# А С Т Р О Ф И З И К А

ТОМ 36 НОЯБРЬ, 1993 ВЫПУСК 4


УДК: 523

## ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ НЕКОГЕРЕНТНОМ РАССЕЯНИИ В ПОЛУБЕСКОНЕЧНОЙ НЕОДНОРОДНОЙ АТМОСФЕРЕ, СОДЕРЖАЩЕЙ ИСТОЧНИКИ ЭНЕРГИИ

Г.А.АРУТЮНЯН

Поступила 14 октября 1993
Принята к печати 28 октября 1993

В работе рассматриваются две задачи теории переноса излучения в неоднородной среде при общих законах перераспределения излучения по частотам. Принимается, что неоднородность среды обусловлена зависимостью величины альбедо однократного рассеяния от оптической глубины. Учитывается наличие первичных источников энергии в среде. Отдельно рассматриваются случаи степенного и экспоненциального распределения источников энергии. Для данной неоднородной среды рассматривается также задача определения среднего числа рассеяния фотонов. Получены соответствующие уравнения. В частном случае экспоненциальной зависимости альбедо однократного рассеяния от оптической глубины, полученные интегральные уравнения сводятся к системам алгебраических уравнений.

1. *Введение.* Теория многократного рассеяния излучения в однородной среде интенсивно развивалась десятилетиями и в настоящее время разработано множество методов для решения различных задач данной области. Сравнительно мало результатов получено при учете различного рода неоднородностей. Первые работы, посвященные вопросу образования спектральных линий в неоднородной атмосфере, основывались на предположении о когерентности рассеяния излучения (см., например, [1–3]). В дальнейшем авторы стали исходить из более реальных предположений относительно элементарного акта рассеяния и, в основном, использовали предположение о полном перераспределении по частотам (ППЧ) (например, [4–8]).

В одной из работ автора [9] была рассмотрена задача отражения излучения от полубесконечной неоднородной атмосферы при более общих законах некогерентного рассеяния в частотах спектральной линии. При решении этой задачи были использованы модификации методов, разработанных на основе принципа инвариантности Амбарцумяна для решения аналогичных задач в случае однородной атмосферы [10–15]. В настоящей работе мы обсудим вопрос о возможности обобщения разработанных ранее методов для решения задач теории переноса излучения в неоднородных атмосферах, содержащих источники энергии. При этом мы здесь ограничимся рассмотрением лишь неоднородностей по величине альбедо однократного рассеяния.

2. *Образование спектральных линий.* Пусть имеется одномерная полубесконечная среда, в которой вероятность выживания кванта при элементарном акте рассеяния и распределение первичных источников энергии по оптической глубине $\tau$ задаются, соответственно, функциями $\lambda(\tau)$ и $\varepsilon(\tau, x)$, где $x$ безразмерная частота фотонов, показывающая частотное расстояние от центра линии в некоторых единицах (например, в единицах доплеровской полуширины линии). Для решения задачи, следуя работе [8], вместо данной рассматриваемой атмосферы будем рассматривать совокупность усеченных атмосфер, которые отличаются от исходной лишь отбрасыванием верхнего слоя оптической толщины $t$. Обозначим через $Y(t, \tau, x', x)\,dx$ вероятность того, что квант частоты $x'$, движущийся на глубине $\tau$ данной усеченной атмосферы, выйдет из среды в виде кванта с частотой, заключенной в интервале $(x; x + dx)$. Введем также аналогичную величину для $n$–кратно рассеянного до выхода из среды кванта и обозначим ее через $Y_n(t, \tau, x', x)\,dx$. Очевидно, что эти величины связаны между собой следующим соотношением:

$$Y_n(t, \tau, x', x) = \sum_{n=0}^{\infty} Y_n(t, \tau, x', x).$$

Учитывая вероятностный смысл величины $Y$, для интенсивности выходящего из среды излучения будем иметь

$$I(t, x) = \int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_{0}^{\infty} \varepsilon(t+\tau, x')\, Y(t, \tau, x', x)\, d\tau. \qquad (1)$$

С другой стороны, применяя принцип инвариантности Амбарцумяна, для величины $Y$ получаем следующее интегро-дифференциальное уравнение:

$$\frac{\partial Y}{\partial \tau} - \frac{\partial Y}{\partial t} = -\nu(x)\, Y(t, \tau, x', x) +$$

$$+ \int_{-\infty}^{\infty} Y(t, \tau, x', x'')\, \alpha(x'')\, p(t, 0, x', x)\, dx''. \qquad (2)$$

Введенная здесь функция $p(t, \tau, x', x)$ имеет тот же смысл, что и величина $Y(t, \tau, x', x)$, однако относится она к поглощенному на глубине $\tau$ фотону; $\nu(x) = \alpha(x) + \beta$, где $\alpha(x)$ контур коэффициента поглощения в линии, а $\beta$ — отношение коэффициентов поглощения в непрерывном спектре и в центре линии.

Умножим уравнение (2) на $\varepsilon(t+\tau, x')\,dx'd\tau$ и проинтегрируем по всем частотам и глубинам. Тогда, после некоторых преобразований, учитывая (1), получим

$$\nu(x) I(t,x) - \frac{\partial I(t,x)}{\partial t} = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x') p(t,0,x',x) I(t,x')\,dx' + \\ + \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(t, x') \rho(t,x',x)\,dx', \tag{3}$$

где $\rho(t,x',x)$ — функция отражения для данной усеченной атмосферы [9]. Сравнение с аналогичным уравнением, полученным ранее для однородной атмосферы [14], показывает, что в рассматриваемом случае нет непосредственной связи между величинами интенсивностей излучений, выходящих из атмосфер с распределениями первичных источников энергии по законам $\varepsilon(\tau,x)$ и $\partial\varepsilon(\tau,x)/\partial\tau$. Вместо этого в уравнении (3) фигурирует производная искомой величины по параметру $t$. Имея в виду, что задача отражения решена [9], и, следовательно, свободный член в уравнении (3) можно считать известным, мы можем из (3) получить интегральное уравнение, которое легко решается численными методами. Очевидно, что указанное уравнение может быть получено для произвольной зависимости $\varepsilon(\tau,x)$ оптической глубины, однако здесь мы рассмотрим лишь некоторые частные случаи, представляющие наибольший интерес с астрофизической точки зрения.

3. *Распределение источников по степенному закону.* В астрофизике особенно часто рассматриваются атмосферы, в которых источники энергии распределены по закону

$$\varepsilon_k(\tau,x) = u(\tau,x)(\beta\tau)^k/k!\,, \tag{4}$$

где $u(\tau,x) = [1-\lambda(\tau)]\alpha(x) + \beta = \nu(x) - \lambda(\tau)\alpha(x)$. Тогда уравнение (3) принимает следующий вид

$$\nu(x) I_k(t,x) - \frac{\partial I_k(t,x)}{\partial t} = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x') p(t,0,x',x) I_k(t,x')\,dx' + \\ + \frac{(\beta t)^k}{k!}\left[u(t,x) + \int_{-\infty}^{\infty} u(t,x')\rho(t,x',x)\,dx'\right]. \tag{5}$$

Далее, если функция перераспределения допускает билинейное разложение [10–14]

$$r(x',x) = \sum_{m=0}^{\infty} A_m \alpha_m(x')\alpha_m(x), \tag{6}$$

то будем иметь

$$\alpha(x')p(t,0,x',x) = \frac{\lambda(t)}{2}\sum_{m=0}^{\infty} A_m \varphi_m(t,x)\alpha_m(x'), \tag{7}$$

где $\varphi_m(t,x)$— обобщенные на случай неоднородной среды функции Амбарцумяна [9]. Тогда вместо (5) получим

$$\begin{gathered} \nu(x)I_k(t,x) - \frac{\partial I_k(t,x)}{\partial t} = \frac{\lambda(t)}{2}\sum_{m=0}^{\infty} A_m \varphi_m(t,x) I_{km}(t) + \\ + \frac{(\beta t)^k}{k!}\left\{\pi^{1/4}\left[1-\lambda(t)\right]\varphi_0(t,x) + \beta\left[1+R_*(t,x)\right]\right\}. \end{gathered} \tag{8}$$

Здесь введено обозначение

$$I_{km}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} I_k(t,x)\alpha_m(x)\,dx,$$

а

$$R_*(t,x) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(t,x',x)\,dx' \tag{9}$$

контур линии отражения, образуемой при освещении данной усеченной полубесконечной среды излучением в непрерывном спектре единичной интенсивности.

Формальное решение дифференциального уравнения (8) может быть записано в следующем виде:

$$\begin{gathered} I_k(t,x) = \frac{1}{2}\sum_{m=0}^{\infty} A_m \int_t^{\infty} \lambda(\tau)\varphi_m(\tau,x) I_{km}(\tau)\exp\left[-\nu(x)(\tau-t)\right]d\tau + \\ + \frac{\beta^k}{k!}\int_t^{\infty} \tau^k\left\{\pi^{1/4}\left[1-\lambda(\tau)\right]\varphi_0(\tau,x) + \beta\left[1+R_*(\tau,x)\right]\right\}\cdot \\ \cdot\exp\left[-\nu(x)(\tau-t)\right]d\tau. \end{gathered} \tag{10}$$

Так как второй член в правой части уравнения (10) можно считать известным, то оно легко может быть решено простым итеративным методом.

Теперь вкратце остановимся на случае «изотермической» атмосферы, когда $k=0$ и $\varepsilon_0(\tau,x) = u(\tau,x)$. В данном частном случае уравнение (5) удобно переписать в таком виде

$$\nu(x)\left[1-I_0(t,x)\right]-\frac{\partial\left[1-I_0(t,x)\right]}{\partial t}=$$

$$=\int_{-\infty}^{\infty}\alpha(x')p(t,0,x',x)\left[1-I_0(t,x')\right]dx'+$$

$$+\frac{\lambda(t)}{2}\pi^{1/4}\varphi_0(t,x)-\int_{-\infty}^{\infty}\nu(x')\rho(t,x',x)\,dx'. \tag{11}$$

Сравнение с аналогичным уравнением, полученным для контура линии отражения [9]

$$\nu(x)R_*(t,x)-\frac{\partial R_*(t,x)}{\partial t}=\int_{-\infty}^{\infty}\alpha(x')p(t,0,x',x)R_*(t,x')dx'+$$

$$+\frac{\lambda(t)}{2}\pi^{1/4}\varphi_0(t,x)-\int_{-\infty}^{\infty}\nu(x')\rho(t,x',x)\,dx'. \tag{12}$$

показывает, что

$$R_0(t,x)\equiv I_0(t,x)=1-R_*(t,x). \tag{13}$$

Соотношение (13), получению и обсуждению которого в случае однородной среды посвящено достаточно много работ (см., например, [14–16] ), иногда называется обобщенным законом Кирхгофа. Здесь остается добавить, что как и для однородной среды [14] оно допускает простую вероятностную трактовку. По сути дела оно отражает тот очевидный факт, что фотон частоты $x$, падающий на границу полубесконечной среды либо погибает в этой среде, либо будет отражен.

4. *Экспоненциальное распределение источников энергии.* Задача образования спектральных линий в средах с экспоненциальным распределением источников энергии чаще всего рассматривается при интерпретации хромосферных линий. Здесь мы рассмотрим аналогичную идеализированную модель. В общем случае мощность источников может быть задана следующим выражением:

$$\varepsilon_e(\tau,x)=A\,\alpha_0(x)\exp(-g_1\tau)+B\exp(-g_2\tau), \tag{14}$$

где константы $A$ и $B$ характеризуют мощность источников в частотах линии и в непрерывном спектре. Подобная задача при общих законах перераспределения излучения по частотам для однородной среды нами была рассмотрена в работе [17], где было показано, что решение исследуемой задачи выражается через систему $\varphi$ функций Амбарцумяна.

Не останавливаясь на выкладках, здесь приведем лишь окончательный результат для интенсивности выходящего из среды излучения

$$I_e(t,x)=\frac{1}{2}\sum_{m=0}^{\infty}A_m\int_t^{\infty}\lambda(\tau)\varphi_m(\tau,x)\exp[-\nu(x)(\tau-t)]d\tau+$$

$$+\int_t^{\infty}\left\{A\varphi_o(t,x)\exp(-g_1\tau)+B\left[1+R_*(t,x)\right]\exp(-g_2\tau)\right\}\cdot$$

$$\cdot\exp[-\nu(x)(\tau-t)]\,d\tau. \tag{15}$$

Несмотря на то, что в данном случае интенсивность выходящего излучения не записывается через соответствующие $\varphi$— функции таким простым образом, как в случае однородной среды, тем не менее знание этих функций позволяет решить поставленную задачу без особых затруднений.

5. *Среднее число рассеяний.* В работе [18] рассматривалась задача об определении среднего числа рассеяний, испытываемых фотоном при общих законах перераспределения излучения по частотам в одномерной полубесконечной среде. При этом отдельно рассматривались фотоны, которые вследствие многократных рассеяний покидают среду и фотоны, которые в конце концов претерпевают истинное поглощение и погибают в среде. Полученные для отраженных фотонов результаты обобщены на случай неоднородной среды в работе [9]. Здесь же мы остановимся на вопросе определения среднего числа рассеяний тех фотонов, которые погибают в среде.

Введем следующую производящую функцию

$$Y(t,\tau,x',x,s)=\sum_{n=0}^{\infty}s^nY_n(t,\tau,x',x), \tag{16}$$

где $|s|\leq 1$ — некоторый параметр. Исходя из физического смысла величин $Y_n$, применением принципа инвариантности можно получить следующее уравнение:

$$\frac{\partial Y(t,\tau,x',x,s)}{\partial\tau}-\frac{\partial Y(t,\tau,x',x,s)}{\partial t}=-\nu(x)Y(t,\tau,x',x,s)+\frac{\lambda(t)}{2}\cdot$$

$$\cdot\frac{\lambda(t)}{2}\int_{-\infty}^{\infty}Y(t,\tau,x',x'',s)r(x'',x)dx''+\frac{\lambda(t)}{2}s\int_{-\infty}^{\infty}Y(t,\tau,x',x'',s)dx''\cdot$$

$$\cdot\int_{-\infty}^{\infty}r(x'',x''')R(t,x''',x,s)dx''', \tag{17}$$

где

$$R(t, x', x, s) = \sum_{n=0}^{\infty} s^n \rho_n(t, x', x) \tag{18}$$

– производящая функция для величин $\rho_n(t, x', x)$, которые представляют собой функции отражения $n$ – кратно рассеянных фотонов [9].

Учитывая, что вероятность гибели фотона при элементарном акте рассеяния задается величиной $u(\tau, x)$, а также принимая во внимание обратимость оптических явлений, мы можем непосредственным образом записать выражение для среднего числа рассеяний фотонов, погибающих в среде. Для этого заметим сначала, что величина

$$R_o(t, x) = \int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_{-\infty}^{\infty} u(t+\tau, x') Y(t, \tau, x', x) d\tau \tag{19}$$

помимо данной выше интерпретации (формула (1)) допускает и иную трактовку. Она представляет собой вероятность того, что фотон частоты $x$, падающий на полубесконечную среду, погибнет в ней.

Тогда, нетрудно видеть, что величина

$$n_0(t,x) = \frac{\partial}{\partial s}\left[\int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_{-\infty}^{\infty} u(t+\tau, x') Y(t, \tau, x', x, s)\, d\tau\right]\Bigg|_{s=1} \tag{20}$$

связана со средним числом рассеяний следующим соотношением:

$$N_o(t, x) = \frac{n_o(t, x)}{R_o(t, x)} + 1, \tag{21}$$

где добавление в правой части единицы обусловлено тем, что истинное поглощение фотона рассматривается в качестве его «последнего рассеяния».

Исходя из уравнения (17) легко можно показать, что введенная величина $n_o(t,x)$ удовлетворяет уравнению

$$\nu(x) n_o(t,x) - \frac{\partial n_o(t,x)}{\partial t} = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x')(t,0,x',x) n_o(t,x') dx' +$$

$$+ \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x') p(t,0,x',x) R_o(t,x') dx' + \int_{-\infty}^{\infty} u(t,x') n(t,x',x) dx' +$$

$$+ \frac{\lambda(t)}{2} \int_{-\infty}^{\infty} R_o(t,x') dx' \int_{-\infty}^{\infty} r(x', x'') n(t, x'', x) dx'', \tag{22}$$

где

$$n(t,x',x)=\frac{\partial R(t,x',x,s)}{\partial s}\Big|_{s=1}.$$

В работе [9] нами было получено уравнение для определения величины $n(t,x',x)$. Интегрируя указанное уравнение по $x'$ по всем частотам и обозначив

$$n_*(t,x)=\int_{-\infty}^{\infty} n(t,x',x)\,dx',$$

мы получим

$$\begin{aligned}
\nu(x)[n_*(t,x)-R_*(t,x)]-\frac{\partial}{\partial t}[n_*(t,x)-R_*(t,x)]=\\
=\int_{-\infty}^{\infty}\alpha(x')p(t,0,x',x)\,n_*(t,x')\,dx'-\\
-\int_{-\infty}^{\infty}\nu(x')[n(t,x',x)-\rho(t,x',x)]\,dx'+\\
+\frac{\lambda(t)}{2}\int_{-\infty}^{\infty}\alpha(x')p(t,0,x',x)\,dx'+\\
+\frac{\lambda(t)}{2}\int_{-\infty}^{\infty}R_*(t,x')dx'\int_{-\infty}^{\infty}r(x',x'')\,n(t,x'',x)dx''.
\end{aligned} \tag{23}$$

Теперь складывая уравнения (22) и (23), а также обозначив

$$\begin{aligned}
<N(t,x)>\equiv R_*(t,x)N_*(t,x)+R_o(t,x)N_o(t,x)=\\
=n_*(t,x)+n_o(t,x)+R_o(t,x),
\end{aligned} \tag{24}$$

мы получим

$$\begin{aligned}
\nu(x)<N(t,x)>-\frac{\partial <N(t,x)>}{\partial t}=\int_{-\infty}^{\infty}\alpha(x')p(t,0,x',x)\\
<N(t,x')>dx'+\nu(x)+\int_{-\infty}^{\infty}\nu(x')\rho(t,x',x)dx'.
\end{aligned} \tag{25}$$

Из соотношения (24) видно, что величина $<N(t,x)>$ является средним значением средних чисел рассеяний фотона частоты $x$, падающего на границу полубесконечной среды и не зависима от того, будет ли он поглощен в среде или же покинет ее.

6. *Экспоненциальная зависимость альбедо однократного рассеяния от оптической глубины.* Пусть величина $\lambda(\tau)$ задается выражением

$$\lambda(\tau)=\lambda_o\exp(-q\tau). \tag{26}$$

Тогда удается все интегрирования по $\tau$ произвести аналитически и значительно облегчить дальнейшие численные расчеты. С этой целью представим зависящие от $t$ величины в виде рядов по степеням $\lambda(t)$

$$I_k(t,x)=\sum_{l=0}^{\infty} I_k^l(x)\lambda_o^l \exp(-lqt),$$
$$R_*(t,x)=\sum_{l=0}^{\infty} R_{*l}(x)\lambda_o^l \exp(-lqt), \tag{27}$$
$$\varphi_m(t,x)=\sum_{l=0}^{\infty} \varphi_{ml}(x)\lambda_o^l \exp(-lqt).$$

Учитывая (27), вместо (8), для интенсивности выходящего из исходной полубесконечной атмосферы $I_k(0,x)$ будем иметь

$$I_k(0,x)=\sum_{l=0}^{\infty} I_k^l(x)\lambda_o^l=\frac{1}{2}\sum_{l=1}^{\infty}\frac{\lambda_o^l}{\nu(x)+lq}\sum_{m=0}^{\infty}A_m\cdot$$
$$\cdot\sum_{i=0}^{l-1} I_{km}^i\varphi_{m,l-i-1}(x)+\beta^k\,. \tag{28}$$
$$\cdot\left\{\pi^{1/4}\sum_{l=0}^{\infty}\frac{\lambda_o^l[\varphi_{ol}(x)-\varphi_{o,l-1}(x)]}{[\nu(x)+lq]^{k+1}}+\frac{\beta}{\nu(x)^{k+1}}+\beta\sum_{l=0}^{\infty}\frac{\lambda_o^l R_{*l}(x)}{[\nu(x)+lq]^{k+1}}\right\}$$

откуда получаем

$$I_k^o(x)=\left[\beta/\nu(x)\right]^k,$$
$$I_k^l(x)=\frac{1}{\nu(x)+lq}\,\cdot$$
$$\cdot\left[\frac{1}{2}\sum_{m=0}^{\infty}A_m\sum_{i=0}^{l-1}I_{km}^i\varphi_{m,l-i-1}(x)+\left[\frac{\beta}{\nu(x)+lq}\right]^k\cdot\right.$$
$$\left.\cdot\left(\pi^{1/4}[\varphi_{ol}(x)-\varphi_{o,l-1}(x)]+\beta R_{*l}(x)\right)\right], \tag{29}$$

где учтено, что $\varphi_{oo}(x)=\alpha_o(x)$ [9] и обозначено

$$I_{km}^n=\int_{-\infty}^{\infty} I_k^n(x)\,\alpha_m(x)\,dx\,.$$

Таким образом, для любого степенного распределения источников типа (4) в рассматриваемом случае задача определения контуров спектральных линий сводится к простому интегрированию по частотам и суммированию. Также следует отметить, что при не очень малых значениях параметра $q$ величины $I_k^l(x)$ с ростом индекса $l$ быстро стремятся к нулю. Если параметр $q$ достаточно мал, решение задачи стремится к решению аналогичной задачи для однородной среды.

В случае экспоненциальных источников (14) аналогичным образом находим

$$I_e^o(x)=\frac{A\varphi_{oo}(x)}{\nu(x)+g_1}+\frac{B}{\nu(x)+g_2},$$

$$I_e^l(x)=\frac{1}{2}\frac{\sum\limits_{m=0}^{\infty}A_m\sum\limits_{i=0}^{l-1}I_{em}^i\varphi_{m,l-i-1}(x)}{\nu(x)+lq}+$$

$$+\frac{A\varphi_{ol}(x)}{\nu(x)+lq+g_1}+\frac{BR_{*l}(x)}{\nu(x)+lq+g_2}, \tag{30}$$

где

$$I_{em}^i=\int\limits_{-\infty}^{\infty}I_e^i(x)\,\alpha_m(x)\,dx.$$

Соответствующие выражения для определения величины среднего числа рассеяний имеют следующий вид

$$<N(0,x)>=\sum_{l=0}^{\infty}N^l(x)\lambda_o^l=\frac{1}{2}\sum_{l=0}^{\infty}\frac{\lambda_o^l}{\nu(x)+lq}\cdot$$

$$\cdot\sum_{m=0}^{\infty}A_m\sum_{i=0}^{l-1}N_m^i\varphi_{m,l-i-1}(x)+$$

$$+\pi^{1/4}\sum_{l=0}^{\infty}\frac{\lambda_o^l\varphi_{ol}(x)}{\nu(x)+lq}+\frac{\beta}{\nu(x)}+\beta\sum_{l=1}^{\infty}\frac{\lambda_o^lR_{*l}(x)}{\nu(x)+lq}, \tag{31}$$

откуда

$$N^o(x)=1,$$

$$N^l(x)=\frac{1}{\nu(x)+lq}\cdot$$

$$\cdot\left\{\frac{1}{2}\sum_{m=0}^{\infty}A_m\sum_{i=0}^{l-1}N_m^i\varphi_{m,l-i-1}(x)+\pi^{1/4}\varphi_{ol}(x)+\beta R_{*l}(x)\right\}, \tag{32}$$

где

$$N_m^i=\int\limits_{-\infty}^{\infty}N^i(x)\,\alpha_m(x)\,dx.$$

Хотя в этом пункте мы рассмотрели интересующие нас задачи лишь в случае экспоненциально убывающего альбедо, что чрезвычайно упрощает соответствующие уравнения, задача может быть сведена к простым уравнениям и при других зависимостях $\lambda(\tau)$ от оптической глубины. В частности, задача достаточно просто решается, например, в случае, когда альбедо однократного рассеяния задается формулой

$$\lambda(\tau)=\lambda_0 \exp\left[-\frac{(\tau-\tau_0)^2}{\sigma^2}\right]. \tag{33}$$

Численная процедура решения всех вышеприведенных уравнений для таких сред почти не отличается от описанной.

7. *Заключение.* В настоящей работе мы не остановились на рассмотрении задач с трехмерной геометрией. Однако нетрудно видеть, что все результаты, которые получены здесь, легко могут быть обобщены и на этот случай. Могут быть получены средние числа рассеяний фотонов и для атмосфер с такими распределениями источников энергии, которые были рассмотрены в этой работе. Этим вопросам, а также численным результатам будет посвящена одна из следующих работ автора.

Бюраканская астрофизическая обсерватория

# RADIATIVE TRANSFER FOR NON–COHERENT SCATTERING IN A SEMI–INFINITE INHOMOGENEOUS ATMOSPHERE CONTAINING ENERGY SOURCES

H.A.HARUTYUNIAN

Two problems of radiative transfer theory for general laws of frequency redistribution in an inhomogeneous medium are discussed. The medium inhomogenity is assumed to be caused by an optical depth dependence of photon survival probability per scattering. The existence of energy sources in a medium is taken into account. The cases of power and exponential distribution of energy sources are considered separately. The problem the mean number determination of photon scatterings for given inhomogeneous medium is considered as well. Corresponding equations are obtained. In a particular case of exponential dependence of photon survival probability on an optical depth the obtained integral equations are reduced to algebraical equations systems.

## ЛИТЕРАТУРА


1. *В.В.Соболев*, ДАН СССР, 111, 1000, 1956.
2. *S.Ueno*, Astrophys. J., 132, 729, 1960.
3. *В.В.Соболев*, Труды АО ЛГУ, т.18.
4. *E.H.Avrett*, The Formation of Spectrum Lines, Cambridge, Smithsonian Inst. Astron. Observ., 1965, p.101.
5. *G.B.Rybicky*, *D.G.Hummer*, Astrophys. J., 150, 607, 1967.
6. *Д.И.Нагирнер*, *К.И.Селяков*, Астрофизика, 11, 61, 1975.
7. *В.В.Соболев*, Астрон. ж., 53, 607, 1976.
8. *В.В.Соболев*, *Э.Г.Яновицкий*, в сб. «Вопросы физики и эволюции космоса», Ереван, изд. АН Арм.ССР, 1978, стр.357.
9. *Г.А.Арутюнян*, Астрофизика, 23, 373, 1985.
10. *Н.Б.Енгибарян*, Астрофизика, 7, 513, 1971.
11. *N.B.Yengibarian*, *A.G.Nikoghossian*, JQSRT, 13, 787, 1973.
12. *М.Г.Геворгян*, *Н.Б.Енгибарян*, *А.Г.Никогосян*, Астрофизика, 11, 1, 1975.
13. *H.A.Haruthyunian*, *A.G.Nikoghossian*, JQSRT, 19, 135, 1978.
14. *Г.А.Арутюнян*, *А.Г.Никогосян*, ДАН СССР, 242, 66, 1978.
15. *В.В.Соболев*, ДАН СССР, 209, 1071, 1973.
16. *В.В.Соболев*, Астрофизика, 9, 515, 1973.
17. *Г.А.Арутюнян*, ДАН Арм.ССР, 70, 41, 1980.
18. *Г.А.Арутюнян*, *А.Г.Никогосян*, ДАН СССР, 268, 1342, 1983.