АСТРОФИЗИКА

ТОМ 28 АПРЕЛЬ, 1988 ВЫПУСК 2

УДК: 52—64

К РЕШЕНИЮ ЗАДАЧИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛОСКОМ СЛОЕ ДЛЯ МОДЕЛИ ПОЛНОГО ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО ЧАСТОТАМ. II. ТРЕХМЕРНАЯ СРЕДА

Р. Г. ГАБРИЕЛЯН, А. Р. МКРТЧЯН, М. А. МНАЦАКАНЯН, Х. В. КОТАНДЖЯН

Поступила 29 марта 1986
Принята к печати 20 октября 1987

В первой части работы были получены приближенные аналитические решения задачи переноса излучения в модели полного перераспределения по частотам в одномерной среде конечной толщины. Здесь приводятся аналогичные решения для случая плоскопараллельного однородного слоя при сферической индикатрисе рассеяния. Точность этих решений выше по сравнению с одномерным случаем и составляет доли процента в центре линии. С увеличением толщины точность решений быстро возрастает. Для иллюстрации приводятся таблицы φ- и ψ-функций Амбарцумяна в случае лоренцовского профиля. Обсуждается выводимое из высокоточных решений асимптотическое приближение при больших толщинах слоя и в окрестности центра линии.

1. *Введение.* Нахождение аналитических решений задачи о переносе излучения в плоско-параллельной среде конечной толщины, для модели полного перераспределения по частотам внутри линии, в точном виде представляется в принципе невозможным. Известны лишь асимптотические решения, да и то только для X- и Y-функций для слоя большой оптической толщины, но справедливые лишь в непосредственной окрестности центра линии. Однако погрешность этих решений, будь они записаны и для общей постановки задачи, слишком велика (и быстро растет с удалением от центра линии), и подобные асимптотические решения в модели перераспределения по частотам явно не могут быть удовлетворительными для прикладных целей.

В предыдущей работе авторов [1] найдены высокоточные аналитические решения задачи о переносе излучения в случае одномерной среды конечной толщины в общей модели полного перераспределения. Погрешность этих решений порядка процентов — практически во всей области частот, уже для слоя нулевой толщины (в центральной частоте). С увеличением толщины слоя точность этих решений быстро возрастает.

При выводе подобных решений в случае трехмерной среды (с изотропным рассеянием) принципиальных затруднений не возникает, и соответствующие окончательные выражения могут быть записаны даже формально — по аналогии с одномерным случаем. Более того, из простых соображений касательно асимптотического характера приближения априорно ясно, что в случае трехмерной среды наши решения должны быть значительно точнее. Безусловно, есть и отличительные особенности, характеризующие трехмерный случай, и с их обсуждения мы и начнем изложение.

В рассматриваемой задаче элементарный акт рассеяния характеризуется функцией перераспределения по частотам $\alpha(x)/\alpha_0$, где α_0 — постоянная нормировки функции $\alpha(x)$, и сферической индикатрисой. Как известно, (см., например, [2]), в этом случае все, без исключения, величины, описывающие процесс рассеяния в плоско-параллельной среде, в зависимости от частоты x (безразмерной частоты относительно центра линии) и направления η (косинуса угла, образованного со внешней нормалью к одной границе) можно выразить посредством одной комбинации от этих двух переменных, а именно $z = \dfrac{\eta}{\alpha(x)}$. При этом во всех интегральных соотношениях процедура двукратного интегрирования по x и η заменяется однократным интегрированием по новой переменной

$$\int_{-\infty}^{\infty}\int_0^1 \ldots\, dx\, d\eta \to \int_0^{\infty} \ldots\, G(z)\, dz,$$

в результате чего появляется дополнительная «характеристическая» функция $G(z)$, определяемая выражением

$$G(z) = \begin{cases} \dfrac{2}{\alpha_0}\displaystyle\int_0^{\infty} \alpha^2(x)\, dx, & |z| \leqslant 1, \\ \dfrac{2}{\alpha_0}\displaystyle\int_{x(z)}^{\infty} \alpha^2(x)\, dx, & |z| > 1, \end{cases} \tag{1}$$

где $\alpha(x(z)) = 1/z$, $x(z) > 0$.

В такой формулировке сохраняет силу вероятностная трактовка процессов переноса, если учесть, что величина $\dfrac{\lambda}{2} G(z)$ представляет вероятность того, что поглощенный квант переизлучится в таких интервалах частот x и направлении η, что соответствующее отношение $\eta/\alpha(x)$ будет лежать в единичном интервале новой переменной z.

Например, используемая нами функция Амбарцумяна $\frac{\lambda}{2}\varphi(z)$ для полубесконечной среды будет иметь смысл плотности вероятности выхода из полубесконечной среды кванта — в единичном интервале переменной в окрестности ее данного значения, если на границе среды имеется поглощенный квант (независимо от его начальной частоты и направления). Эта вероятность отличается от общепринятой формы $H(z)$, носящей смысл «приведенной», а не обычной вероятности, множителем $\frac{\lambda}{2}G(z)$. И всюду ниже мы будем пользоваться только обычными вероятностными величинами, в частности, вместо X- и Y-функций будут использованы соответствующие вероятности, ибо только вероятностная трактовка допускает, помимо наглядности, единственно правильную физическую интерпретацию основных соотношений, лежащих в основе наших выводов [3].

2. *Характеристики полубесконечной среды.* Для поверхностной функции Грина полубесконечной среды $\overline{Y}(\tau, x, x', \eta, \xi)$ и $\overline{Z}(\tau, x, x', \eta, \xi)$ в новых переменных z, z' введем обозначения: $Y(\tau, z, z')$ — плотность вероятности того, что квант, летящий на глубине τ полубесконечной среды в направлении к ее границе со значением переменной z', выйдет из среды со значением z, и аналогичное, $Z(\tau, z, z')$ — в случае кванта, первоначально летящего в направлении вглубь среды. Для них справедливы соотношения [4]

$$Y(\tau_1+\tau_2, z, z') = \int_0^\infty Y(\tau_1, z, z'')\, Y(\tau_2, z'', z')\, dz'',$$

$$Z(\tau_1+\tau_2, z, z') = \int_0^\infty Y(\tau_1, z, z'')\, Z(\tau_2, z'', z')\, dz'' \tag{2}$$

и явные представления [4]:

$$Y(\tau, z, z') = \frac{\lambda}{2} z\varphi(z) \frac{F(\tau, z) - F(\tau, z')}{z - z'} G(z') + e^{-\tau/z}\delta(z - z'),$$

$$Z(\tau, z, z') = \frac{\lambda}{2} z\varphi(z) \frac{F(\tau, z) + \widetilde{F}(\tau, z')}{z + z'} G(z'), \tag{3}$$

где функции F и $\widetilde{F}$ представляются в виде

$$F(\tau, z) = \frac{P(\tau, z)}{\frac{\lambda}{2}\varphi(z)} = \frac{P(\tau, z)}{P(o, z)},$$

$$\bar{F}(\tau, z) = z\varphi(z)\int_0^\infty \frac{P(\tau, z')}{z+z'} G(z')\, dz', \tag{4}$$

а $P(\tau, z)$ — плотность вероятности выхода кванта, поглощенного на глубине τ полубесконечной среды.

Как и в случае изотропного рассеяния по направлениям монохроматического излучения в трехмерной среде имеют место соотношения типа

$$P(\tau, \tau_0, z) = Y(\tau, \tau_0, z, 0) = Z(\tau, \tau_0, z, 0),$$

связанные с тем, что значению $z' = 0$ отвечает квант, летящий параллельно границе среды ($\zeta = 0$), который рано или поздно должен поглотиться на той же глубине τ в слое τ_0 (оптическую глубину или толщину, как и принято, отсчитываем от центральной частоты линии). Точно так же, заменой (знака) z на $-z$ мы можем перейти, скажем, от Y к Z, ибо перемена знака в z эквивалентна перемене пространственного направления на обратное. Здесь мы не будем расписывать многочисленные, хотя и полезные, подобные соотношения, отсылая читателя к [4].

3. *Решение задачи.* Запишем основные соотношения метода сведения, устанавливающие линейную связь решений задачи переноса для слоя конечной толщины с таковыми для полубесконечной среды:

$$J^+(z) = j^+(z) + \int_0^\infty Z(\tau_0, z, z')\, j^-(z')\, dz',$$

$$J^-(z) = j^-(z) + \int_0^\infty Z(\tau_0, z, z')\, j^+(z')\, dz'. \tag{5}$$

Здесь $j^\pm(z)$ — плотность вероятности выхода кванта через ту или иную глубину слоя толщины τ_0 при произвольном распределении в нем летящих и поглощенных первичных квантов, а $J^\pm(z)$ — аналогичная величина для полубесконечной среды (см. [1]).

Решение задачи во многих отношениях удобно представить относительно суммы $s = j^+ + j^-$ и разности $h = j^- - j^+$ искомых величин j^+ и j^- путем сложения и вычитания уравнений (5).

Мы опускаем вывод искомых высокочастотных аналитических решений, совершенно аналогичный таковому в одномерном случае [1], но обсудим несколько подробнее характер основного приближения, используемого при этом. Оно сводится к тому, что всюду под интегралом величина $\tilde{F}(\tau_0, z)$ — при значении τ_0, соответствующем толщине слоя, заменяется ее асимптотическим поведением $C(\tau_0)z$. Другими словами, используется приближение:

$$z\int_0^\infty \ldots \tilde{F}(\tau_0, z')\frac{dz'}{z \pm z'} \to \tilde{F}(\tau_0, z)\int_0^\infty \ldots \frac{z'dz'}{z \pm z'}. \qquad (6)$$

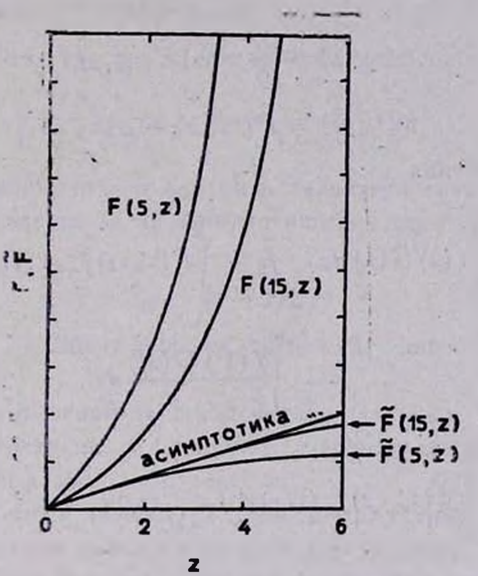

Рис. 1. Сравнительный ход кривых $F(\tau, z)$ и $\tilde{F}(\tau, z)$ и их асимптотического поведения при $\tau_0 \gg z$ (лоренцовский профиль).

Рис. 1 дает представление о том, насколько величина $\tilde{F}(\tau_0, z)$ лучше аппроксимируется асимптотическим поведением $C(\tau_0)z$ по сравнению с величиной $F(\tau_0, z)$ (таблицы этих функций даны в Приложении), имеющей то же поведение при $\tau_0 \gg z$. На бесконечности обе величины стремятся к постоянным значениям ($\lambda \neq 1$), в то время как асимптотика возрастает линейно с z. Но в силу очень быстрого убывания с ростом z других величин, входящих в подинтегральные выражения основного приближения, такое расхождение вносит лишь незначительную ошибку в значения этих интегралов, в результате чего наши решения оказываются чрезвычайно большой точности. (На рисунке масштабы по оси ординат приняты так, чтобы при различных τ_0 постоянная $C(\tau_0)$ была одинаковой).

Приведем окончательные выражения:

$$
\begin{cases}
s(z) = S(z) - a(\tau_0, z)\, s_0 - \beta(\tau_0, z)\, s_z, \\
s_z = S_z - P_z(\tau_0)\, s_0, \quad s_0 = \dfrac{S_0 - S_\beta}{1 + a_0(\tau_0) - P_\beta(\tau_0)};
\end{cases}
$$
$$
\begin{cases}
h(z) = H(z) + a(\tau_0, z)\, h_0 + \beta(\tau_0, z)\, h_z, \\
h_z = H_z + P_z(\tau_0)\, h_0, \quad h_0 = \dfrac{H_0 + H_\beta}{1 - a_0(\tau_0) - P_\beta(\tau_0)},
\end{cases}
\tag{7}
$$

где

$$
a(\tau_0, z) = \frac{\lambda}{2}\varphi(z)\tilde{F}(\tau_0, z),
$$
$$
\beta(\tau_0, z) = P(\tau_0, z) - a(\tau_0, z) \tag{8}
$$

и введены обозначения

$$
f_0 \equiv \int_0^\infty f(z)\, G(z)\, dz. \quad \tilde{f}_0 \equiv \int_0^\infty F(\tau_0, z) f(z)\, G(z)\, dz,
$$
$$
f_z \equiv z \int_0^\infty \frac{f(z')\, G(z')}{z + z'}\, dz', \tag{9}
$$
$$
f_\beta \equiv \int_0^\infty \beta(\tau_0, z) f_z\, G(z)\, dz = \beta_0(\tau_0) f_0 - \sqrt{1-\lambda}\,\tilde{f}_0.
$$

Эти решения выглядят значительно проще по сравнению с аналогичными решениями для случая монохроматического решения по той простой причине, что в случае перераспределения по частотам отсутствует характеристическая постоянная k (в асимптотике $\tau_0 \gg z$), отвечающая дискретному значению спектра — собственному решению, в то время как решение не консервативное ($\lambda \neq 1$). Кстати, случаю $\lambda = 1$ будет посвящена отдельная работа.

Перейдем к выводу приближенных и асимптотических форм из наших высокоточных аналитических решений, использующих приближение (6).

Если использовать также приближение, состоящее в замене под интегралом величины $F(\tau_0, z)$ ее асимптотическим поведением $C(\tau_0)\,z$ (но не в явном виде), то решения заметно упростятся, поскольку при этом нужно положить все моменты типа $f_s \to 0$. Тогда

$$\left|\begin{aligned} s &= S - as_0 - \beta s_z, \\ s_z &= S_z - P_z s_0, \\ s_0 &= \frac{S_0}{1+a_0}, \end{aligned}\right. \qquad \left|\begin{aligned} h &= H + ah_0 - \beta h_z, \\ h_z &= H_z + P_z \cdot h_0, \\ h_0 &= \frac{H_0}{1-a_0}. \end{aligned}\right. \tag{10}$$

По точности такие решения лишь незначительно уступают предыдущим.

Более существенное упрощение, но связанное с большой потерей точности, связано с использованием также приближения $F(\tau_0, z) = C(\tau_0)\cdot z$ в явном виде, а не только под интегралами. Тогда нужно положить $\beta \to 0$, и решения примут асимптотическую форму

$$\begin{gathered} s = S - a(\tau_0, z)\, s_0, \quad h = H + a(\tau_0, z)\, h_0, \\ s_0 = \frac{S_0}{1 + a_0(\tau_0)}, \qquad h_0 = \frac{H_0}{1 - a_0(\tau_0)}. \end{gathered} \tag{11}$$

При этом, вообще говоря, нужно заменить характеристики полубесконечных сред, S и H, содержание τ_0, их асимптотическим поведением при больших $\tau_0 \gg z$,

$$S \to S_{ac}, \quad H \to H_{ac}, \tag{12}$$

и мы получим аналог асимптотических решений, известных для X- и Y-функций [2].

Погрешности этих решений слишком велики (см. [5], где асимптотические решения (11) сравнены с точными); Y-функция, например, заметно отличается от точной даже при больших τ_0.

Следует отметить, что в литературе известны ряд приближенных формул для функции источника в модели полного перераспределения по частотам, погрешности которых, однако, слишком велики (см., например, [6]), чтобы проводить здесь сравнения с ними наших решений. В лучшем случае они справедливы с точностью до множителя 2.

4. *Численные решения.* Для иллюстрации точности найденных высокоточных аналитических решений приведем результаты расчетов φ- и ψ-функций для случая лоренцевского профиля, когда

$$\begin{gathered} \varphi(\tau_0, z) = \varphi(z) - \frac{2}{\lambda}\cdot\frac{\tilde F(\tau_0, z)}{\varphi(z)}\beta(\tau_0, z)\left(1 - \frac{\lambda}{2}\varphi_0\right) - \frac{\lambda}{2}\varphi(z)\tilde F(\tau_0, z)\,\psi_0, \\ \psi(\tau_0, z) = \varphi(z)\tilde F(\tau_0, z)\left(1 - \frac{\lambda}{2}\varphi_0\right) + \frac{2}{\lambda}\cdot\frac{\beta(\tau_0, z)}{\varphi(z)}\left(1 - \frac{\lambda}{2}\psi_0\tilde F(\tau_0, z)\right), \end{gathered} \tag{13}$$

$$\frac{\lambda}{2}\varphi_0 = \frac{s_0 + h_0}{2}, \quad \frac{\lambda}{2}\psi_0 = \frac{s_0 - h_0}{2}.$$

Для сравнения, в табл. 1 и 2 приведены расчеты φ- и ψ-функций с помощью аналитических выражений (13) (первая строка), численного решения уравнений (11) методом дискретизации (вторая строка). Расчеты проведены для 20 значений $z = \operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{2}\sigma\right)$, где σ меняется равномерно от 0 до 1 (для удобства сравнения в литературе с известными данными приведены X- и Y-функции).

Мы видим, что точность решений действительно выше, чем в одномерном случае. Это понятно, поскольку при той же оптической глубине в трехмерной среде кванты летят, в среднем, под углом с $\zeta = 1/2$ к нормали и поэтому претерпевают в среднем большее число рассеяний по сравнению с одномерной средой, что и обеспечивает лучшую асимптотическую апроксимацию, функции $\tilde{F}$, впрочем, как и F.

Далее, как и следовало ожидать, решение для φ сравнительно точнее, чем для ψ. Точность возрастает с ростом толщин слоя τ_0, с уменьшением λ и при стремлении z к 0, то есть с приближением к центру линии. Но решения справедливы с точностью до долей процентов практически во всей области частот z.

Институт прикладных проблем
физики АН Арм.ССР
Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON THE SOLUTION OF THE PROBLEM OF RADIATION TRANSFER IN A PLANE LAYER FOR THE MODEL OF THE FREQUENCY COMPLETE REDISTRIBUTION II. THREE-DIMENSIONAL MEDIUM

R. G. GABRIELIAN, A. R. MKRTCHIAN, M. A. MNATSAKANIAN, KH. V. KOTANJIAN

High accuracy approximated analytical solutions of the problem of light isotropic scattering in three-dimensional medium of finite optical thickness are obtained in the case of freguency complete redistribution and are practically valid for all the frequencies. When the layer thickness is large, they are reduced to their asymptotic forms. For Ambartsumian's functions φ and ψ numerical illustrations are given.

Таблица 1

ПРИБЛИЖЕННЫЕ И ТОЧНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ X- И Y-ФУНКЦИЙ ПРИ ЛОРЕНЦОВСКОМ ПРОФИЛЕ, $\lambda = 0.65$

z \ τ_0	0.1		1		5		10		∞
	X	Y	X	Y	X	Y	X	Y	$H(z)$
0.257	1.04585	0.71843	1.09515	0.05489	1.10043	0.00405	1.10070	0.00137	1.1008
	1.04655	0.71463	1.09744	0.05767	1.10063	0.00444	1.10075	0.00148	
0.51	1.05424	0.87226	1.13746	0.21686	1.15143	0.00973	1.15196	0.00303	1.1521
	1.05033	0.86246	1.13991	0.21873	1.15180	0.01031	1.15206	0.00321	
1.0	1.06448	0.96580	1.17892	0.49601	1.21430	0.03398	1.21547	0.00726	1.2158
	1.05258	0.96042	1.17896	0.49306	1.21492	0.03454	1.21565	0.00750	
2.04	1.07874	1.02902	1.20657	0.72268	1.28712	0.17268	1.29128	0.03124	1.2920
	1.05416	0.99489	1.20902	0.78347	1.28785	0.17165	1.29159	0.03130	
3.08	1.08876	1.05519	1.23244	0.92991	1.32664	0.33806	1.33521	0.09004	1.3368
	1.05522	1.01086	1.22140	0.91011	1.32719	0.33480	1.33563	0.08945	
4.83	1.10082	1.07940	1.24847	1.04439	1.36434	0.56728	1.38025	0.23340	1.3844
	1.05664	1.02314	1.23157	1.01629	1.36447	0.56076	1.38087	0.23124	
7.03	1.11146	1.09665	1.26029	1.11484	1.39036	0.75840	1.41334	0.41012	1.4216
	1.05829	1.03050	1.23849	1.08000	1.39015	0.74920	1.41430	0.40621	
10.58	1.12331	1.11316	1.27206	1.17142	1.41349	0.94020	1.44390	0.62711	1.4590
	1.06072	1.03689	1.24529	1.12999	1.41316	0.92886	1.44558	0.62163	

Таблица 2

ПРИБЛИЖЕННЫЕ И ТОЧНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ X- И Y-ФУНКЦИЙ ПРИ ЛОРЕНЦОВСКОМ ПРОФИЛЕ, $\lambda = 0.99$

z \ τ_0	0.1		1		5		10	
	X	Y	X	Y	X	Y	X	Y
0.257	1.07658	0.74043	1.16737	0.08236	1.18804	0.01189	1.19069	0.00511
	1.07836	0.73591	1.17444	0.09073	1.14449	0.01480	1.19134	0.00656
0.51	1.09368	0.90185	1.24866	0.27831	1.29772	0.02987	1.30331	0.01216
	1.08635	0.87473	1.25613	0.28500	1.30083	0.03456	1.30464	0.01475
1.0	1.11847	1.00898	1.33691	0.60456	1.44993	0.09027	1.46224	0.03118
	1.09369	0.96817	1.33557	0.59687	1.45502	0.09580	1.46479	0.03519
2.04	1.16225	1.10274	1.43090	0.96046	1.65430	0.32679	1.68751	0.10596
	1.10360	1.01533	1.40464	0.91520	1.65857	0.32547	1.69185	0.11005
3.08	1.20042	1.16030	1.48819	1.12998	1.78277	0.57383	1.84074	0.23071
	1.11226	1.03107	1.43986	1.05017	1.78168	0.56079	1.84532	0.23183
4.83	1.25569	1.23832	1.55538	1.30090	1.92414	0.91191	2.02098	0.48980
	1.12500	1.04602	1.47504	1.16960	1.91009	0.87788	2.02292	0.28280
7.03	1.31423	1.31958	1.62005	1.42836	2.04176	1.19169	2.17543	0.78393
	1.14019	1.05800	1.50736	1.24263	2.01132	1.13520	2.17152	0.76719
10.58	1.39149	1.43135	1.70440	1.55897	2.17493	1.45090	2.34757	1.11450
	1.16360	1.07325	1.55125	1.30081	2.12244	1.36739	2.33378	1.08790

ФУНКЦИИ $F(\tau, z)$ И $\tilde{F}(\tau, z)$ ПРИ ЛОРЕНЦОВСКОМ ПРОФИЛЕ, $\lambda = 0.65$

z \ τ_0	0.1		1		5		10		15	
	F	$\tilde{F}$	F	$\tilde{F}$	F	$\tilde{F}$	F	$\tilde{F}$	F	$\tilde{F}$
.073	.3111	.2878−1	.1097−1	.9606−2	.1608−2	.1537−2	.5768−3	.5634−3	.3104−3	.3054−3
.158	.5730	.5134−1	.2588−1	.1829−1	.3318−2	.3030−2	.1175−2	.1121−2	.6301−3	.6098−3
.240	.7061	.7061−1	.5506−1	.2634−1	.5167−2	.4498−2	.1805−2	.1679−2	.9636−3	.9170−3
.325	.7843	.8782−1	.1019	.3396−1	.7208−2	.5964−2	.2477−2	.2247−2	.1316−2	.1230−2
.414	.8370	.1036	.1619	.4129−1	.9521−2	.7446−2	.3207−2	.2831−2	.1695−2	.1555−2
.510	.8743	.1185	.2282	.4847−1	.1225−1	.8966−2	.4014−2	.3439−2	.2108−2	.1896−2
.613	.9033	.1329	.2987	.5562−1	.1573−1	.1054−1	.4923−2	.4082−2	.2567−2	.2259−2
.727	.9257	.1470	.3687	.6284−1	.2049−1	.1221−1	.5975−2	.4772−2	.3086−2	.2651−2
.854	.9447	.1611	.4403	.7026−1	.2751−1	.1400−1	.7233−2	.5525−2	.3688−2	.3081−2
1.000	.9599	.1754	.5080	.7800−1	.3783−1	.1595−1	.8817−2	.6360−2	.4405−2	.3563−2
1.171	.9743	.1903	.5799	.8623−1	.5401−1	.1811−1	.1098−1	.7304−2	.5290−2	.4112−2
1.376	.9862	.2059	.6481	.9513	.7758−1	.2057−1	.1427−1	.8397−2	.6447−2	.4753−2
1.632	.9976	.2227	.7193	.1049	.1134	.2342−1	.1993−1	.9695−2	.8109−2	.5522−2
1.963	1.0075	.2412	.7882	.1161	.1641	.2683−1	.3031−1	.1128−1	.1087−1	.6475−2
2.414	1.0172	.2622	.8608	.1290	.2392	.3105−1	.5122−1	.1331−1	.1656−1	.7708−2
3.078	1.0259	.2867	.9325	.1448	.3434	.3653−1	.9272−1	.1603−1	.3024−1	.9393−2
4.165	1.0346	.3167	1.0090	.1648	.4955	.4412−1	.1798	.1997−1	.6851−1	.1188−1
6.314	1.0428	.3561	1.0867	.1924	.7071	.5573−1	.3564	.2633−1	.1780	.1603−1
12.71	1.0511	.4148	1.1706	.2363	1.0158	.7712−1	.7310	.3908−1	.5134	.2475−1

ЛИТЕРАТУРА

1. *Р. Г. Габриелян, А. Р. Мкртчян, М. А. Мнацаканян, Х. В. Котанджян*, Астрофизика, 28, 193, 1988.
2. *В. В. Иванов*, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1972.
3. *М. А. Мнацаканян*, Докл. АН СССР, 225, 1049, 1975, Астрофизика, 16, 513, 1980.
4. *М. А. Мнацаканян*, Докт. диссертация, Ереван, 1983.
5. *Р. Г. Габриелян, А. Р. Мкртчян, М. А. Мнацаканян, Х. В. Котанджян*, Изв. АН Арм.ССР, Физика, 22, № 4, 1987.
6. *В. М. Сербин*, Астрон. ж., 62, 272, 1985.