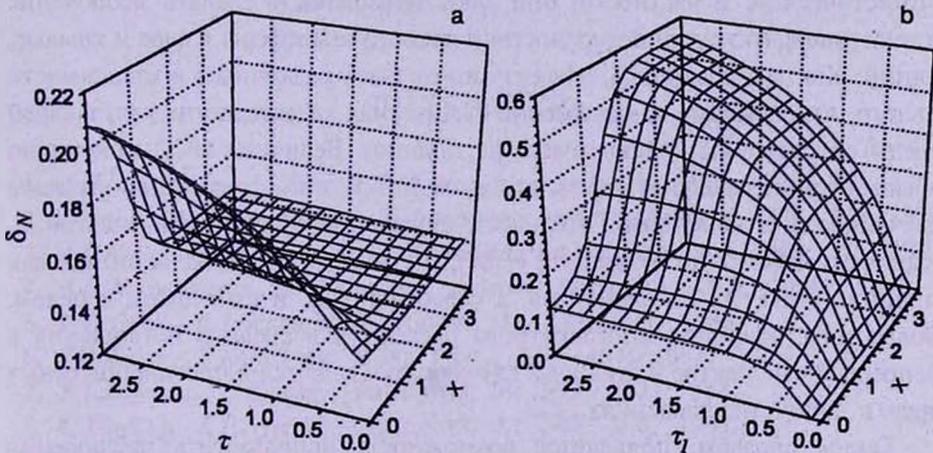


Рис.3. Зависимость относительного среднеквадратичного отклонения от частоты  $x$  и  $\tau_1$  при  $\lambda = 0.99$ . Рис.3а является аналогом рис.1а для NLTE-линий, а рис.3б - рис.2а, поэтому значения параметров, выбранные в каждой паре, одни и те же.

Сравнение позволяет выявить еще одно существенное различие между рассмотренными в предыдущем разделе двумя частными примерами. Мы видим, что если флуктуации интенсивности излучения, выходящего из многокомпонентной атмосферы, обусловлены случайными изменениями в распределении внутренних источников энергии, то в результате

многократного рассеяния в частотах линии среднеквадратичное отклонение измеряемой интенсивности уменьшается. Вместе с тем в случае, когда флуктуации указанной интенсивности излучения обусловлены случайными изменениями оптической толщины атмосферы, в результате диффузии излучения в частотах линии значения среднеквадратичного отклонения измеряемой интенсивности увеличиваются. Указанные эффекты выражены тем сильнее, чем ближе  $\lambda$  к единице.

Применяемый в работе метод легко обобщается на случай, когда в частотах линии имеет место также поглощение в непрерывном спектре. Влияние данного механизма на значения ОСО в обсуждаемых двух примерах также различно. Если флуктуации интенсивности излучения обусловлены изменениями в распределении внутренних источников энергии, то поглощение в континууме приводит к увеличению ОСО наблюдаемой интенсивности во всех частотах внутри линии. И наоборот, если флуктуации обусловлены изменениями оптической толщины атмосферы, то роль поглощения в непрерывном спектре сводится к систематическому уменьшению значений ОСО.

5. *Заключительные замечания.* Полученные на данном этапе результаты позволяют судить о том, какие части профилей спектральных линий более подвержены изменениям, если излучающая среда является стохастической. В частности, они дают возможность сделать заключение о величине флуктуаций поверхностной яркости атмосферы в ядре и крыльях линий. Как мы убедились, эффект может быть различным в зависимости от того, изменениями каких именно физических характеристик излучающей среды обусловлены наблюдаемые флуктуации. Величина ОСО монотонно убывает при переходе от ядра к крыльям линии, если флуктуации вызваны случайными изменениями мощности внутренних источников энергии и, наоборот, монотонно возрастает, если флуктуациям подвержена оптическая толщина структурных элементов, а следовательно, и атмосферы в целом. Более того, эффекты многократного рассеяния в среде и поглощения в непрерывном спектре в этих двух случаях проявляются в противоположных друг к другу направлениях.

Таким образом, появляется возможность использовать наблюдения протуберанцев, полученные SUMER/SOHO в ядре и крыльях различных линий, для выявления характера пространственных вариаций их волокнистой структуры. Этому вопросу, а также обсуждению общего случая, когда подвергаются случайным изменениям как первичные источники энергии, так и оптическая толщина компонентов, будет посвящена вторая часть работы.

# FLUCTUATIONS OF THE RADIATION INTENSITY OUTGOING FROM A MULTICOMPONENT STOCHASTIC ATMOSPHERE

A.G. NIKOGHOSSIAN

This is the first part of the paper devoted to theoretical investigating the fluctuations of intensity of the line radiation formed in a multicomponent stochastic atmosphere. It is the optical thickness of structural elements and the power of the contained energy sources which are assumed to undergo random variations. The frequency dependence of the RelMSD of radiation outgoing from an atmosphere is evaluated. We consider two special cases which show that the behavior of RelMSD is different depending on that which of the mentioned characteristics of the medium undergo variations. Being applied to observations of radiating media in the core and wings of lines, the results make it possible to infer the nature of random variations of their fine structure. The concrete motivation of the work is interpretation of the recent SUMER/SOHO observations of the solar prominences.

Key words: *sun: atmospheres-lines: scattering-lines: profiles-lines: intensity*

## ЛИТЕРАТУРА

1. A.G. Nikoghossian, S. Pojoga, Z. Mouradian, *Astron. Astrophys.*, **325**, 813, 1997.
2. S. Pojoga, A.G. Nikoghossian, Z. Mouradian, *Astron. Astrophys.*, **332**, 325, 1998.
3. A.G. Nikoghossian, S. Pojoga, Z. Mouradian, *Astron. Astrophys.*, **342**, 785, 1999.
4. A.G. Nikoghossian, Z. Mouradian, *Astron. Astrophys.*, **360**, 1086, 2000.
5. F.Q. Orall, E.J. Schmahl, *Astrophys. J.*, **240**, 908, 1980.
6. J.B. Zirker, S. Koutchmy, *Solar Phys.*, **131**, 107, 1991.
7. J.T. Jefferies, C. Lindsey, *Astrophys. J.*, **335**, 372, 1988.
8. C. Lindsey, J.T. Jefferies, *Astrophys. J.*, **349**, 286, 1990.
9. В.В. Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, Гостехиздат, М., 1956.
10. В. Феллер, Введение в теорию вероятностей и ее приложения, т.1, Мир, М., 1964.