АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17 ФЕВРАЛЬ, 1981 ВЫПУСК 1

УДК 52—3/—7

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ, РАССЕЯННОГО НЕОДНОРОДНОЙ АТМОСФЕРОЙ

В. М. ЛОСКУТОВ, В. В. СОБОЛЕВ

Принята к печати 30 июня 1980

Рассматривается задача об определении интенсивности и степени поляризации излучения, выходящего из полубесконечной среды при внутренних источниках энергии. Предполагается, что в среде происходит рассеяние излучения по закону Рэлея и истинное поглощение. В предыдущей статье [19] эта задача была решена для случая, когда отношение коэффициента рассеяния к коэффициенту поглощения постоянно в среде. При этом использовались линейные интегральные уравнения, определяющие непосредственно интенсивности выходящего из среды излучения. Теперь эти уравнения обобщены на случай, когда упомянутое отношение зависит от оптической глубины. В результате решения уравнений найдена степень поляризации излучения, которая приводится в таблицах. Сделаны применения к определению степени поляризации излучения звезд.

1. *Введение.* Для некоторых астрофизических применений представляет интерес задача об определении степени поляризации излучения, выходящего из среды, рассеивающей излучение по закону Рэлея. Из астрофизических объектов к таким средам относятся, в частности, атмосферы горячих и холодных звезд. В первых из них рассеяние излучения происходит на свободных электронах, во вторых — на молекулах. Источники энергии в этих случаях находятся внутри среды. Другим важным случаем сред, рассеивающих излучение по закону Рэлея, являются планетные атмосферы, светящиеся под воздействием внешнего солнечного излучения.

Уравнения переноса поляризованного излучения при рэлеевском рассеянии были получены С. Чандрасекаром [1, 2] и В. В. Соболевым [3, 4]. Названные авторы решили эти уравнения как для случая освещения атмосферы внешними параллельными лучами (задача о диффузном отражении), так и для случая нахождения источников внутри атмосферы на бесконечно большой оптической глубине (проблема Милна). Упомянутые уравнения рассматривались затем также во многих других работах [5—19].

В нашей предыдущей статье [19] была решена задача об определении интенсивности поляризованного излучения, выходящего из полубесконечной атмосферы при внутренних источниках энергии. При этом принималось, что в атмосфере происходит как рассеяние, так и истинное поглощение излучения, а величина λ, представляющая собой отношение коэффициента рассеяния к сумме коэффициентов рассеяния и истинного поглощения, считалась постоянной в атмосфере. Для решения этой задачи использовались линейные интегральные уравнения, полученные ранее В. В. Соболевым [3, 4].

В данной статье рассматривается задача, отличающаяся от описанной выше тем, что величина λ считается зависящей от оптической глубины (и в этом смысле атмосфера называется неоднородной). Эта задача сводится к линейным интегральным уравнениям, обобщающим уравнения, использованные в предыдущей статье [19]. Такое обобщение для уравнений, определяющих интенсивности неполяризованного излучения, уже было сделано раньше (см., например, [20]).

При решении указанных уравнений мы считаем, что величина λ убывает с оптической глубиной по экспоненте. Поскольку предполагается, что источники энергии находятся внутри среды, то полученные результаты могут быть применены к звездным атмосферам. Аналогично может быть решена также задача об определении степени поляризации излучения, диффузно отраженного планетной атмосферой, но здесь мы на ней не будем останавливаться.

2. *Основные уравнения.* Будем считать, что в полубесконечной среде, состоящей из плоскопараллельных слоев, находятся источники энергии, излучательная способность которых зависит только от оптической глубины τ и от угла $\arccos \eta$ между направлением излучения и направлением внешней нормали к слоям. Тогда поле поляризованного излучения в среде будет характеризоваться двумя интенсивностями излучения: интенсивностью $I_l(\tau, \eta)$ с колебаниями в плоскости, проходящей через луч и нормаль к слоям, и инетнсивностью $I_r(\tau, \eta)$ с колебаниями перпендикулярно этой плоскости. Вместо величин I_l и I_r целесообразно ввести величины I и K, равные

$$I = I_l + I_r, \qquad K = I_r - I_l. \tag{1}$$

Величина I есть полная интенсивность излучения, а величина $p = K/I$ — степень поляризации излучения.

Согласно работам [1] и [3], в случае рассеяния по закону Рэлея интенсивности излучения $I(\tau, \eta)$ и $K(\tau, \eta)$ определяются из уравнений переноса излучения

$$\eta \frac{dI(\tau, \eta)}{d\tau} = I(\tau, \eta) - B(\tau, \eta), \tag{2}$$

$$\eta \frac{dK(\tau,\eta)}{d\tau} = K(\tau,\eta) - C(\tau,\eta), \tag{3}$$

в которых функции источников $B(\tau, \eta)$ и $C(\tau, \eta)$ даются формулами

$$\begin{aligned} B(\tau,\eta) = {} & \frac{\lambda(\tau)}{2} \int_{-1}^{1} I(\tau, \eta') \left| 1 + \frac{1}{2} P_2(\eta) P_2(\eta') \right| d\eta' + \\ & + \frac{3}{8} \lambda(\tau) P_2(\eta) \int_{-1}^{1} K(\tau,\eta')(1-\eta'^2)\, d\eta' + B_0(\tau, \eta), \end{aligned} \tag{4}$$

$$\begin{aligned} C(\tau,\eta) = {} & \frac{3}{8} \lambda(\tau)(1-\eta^2) \int_{-1}^{1} I(\tau,\eta') P_2(\eta')\, d\eta' + \\ & + \frac{9}{16} \lambda(\tau)(1-\eta)^2 \int_{-1}^{1} K(\tau, \eta')(1-\eta'^2)\, d\eta' + C_0(\tau, \eta). \end{aligned} \tag{5}$$

Здесь $B_0(\tau, \eta)$ и $C_0(\tau, \eta)$ — функции источников, обусловленные непосредственно источниками энергии, величина $\lambda(\tau)$ равна

$$\lambda(\tau) = \frac{\sigma(\tau)}{\sigma(\tau) + \varkappa(\tau)}, \tag{6}$$

где $\sigma(\tau)$ — коэффициент рассеяния и $\varkappa(\tau)$ — коэффициент истинного поглощения, $P_2(\eta)$ — второй полином Лежандра.

Так как нет излучения, падающего на среду извне, то к уравнениям (2)—(5) следует добавить граничные условия в виде

$$I(0, \eta) = 0, \quad K(0, \eta) = 0 \tag{7}$$

при $\eta < 0$.

Следует подчеркнуть, что все написанные выше соотношения относятся к определенной частоте. Зависимость входящих в них величин от частоты мы не отмечаем, но она подразумевается.

3. *Уравнения для интенсивностей излучения, выходящих из среды.* Уравнения (2)—(5) определяют интенсивности $I(\tau, \eta)$ и $K(\tau, \eta)$ на всех

оптических глубинах. Однако для практических применений особый интерес представляют интенсивности излучения, выходящего из среды, т. е величины $I(0, \eta)$ и $K(0, \eta)$. Ранее [3, 4] из уравнений (2)—(5) при $\lambda = \text{const}$ были получены уравнения, определяющие непосредственно эти величины. В нашей предыдущей статье [19] такие уравнения были решены для некоторых типов внутренних источников энергии.

Теперь мы получим уравнения, определяющие непосредственно величины $I(0, \eta)$ и $K(0, \eta)$ для среды, в которой величина λ зависит от оптической глубины. При этом для простоты будем считать, что λ дается формулой

$$\lambda(\tau) = \lambda_0 e^{-m\tau}, \tag{8}$$

где λ_0 и m — некоторые параметры.

В интересах простоты также допустим, что внутри среды находятся изотропные источники неполяризованного излучения, т. е.

$$B_0(\tau, \eta) = B_0(\tau), \quad C_0(\tau, \eta) = 0. \tag{9}$$

Действуя способом, предложенным в [3, 4], из уравнений (2)—(5) при учете (8) и (9) получаем следующие формулы для искомых величин $I(0, \eta)$ и $K(0, \eta)$:

$$I(0, \eta) = u_0(\eta) + P_2(\eta)\, u_2(\eta), \tag{10}$$

$$K(0, \eta) = \frac{3}{2}\,(1 - \eta^2)\, u_2(\eta), \tag{11}$$

в которых функции $u_0(\eta)$ и $u_2(\eta)$ определяются из уравнений

$$u_0(\eta) = \frac{\lambda_0}{2\cdot(1 + m\eta)}\left[\int_{-1}^{1} \frac{\eta' I(0, \eta') - \mu I(0, \mu)}{\eta' - \mu}\, d\eta' - 3\mu^2 u_2(\mu)\right] + I_0(\eta), \tag{12}$$

$$u_2(\eta) = \frac{\lambda_0}{4(1 + m\eta)}\left[\int_{-1}^{1} P_2(\eta')\, \frac{\eta' I(0, \eta') - \mu I(0, \mu)}{\eta' - \mu}\, d\eta' + \frac{9}{4}\int_{-1}^{1} (1 - \eta'^2)^2\, \frac{\eta' u_2(\eta') - \mu u_2(\mu)}{\eta' - \mu}\, d\eta'\right], \tag{13}$$

где

$$I_0(\eta) = \int_0^\infty B_0(\tau)\, e^{-\frac{\tau}{\eta}} \frac{d\tau}{\eta} \tag{14}$$

и

$$\gamma = \frac{\eta}{1 + m\eta}. \tag{15}$$

В согласии с граничными условиями (7), в уравнениях (12) и (13) надо считать, что $I(0, \eta') = 0$ и $u_2(\eta') = 0$ при $\eta' < 0$.

При $m = 0$, т. е. при $\lambda = \text{const}$, уравнения (12) и (13) переходят в уравнения, рассмотренные в нашей предыдущей статье [19].

Формулы (10) и (11) вместе с уравнениями (12) и (13) дают возможность определить полную интенсивность излучения, выходящего из среды под углом $\arccos \eta$ к нормали, и степень поляризации этого излучения. В работе [20] уже была найдена величина $I(0, \eta)$ без учета поляризации для случая, когда величина λ меняется с оптической глубиной. При этом зависимость λ и τ задавалась не простым выражением (8), а более общей формулой

$$\lambda(\tau) = \int_0^\infty L(m)\, e^{-m\tau}\, dm, \tag{16}$$

где $L(m)$ — произвольная функция от m. Очевидно, что уравнения (12) и (13) также легко обобщаются на случай зависимости λ от τ, даваемой формулой (16), но здесь мы не будем рассматривать этих обобщенных уравнений.

4. *Численные результаты*. Уравнения (12) и (13) могут быть легко решены численными методами. Предварительно должна быть задана функция $B_0(\tau)$, характеризующая распределение источников энергии в среде. Имея в виду возможные применения теории к звездным атмосферам, мы примем, что

$$B_0(\tau) = [1 - \lambda(\tau)]\, B_*(\tau), \tag{17}$$

где $B_*(\tau)$ — функция Планка для данной частоты (см., например, [20]).

Как часто делается, допустим, что функция $B_*(\tau)$ линейным образом зависит от оптической глубины. Тогда, учитывая (8), вместо (17) имеем

$$B_0(\tau) = (1 - \lambda_0 e^{-m\tau})(1 + a\tau), \tag{18}$$

где a — некоторый параметр. Подставляя (18) в (14), находим

$$I_0(\eta) = 1 + a\eta - \frac{\lambda_0}{1 + m\eta}\left(1 + \frac{a\eta}{1 + m\eta}\right). \tag{19}$$

После определения из уравнений (12) и (13) функций $u_0(\eta)$ и $u_2(\eta)$, а затем по формулам (10) и (11) интенсивностей $I(0, \eta)$ и $K(0, \eta)$, искомая степень поляризации находится по формуле

$$p(\eta) = \frac{K(0, \eta)}{I(0, \eta)}. \tag{20}$$

В рассматриваемом нами случае величина $p(\eta)$ зависит от трех параметров: λ_0, m и a.

В табл. 1—3 приведены результаты вычислений величины $p(\eta)$, выраженной в процентах. Каждая из таблиц относится к определенному значению параметра a, которые равны 0, 1 и ∞, и содержит значения величины $p(\eta)$ при разных λ_0 и m. Подробные таблицы этой величины при $m = 0$ даны в нашей статье [19].

Таблица 1

СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ $p_0(\eta)$ ПРИ $B_*(\tau) = 1$

λ_0	0.5			0.9			1.0		
η \ m	0	1	2	0	1	2	0	1	2
0	0.21	0.33	0.35	2.56	2.77	2.51	11.7	4.95	4.11
0.1	−1.04	−0.81	−0.69	−0.33	−0.38	−0.49	7.45	0.42	−0.10
0.2	−1.32	−0.94	−0.74	−1.26	−1.03	−0.88	5.41	−0.65	−0.73
0.3	−1.35	−0.89	−0.66	−1.64	−1.16	−0.88	4.04	−0.95	−0.81
0.4	−1.28	−0.79	−0.56	−1.74	−1.10	−0.79	3.03	−0.97	−0.75
0.5	−1.14	−0.66	−0.46	−1.66	−0.96	−0.66	2.25	−0.88	−0.64
0.6	−0.95	−0.53	−0.36	−1.47	−0.78	−0.52	1.63	−0.74	−0.51
0.7	−0.74	−0.40	−0.26	−1.18	−0.59	−0.39	1.11	−0.57	−0.38
0.8	−0.51	−0.26	−0.17	−0.84	−0.40	−0.25	0.68	−0.39	−0.25
0.9	−0.26	−0.13	−0.08	−0.44	−0.20	−0.13	0.32	−0.19	−0.13
1.0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

Значения функции $p(\eta)$ при указанных значениях a обозначены соответственно через $p_0(\eta)$, $p_1(\eta)$ и $p_\infty(\eta)$. Знание этих трех величин дает возможность определить величину $p(\eta)$ при любом a по формуле

$$p = \frac{p_0(p_\infty - p_1) + a\,p_\infty(p_1 - p_0)}{p_\infty - p_1 + a(p_1 - p_0)}, \tag{21}$$

вытекающей из того факта, что интенсивности $I(0, \eta)$ и $K(0, \eta)$ являются линейными функциями от a.

Таблица 2

СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ $p_1(\eta)$ ПРИ $B_0(\tau) = 1+\tau$

λ_0	0.5			0.9			1.0		
η \ m	0	1	2	0	1	2	0	1	2
0	3.18	3.14	3.11	8.66	7.96	7.63	11.7	9.90	9.33
0.1	1.63	1.46	1.33	5.15	3.95	3.36	7.45	4.98	4.11
0.2	1.06	0.90	0.80	3.60	2.47	2.00	5.41	3.11	2.44
0.3	0.72	0.61	0.52	2.61	1.66	1.31	4.04	2.09	1.59
0.4	0.51	0.42	0.36	1.91	1.15	0.89	3.03	1.45	1.09
0.5	0.36	0.29	0.25	1.38	0.80	0.62	2.25	1.01	0.75
0.6	0.25	0.20	0.17	0.98	0.55	0.42	1.63	0.70	0.51
0.7	0.16	0.13	0.11	0.66	0.36	0.28	1.11	0.46	0.34
0.8	0.10	0.08	0.07	0.40	0.22	0.16	0.68	0.27	0.20
0.9	0.04	0.04	0.03	0.18	0.10	0.07	0.32	0.12	0.09
1.0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

Таблица 3

СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ $p_\infty(\eta)$ ПРИ $B_0(\tau) = \tau$

λ_0	0,5			0.9			1.0		
η \ m	0	1	2	0	1	2	0	1	2
0	18.0	18.1	18.2	14.1	15.6	16.2	11.7	14.8	15.6
0.1	10.5	10.0	9.60	9.62	10.9	11.0	7.45	10.5	10.9
0.2	6.98	6.13	5.51	7.26	7.85	7.49	5.41	7.81	7.67
0.3	4.87	3.97	3.39	5.57	5.64	5.06	4.04	5.75	5.30
0.4	3.47	2.66	2.18	4.27	4.03	3.44	3.03	4.18	3.66
0.5	2.47	1.80	1.43	3.23	2.85	2.34	2.25	2.99	2.51
0.6	1.72	1.20	0.93	2.36	1.96	1.56	1.63	2.08	1.68
0.7	1.15	0.77	0.58	1.64	1.28	0.99	1.11	1.37	1.08
0.8	0.69	0.44	0.33	1.01	0.73	0.57	0.68	0.81	0.62
0.9	0.31	0.20	0.14	0.47	0.39	0.25	0.32	0.36	0.27
1.0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

Из табл. 1—3 видно, как меняется степень поляризации $p(\eta)$ с изменением параметров a, λ_0 и m. Особенно следует подчеркнуть сильную зависимость $p(\eta)$ от параметра a, т. е. от распределения источников излучения в среде.

5. *Приближенная формула для* $p(\eta)$. Вследствие малости величины $p(\eta)$ и ее сложной зависимости от функций $\lambda(\tau)$ и $B_0(\tau)$ необходимо, как правило, определять эту величину точными методами. Однако в том случае, когда значения функции $\lambda(\tau)$ малы, можно пытаться находить величину $p(\eta)$ приближенно, ограничиваясь лишь членами первого порядка относительно $\lambda(\tau)$.

Получим приближенное выражение для $p(\eta)$ в случае, когда $\lambda(\tau)$ дается формулой (8) и параметр λ_0 мал. Считая, что функция $B_0(\tau)$ представляется формулой (18), из соотношений (10)—(14) при малых λ_0 находим

$$I(0,\eta) = 1 + a\eta, \tag{22}$$

$$K(0,\eta) = \frac{3}{8}\frac{\lambda_0(1-\eta^2)}{1+m\eta}\left[\mu(1+a\mu)\int_0^1 P_2(\eta')\frac{d\eta'}{\mu+\eta'} + \frac{a}{8}\right]. \tag{23}$$

Подстановка (22) и (23) в (20) дает следующую приближенную формулу для величины $p(\eta)$:

$$p(\eta) = \lambda_0\frac{M(\eta) + aN(\eta)}{1+a\eta}, \tag{24}$$

где обозначено

$$M(\eta) = \frac{3}{8}\frac{1-\eta^2}{1+m\eta}\mu\left[P_2(\mu)\ln\frac{1+\mu}{\mu} + \frac{3}{2}\left(\frac{1}{2}-\mu\right)\right], \tag{25}$$

$$N(\eta) = \mu M(\eta) + \frac{3}{64}\frac{1-\eta^2}{1+m\eta}. \tag{26}$$

Значения величин $M(\eta)$ и $N(\eta)$ содержатся в табл. 4 при разных значениях параметра m.

Чтобы судить о степени точности формулы (24), можно сравнить значения величины $p(\eta)$, даваемые этой формулой, с точными значениями той же величины. Для сравнения в табл. 5 приведены как те, так и другие значения величины $p(\eta)$ при $\lambda = 0.5$, $m = 1$ и $a = 0$, 1, 2, 5.

Мы видим, что погрешность формулы (24), вообще говоря, не велика. При этом она должна убывать с уменьшением λ_0.

Однако при $a = 1$ относительная погрешность оказывается значительной. Объясняется это тем, что величины M и N имеют разные знаки и при a порядка 1 величина p является разностью близких друг к другу чисел. Велика также погрешность при $\eta = 0$. Эти случаи свидетельствуют о том, что приближенными формулами для определения степени поляризации следует пользоваться с осторожностью.

Таблица 4

ЗНАЧЕНИЯ ФУНКЦИЙ $M(\eta)$ И $N(\eta)$

η	$m=0$		$m=0.5$		$m=1$		$m=2$		$m=5$	
	M	N	M	N	M	N	M	N	M	N
0	0	4.69	0	4.69	0	4.69	0	4.69	0	4.69
0.1	−2.09	4.43	−1.96	4.23	−1.83	4.05	−1.63	3.73	−1.18	3.02
0.2	−2.44	4.01	−2.18	3.70	−1.96	3.42	−1.62	2.98	−1.01	2.15
0.3	−2.41	3.54	−2.08	3.17	−1.81	2.86	−1.43	2.40	−0.82	1.61
0.4	−2.21	3.05	−1.86	2.66	−1.58	2.36	−1.20	1.92	−0.65	1.23
0.5	−1.93	2.55	−1.58	2.18	−1.33	1.90	−0.98	4.51	−0.51	0.93
0.6	−1.60	2.04	−1.28	1.72	−1.06	1.48	−0.77	1.16	−0.38	0.69
0.7	−1.22	1.53	−0.97	1.27	−0.79	1.08	−0.56	0.83	−0.27	0.49
0.8	−0.83	1.02	−0.65	0.84	−0.52	0.71	−0.38	0.54	−0.18	0.31
0.9	−0.42	0.51	−0.32	0.41	−0.26	0.35	−0.18	0.26	−0.08	0.15
1.0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

Таблица 5

ТОЧНЫЕ И ПРИБЛИЖЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ СТЕПЕНИ ПОЛЯРИЗАЦИИ $p(\eta)$ ПРИ λ_0 0.5 И $m=1$

a	0		1		2		5	
λ	Точн.	Прибл.	Точн.	Прибл.	Точн.	Прибл.	Точн.	Прибл.
0	0.33	0	3.14	2.34	5.17	4.69	8.92	11.72
0.1	−0.81	−0.92	1.46	1.01	2.94	2.61	5.36	6.14
0.2	−0.94	−0.98	0.90	0.61	1.98	1.74	3.57	3.79
0.3	−0.89	−0.91	0.61	0.40	1.39	1.22	2.46	2.50
0.4	−0.79	−0.79	0.42	0.28	1.00	0.87	1.73	1.70
0.5	−0.66	−0.66	0.29	0.19	0.71	0.62	1.21	1.17
0.6	−0.53	−0.53	0.20	0.13	0.50	0.43	0.83	0.79
0.7	−0.40	−0.39	0.13	0.09	0.33	0.29	0.54	0.51
0.8	−0.26	−0.26	0.08	0.05	0.20	0.17	0.32	0.30
0.9	−0.13	−0.13	0.04	0.02	0.09	0,08	0.15	0.13
1.0	0	0	0	0	0	0	0	0

6. *Применение к звездным атмосферам.* Полученные выше результаты можно использовать для определения степени поляризации излучения звезд. В этом случае величина $p(\eta)$ означает степень поляризации излучения, идущего от места на диске звезды, находящегося на угловом расстоянии $\arccos \eta$ от центра диска.

Для определения величины $p(\eta)$ надо задать величины λ и B_0 в зависимости от оптической глубины τ в данной частоте. Функции $\lambda(\tau)$ и $B_0(\tau)$ могут быть найдены из расчетов моделей звездных атмосфер. Поскольку величина $\lambda(\tau)$ убывает с оптической глубиной τ, то ее можно аппроксимировать формулой (8), а планковскую интенсивность $B_*(\tau)$, как это часто делается, можно представить линейной функцией от τ, т. е. задать величину $B_0(\tau)$ формулой (18). Это позволяет находить величину $p(\eta)$ с помощью табл. 1—3 или по приближенной формуле (24).

Приведем два примера определения степени поляризации света звезды.

1) В атмосферах горячих звезд (спектральных классов O и B) значительную роль в переносе излучения играет рассеяние на свободных электронах. Расчеты моделей атмосфер показывают (см., например, [21—23]), что величина λ убывает с ростом τ сначала быстро, а затем более медленно. Что же касается планковской интенсивности B_*, то она с ростом τ медленно возрастает, так что для параметра a в формуле (18) следует брать значения порядка нескольких десятых.

Таблица 6

СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЗВЕЗД

η	Горячие звезды		Холодные звезды	
	A	B	C	D
0	1.28	3.85	13.6	12.0
0.1	0.01	0.96	9.20	7.60
0.2	−0.19	0.33	6.76	5.32
0.3	−0.22	0.10	5.03	3.78
0.4	−0.20	0.01	3.72	2.70
0.5	−0.17	−0.03	2.72	1.91
0.6	−0.14	−0.04	1.93	1.33
0.7	−0.10	−0.04	1.30	0.88
0.8	−0.06	−0.03	0.78	0.52
0.9	−0.03	−0.02	0.36	0.24
1.0	0	0	0	0

В табл. 6 приведены значения степени поляризации излучения, найденные для случаев: A) $\lambda_0 = 0.5$, $m = 2$, $a = 0.3$ и B) $\lambda_0 = 0.8$, $m = 2$, $a = 0.4$. Эти случаи примерно соответствуют условиям в атмосферах горячих звезд.

Из таблицы видно, что степень поляризации p с изменением η меняет знак. Такой ход величины p был первоначально найден в работе Д. И. Нагирнера [8].

2) В атмосферах холодных звезд поляризация вызывается рассеянием света на молекулах. Согласно расчетам моделей атмосфер звезд типа M (см., например, [24, 25]), величина λ убывает с ростом τ более медленно, чем в атмосферах горячих звезд, а для параметра a в формуле (18) должны быть взяты значения порядка нескольких единиц.

В соответствии с этим в виде примера для холодных звезд были вычислены значения степени поляризации света для случаев: C) $\lambda_0 = 0.9$, $m = 0.5$, $a = 9$; D) $\lambda_0 = 0.8$, $m = 1$, $a = 5$. Эти значения содержатся в двух последних столбцах табл. 6, из которых видно, что величина $p(\eta)$ всегда остается положительной.

Следует отметить, что для определения степени поляризации света звезд путем решения уравнений (12) и (13) нет необходимости задавать величину $B_*(\tau)$ в виде линейной функции от τ. Эти уравнения также легко решаются при любой зависимости B_* от τ. Сложнее обстоит дело с функцией $\lambda(\tau)$, аппроксимация которой формулой (8) не может считаться достаточно удовлетворительной. Для представления этой функции более подходит выражение, полученное в статье [20]. Это выражение, справедливое для разных частот, является частным случаем формулы (16).

7. *Заключительные замечания.* Результаты определения степени поляризации, полученные как в данной статье, так и в предыдущей [19], могут быть применены не только к звездным атмосферам, но и к другим астрофизическим объектам (в частности, к рентгеновским источникам). Уравнения (12) и (13), служащие для определения степени поляризации, могут быть также обобщены на среду конечной оптической толщины. Реализацией этих возможностей мы займемся позднее.

Ленинградский государственный
университет

POLARIZATION OF RADIATION SCATTERED BY AN INHOMOGENEOUS ATMOSPHERE

V. M. LOSKUTOV, V. V. SOBOLEV

The problem of determination of intensity and degree of polarization of light emerging from the semiinfinite medium with internal sources is considered. Nonconservative Rayleigh scattering is assumed. In the preceding paper [19] this problem was solved under the assumption that the ratio of scattering to absorption does not vary with optical depth. The emergent intensities were found using the linear integral equations. In the present paper these equations are generalized to include,

the case when this ratio varies with depth. The degree of polarization of the emergent radiation has been calculated using these equations. The results which are presented in the tables are used to determine the degree of polarization of stellar radiation.

ЛИТЕРАТУРА

1. *S. Chandrasekhar*, Ap. J., 103, 351, 1946; 104, 110, 1946. 105, 424, 1947.
2. *S. Chandrasekhar*, Radiat. Transfer, Oxford, 1950, (русск. пер. С. Чандрасекар, Перенос лучистой энергии, ИЛ., М., 1953).
3. *В. В. Соболев*, Уч. зап. ЛГУ, № 116, 1949.
4. *В. В. Соболев*, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. Гостехиздат, М., 1956.
5. *A. D. Code*, Ap. J., 112, 22, 1950.
6. *H. D. Horak*, Ap. J., 119, 640, 1954.
7. *K. L. Coulson, J. V. Dave, Z. Sekera*, Tables Related to Radiation Emerging from a Planetary Atmosphere with Rayleigh Scattering, Univ. California Press, Berkeley, 1960.
8. *Д. И. Нагирнер*, Труды АО ЛГУ, 19, 79, 1962.
9. *J. P. Harrington*, Astrophys. Lett., 3, 165, 1969.
10. *G. W. Collins II*, Ap. J., 159, 583, 1970.
11. *T. W. Schnatz, C. E. Siewert*, J. Math. Phys., 11, 2733, 1970.
12. *T. W. Schnatz, C. E. Siewert*, M. N., 152, 491, 1971.
13. *G. R. Bond, C. E. Siewert*, Ap. J., 164, 97, 1971.
14. *М. Г. Кузьмина*, Препринт ИПМ, № 61, 1971.
15. *Х. Домке*, Астрон. ж., 50, 126, 1973.
16. *S. Ueno*, Astrophys. Space Sci., 30, 27, 1974.
17. *J. B. Kumer*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 14, 1965, 1974.
18. *H. Domke*, Astron. Nachr., 298, 57, 1977.
19. *В. М. Лоскутов, В. В. Соболев*, Астрофизика, 15, 241, 1979.
20. *В. В. Соболев*, Астрофизика, 14, 383, 1978.
21. *D. Mihalas*, Ap. J. Suppl. ser., 9, 321, 1965.
22. *S. E. Strom, E. H. Avrett*, Ap. J., Suppl. ser., 12, 1, 1965.
23. *R. L. Kurucz*, Ap. J. Suppl. ser., 40, 1, 1979.
24. *O. Gingerich, D. W. Lathman, J. Linsky, S. S. Kumar*, Colloquium on Late-Type-Stars, 291, 1966.
25. *M. T. Sanford II, T. A. Pauls*, Ap. J., 179, 875, 1973.