АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11 АВГУСТ, 1975 ВЫПУСК 3

К ТЕОРИИ РАССЕИВАЮЩИХ ФОТОСФЕР

В. В. СОБОЛЕВ

Поступила 2 июля 1975

Рассматривается проблема определения спектра звезды, в фотосфере которой, наряду с истинным поглощением, происходит также рассеяние излучения. При этом считается, что отношение коэффициента истинного поглощения к коэффициенту рассеяния зависит от глубины. Интенсивность излучения, выходящего из фотосферы выражена через функцию $\varphi(\eta, 1)$, введенную ранее [3, 5] при решении задачи о диффузном отражении света неоднородной средой. Специально рассмотрен случай, когда альбедо однократного рассеяния экспоненциально убывает с оптической глубиной. Для этого случая даны таблицы вспомогательных величин, через которые выражается искомая интенсивность излучения. Результаты могут быть применены к фотосферам горячих и холодных звезд, в которых рассеяние производится свободными электронами и молекулами соответственно.

В звездных фотосферах, кроме испускания и поглощения излучения, происходит также его рассеяние. В фотосферах горячих звезд рассеяние производится свободными электронами, в фотосферах холодных звезд — молекулами.

Для решения проблемы образования непрерывных спектров звезд с рассеивающими фотосферами был разработан ряд методов (см., напр. [1]). В настоящей статье предлагается новый способ решения этой проблемы, основанный на ее связи с задачей о диффузном отражении света фотосферой.

Характерная черта рассеивающих фотосфер состоит в том, что они представляют собой неоднородные среды, в которых вероятность выживания фотона при рассеянии зависит от оптической глубины. Полученные в статье результаты могут быть применены и ко многим другим неоднородным средам, обладающим подобными свойствами.

В качестве возможных астрофизических применений теории, кроме звездных фотосфер, можно указать протяженные атмосферы звезд типа Вольфа-Райе, оболочки сверхновых звезд и рентгеновские источники.

Основные уравнения. Пусть фотосфера состоит из плоскопараллельных слоев и $I_\nu(r, \vartheta)$ — интенсивность излучения частоты ν, идущего на расстоянии r от центра звезды под углом ϑ к радиусу-вектору. Как известно, величина $I_\nu(r, \vartheta)$ определяется следующим уравнением переноса излучения

$$\cos\vartheta \frac{dI_\nu}{dr} = -(\varkappa_\nu + \sigma_\nu) I_\nu + \sigma_\nu \int I_\nu \frac{d\omega}{4\pi} + \varkappa_\nu B_\nu(T), \tag{1}$$

где $\varkappa_\nu$ — коэффициент истинного поглощения, σ_ν — коэффициент рассеяния и $B_\nu(T)$ — планковская интенсивность излучения при температуре T. Зависимость T от r считается известной из модели фотосферы (построенной при учете непрозрачности, обусловленной как истинным поглощением, так и рассеянием). Интегрирование в (1) ведется по всем направлениям.

Уравнение (1) можно переписать в виде

$$\cos\vartheta \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = I_\nu - \lambda_\nu \int I_\nu \frac{d\omega}{4\pi} - (1 - \lambda_\nu) B_\nu(T), \tag{2}$$

где τ_ν — оптическая глубина в частоте ν, т. е.

$$\tau_\nu = \int_r^\infty (\varkappa_\nu + \sigma_\nu)\, dr, \tag{3}$$

и λ_ν — вероятность выживания фотона при рассеянии, равная

$$\lambda_\nu = \frac{\sigma_\nu}{\varkappa_\nu + \sigma_\nu}. \tag{4}$$

Поскольку величина λ_ν для разных частот различна, то влияние рассеяния на спектр звезды оказывается весьма сложным. В простейшем случае однородной фотосферы (т. е. когда λ_ν не зависит от глубины) это влияние было исследовано С. Г. Слюсаревым [2] в приближении Эддингтона. Здесь мы, как уже сказано, будем считать, что λ_ν зависит от глубины, причем решим задачу точно.

Заметим, что обычно в фотосферах величина λ_ν убывает с глубиной. Например, в случае, когда рассеяние производится свободными электронами, коэффициент рассеяния пропорционален плотности, в то время как коэффициент истинного поглощения пропорционален квадрату плотности, а плотность с глубиной растет.

В дальнейшем для упрощения записи зависимость всех величин от частоты ν мы отмечать не будем, хотя она всегда будет подразумеваться.

Вместо уравнения (2) можно написать интегральное уравнение для функции источников $S(\tau)$, равной

$$S(\tau) = \lambda(\tau) \int I \frac{d\omega}{4\pi} + [1 - \lambda(\tau)] B(T). \tag{4}$$

Это уравнение имеет вид

$$S(\tau) = \frac{\lambda(\tau)}{2} \int_0^\infty E_1(|\tau - t|) S(t)\, dt + [1 - \lambda(\tau)] B(\tau). \tag{5}$$

Если функция $S(\tau)$ найдена, то интенсивность излучения, выходящего из фотосферы под углом $\arccos \eta$ к нормали, дается формулой

$$I(\eta) = \int_0^\infty S(\tau) e^{-\frac{\tau}{\eta}} \frac{d\tau}{\eta}, \tag{6}$$

а для потока выходящего излучения имеем

$$H = 2\pi \int_0^1 I(\eta)\, \eta\, d\eta. \tag{7}$$

Так как нас интересует лишь распределение энергии в спектре звезды то наша задача будет состоять в нахождении величин $I(\eta)$ и H.

Связь между двумя задачами. Кроме сформулированной выше задачи, рассмотрим также задачу о диффузном отражении света фотосферой. Пусть фотосфера освещена параллельными лучами, падающими под углом $\arccos \zeta$ к нормали и создающими освещенность перпендикулярной к ним площади, равную πF. В этом случае для определения функции источников $\bar{S}(\tau, \zeta)$ служит уравнение

$$\bar{S}(\tau, \zeta) = \frac{\lambda(\tau)}{2} \int_0^\infty E_1(|\tau - t|) \bar{S}(t, \zeta)\, dt + \frac{\lambda(\tau)}{4} F e^{-\frac{\tau}{\zeta}}, \tag{8}$$

а коэффициент отражения дается формулой

$$p(\eta, \zeta) = \frac{1}{F}\int_0^\infty \bar{S}(\tau, \zeta)\, e^{-\frac{\tau}{\eta}}\, \frac{d\tau}{\eta\zeta}. \tag{9}$$

Для нас важно то, что интенсивность излучения, выходящего из фотосферы при расположенных в ней источниках энергии (т. е. величина $I(\eta)$, определенная формулой (6)), может быть выражена через функцию $\bar{S}(\tau, \zeta)$. Чтобы получить это выражение, умножим уравнение (8) на $S(\tau)/\lambda(\tau)$ и проинтегрируем его по τ от 0 до ∞. Пользуясь уравнением (5) и формулой (6), находим

$$I(\eta) = \frac{4}{F}\int_0^\infty \frac{1-\lambda(\tau)}{\lambda(\tau)}\, B(T)\, \bar{S}(\tau, \eta)\, \frac{d\tau}{\eta}. \tag{10}$$

Таким образом, для определения интенсивности излучения $I(\eta)$ по формуле (10) при любой зависимости T от τ достаточно знать лишь одну функцию $\bar{S}(\tau, \zeta)$. Возможно, что в некоторых случаях нахождение $I(\eta)$ по формуле (10) проще, чем по формуле (6).

Если обозначить $[1-\lambda(\tau)]\,B(\tau) = g(\tau)$ и $\bar{S}(\tau, \eta) = \pi F p(\tau, \eta)$, то вместо (10) имеем

$$I(\eta) = 4\pi\int_0^\infty \frac{g(\tau)}{\lambda(\tau)}\, p(\tau, \eta)\, \frac{d\tau}{\eta}. \tag{11}$$

Эта формула уже была написана ранее [3] при рассмотрении переноса излучения в неоднородной среде. Она имеет простой физический смысл, так как величина $p(\tau, \eta)\, d\omega$ представляет собой вероятность того, что фотон, поглощенный на оптической глубине τ, выйдет из среды под углом $\arccos \eta$ к нормали внутри телесного угла $d\omega$ (вообще говоря, после многократных рассеяний).

Как следует из соотношений (7), (8) и (10), для определения потока излучения, выходящего из фотосферы, может быть использована формула

$$H = 2\pi\int_0^\infty \frac{1-\lambda(\tau)}{\lambda(\tau)}\, B(T)\, S_0(\tau)\, d\tau, \tag{12}$$

где функция $S_0(\tau)$ определяется уравнением

$$S_0(\tau) = \frac{\lambda(\tau)}{2}\int_0^\infty E_1(|\tau - t|)\, S_0(t)\, dt + \lambda(\tau)\, E_2(\tau). \tag{13}$$

Представляет интерес получение выражения для величины $I(\eta)$ не через функцию $\bar{S}(\tau, \zeta)$, а непосредственно через коэффициент отражения $\rho(\eta, \zeta)$. Такие выражения легко найти при простейших зависимостях функции $B(T)$ от оптической глубины τ. Примем, как это часто делается, что

$$B(T) = B(T_0)(1 + \beta\tau), \tag{14}$$

где T_0 — поверхностная температура звезды и β — некоторый параметр.

Умножая уравнение (8) на $(1 + \beta\tau)/\lambda(\tau)$, интегрируя по τ от 0 до ∞ и пользуясь формулами (9) и (10), после небольших преобразований находим

$$I(\eta) = B(T_0)[1 - A(\eta) + \beta A_1(\eta)], \tag{15}$$

где обозначено

$$A(\eta) = 2\int_0^1 \rho(\eta, \zeta)\, \zeta\, d\zeta, \tag{16}$$

$$A_1(\eta) = \eta + 2\int_0^1 \rho(\eta, \zeta)\, \zeta^2\, d\zeta. \tag{17}$$

Заметим, что величина $A(\eta)$ есть альбедо фотосферы, освещенной параллельными лучами, падающими под углом $\arccos \eta$ к нормали, а величина $1 - A(\eta)$ — поглощающая способность фотосферы.

В случае изотермической фотосферы (т. е. когда $\beta = 0$) формула (15) принимает вид

$$\frac{I(\eta)}{1 - A(\eta)} = B(T_0). \tag{18}$$

Она означает, что отношение интенсивности излучения, выходящего из изотермической фотосферы, к поглощательной способности фотосферы при освещении ее параллельными лучами, идущими в обратном направлении, равна планковской интенсивности излучения при температуре T_0. Это — частный случай более общего закона Кирхгофа для рассеивающих сред [4].

Подставляя (15) в (17), получаем следующее выражение для потока излучения, выходящего из фотосферы:

$$H = \pi B(T_0)(C + \beta D), \tag{19}$$

где

$$C = 1 - 2 \int_0^1 A(\eta)\,\eta\,d\eta, \tag{20}$$

$$D = \frac{2}{3} + 2 \int_0^1 A(\eta)\,\eta^2\,d\eta. \tag{21}$$

Таким образом, в том случае, когда функция $B(T)$ дается формулой (14), искомые величины $I(\eta)$ и H определяются формулами (15) и (19).

Использование функции $\varphi(\eta, \tau)$. Для определения величин $I(\eta)$ и H по формулам (15) и (19) надо найти величины $A(\eta)$ и $A_1(\eta)$, выражающиеся через коэффициент отражения $\rho(\eta, \zeta)$. Способ для определения коэффициента отражения неоднородной среды (в которой λ зависит от τ) был дан в работах автора [3] и Беллмана и Калаба [5].

В этих работах показано, что величина $\rho(\eta, \zeta)$ выражается через вспомогательную функцию $\varphi(\eta, \tau)$ при помощи формулы

$$\rho(\eta, \zeta) = \frac{1}{4} \int_0^\infty \lambda(\tau)\,\varphi(\eta, \tau)\,\varphi(\zeta, \tau)\,e^{-\tau\left(\frac{1}{\eta} + \frac{1}{\zeta}\right)} \frac{d\tau}{\eta\zeta}, \tag{22}$$

а функция $\varphi(\eta, \tau)$ определяется уравнением

$$\varphi(\eta, \tau) = 1 + \frac{1}{2} \int_0^1 \frac{d\zeta}{\zeta} \int_\tau^\infty \lambda(t)\,\varphi(\eta, t)\,\varphi(\zeta, t)\,e^{-(t-\tau)\left(\frac{1}{\eta} + \frac{1}{\zeta}\right)}\,dt \tag{23}$$

При $\lambda = \text{const}$ функция $\varphi(\eta, t)$ переходит в функцию $\varphi(\eta)$, введенную впервые В. А. Амбарцумяном [6] и затем хорошо изученную.

Следует отметить, что знание функции $\varphi(\eta, \tau)$ позволяет определить коэффициент отражения не только для данной полубесконечной среды, но и для любой другой среды, которая получается из данной отбрасыванием верхнего слоя произвольной оптической толщины τ_0. Для этого достаточно в формуле (22) положить $\lambda = 0$ в интервале от 0 до τ_0 и внести множитель

$$e^{\tau_0\left(\frac{1}{\eta} + \frac{1}{\zeta}\right)}$$

с целью исключения истинного поглощения в указанном слое.

Подстановка (22) в (19) и (17) приводит к формулам, выражающим величины $A(\eta)$ и $A_1(\eta)$ через функцию $\varphi(\eta, \tau)$. Однако можно получить и другие выражения для этих величин через ту же функцию

Умножая (23) на $e^{-\frac{\tau}{\eta}}$ и интегрируя по τ от 0 до ∞, находим

$$A(\eta) = 1 - \int_0^\infty \varphi(\eta, \tau) \left[1 - \frac{\lambda(\tau)}{2} a_0(\tau) \right] e^{-\frac{\tau}{\eta}} \frac{d\tau}{\eta}, \tag{24}$$

где использовано обозначение

$$a_k(\tau) = \int_0^1 \varphi(\zeta, \tau) \zeta^k d\zeta. \tag{25}$$

Умножение (23) на $\tau e^{-\frac{\tau}{\eta}}$ и интегрирование по τ от 0 до ∞ дает

$$A_1(\eta) = \int_0^\infty \varphi(\eta, \tau) \left[\tau - \frac{\lambda(\tau)}{2} \tau a_0(\tau) + \frac{\lambda(\tau)}{2} a_1(\tau) \right] e^{-\frac{\tau}{\eta}} \frac{d\tau}{\eta}. \tag{26}$$

Таким образом, функция $\varphi(\eta, \tau)$, введенная ранее при решении задачи о диффузном отражении света неоднородной средой, может также служить для определения интенсивности излучения, выходящего из той же среды при различных источниках энергии. В частности, такой средой может быть звездная фотосфера.

Нахождение функции $\varphi(\eta, \tau)$. Уравнение (23), определяющее функцию $\varphi(\eta, \tau)$ может быть без труда решено численными методами при произвольной зависимости λ от τ. Однако представляет интерес и получение аналитических выражений для этой функции в различных частных случаях.

Поскольку в фотосфере, как уже говорилось выше, величина λ убывает с ростом τ, то мы примем

$$\lambda = \lambda_0 e^{-m\tau}, \tag{27}$$

где λ_0 и m — некоторые параметры.

Легко убедиться, что в данном случае функция $\varphi(\eta, \tau)$ представляется в виде

$$\varphi(\eta, \tau) = \sum_{k=0}^\infty \varphi_k(\eta) e^{-km\tau}, \tag{28}$$

где

$$\varphi_k(\eta) = 2\eta \int_0^1 \psi_k(\eta, \zeta) d\zeta \tag{29}$$

и

$$\rho_k(\eta, \zeta) = \frac{\lambda_0}{4} \frac{\sum\limits_{l=0}^{k-1} \varphi_l(\eta)\,\varphi_{k-1-l}(\zeta)}{\eta + \zeta + km\eta\zeta}, \tag{30}$$

а для коэффициента отражения имеем

$$\rho(\eta, \zeta) = \sum_{k=1}^{\infty} \rho_k(\eta, \zeta). \tag{31}$$

При подстановке (30) в (29) получается рекуррентная формула для определения функций $\varphi_k(\eta)$, причем $\varphi_0(\eta) = 1$.

Из соотношений (29) и (30) видно, что значения функций $\varphi_k(\eta)$ и $\rho_k(\eta, \zeta)$ при произвольном λ_0 равны значениям этих функций при $\lambda_0 = 1$, умноженным на λ_0^k. Поэтому при заданном m достаточно вычислить функции $\varphi_k(\eta)$ лишь для случая $\lambda_0 = 1$.

Таблицы вспомогательных величин. Выше было показано, что интенсивность излучения, покидающего фотосферу под углом arc cos η к нормали, т. е. величина $I(\eta)$, дается формулой (15), а входящие в нее вспомогательные величины $A(\eta)$ и $A_1(\eta)$ выражаются через функцию $\varphi(\eta, \tau)$ при помощи формул (24) и (25).

Функция $\varphi(\eta, \tau)$ была вычислена по формулам предыдущего раздела для случая, когда $\lambda(\tau)$ дается формулой (27). Это позволило вычислить величины $A(\eta)$ и $A_1(\eta)$. В таблицах 1 и 2 содержатся значения этих величин при $\lambda_0 = 1$ и разных m

Таблица 1

ВЕЛИЧИНА $A(\eta)$ ПРИ $\lambda_0 = 1$

η \ m	0	0.1	0.2	0.5	1	2	5	10
0	1	0.793	0.757	0.706	0.667	0.628	0.584	0.557
0.1	1	0.731	0.682	0.602	0.531	0.451	0.333	0.242
0.2	1	0.686	0.624	0.527	0.443	0.353	0.234	0.155
0.3	1	6.644	0.574	0.468	0.380	0.290	0.181	0.114
0.4	1	0.606	0.532	0.421	0.333	0.237	0.147	0.090
0.5	1	0.573	0.494	0.382	0.296	0.214	0.124	0.075
0.6	1	0.542	0.462	0.350	0.267	0.190	0.107	0.064
0.7	1	0.514	0.433	0.323	0.242	0.170	0.095	0.056
0.8	1	0.489	0.408	0.300	0.222	0.154	0.044	0.049
0.9	1	0.466	0.385	0.279	0.205	0.141	0.076	0.044
1.0	1	0.145	0.365	0.261	0.191	0.130	0.070	0.040

Таблица 2

ВЕЛИЧИНА $A_1(\eta)$ ПРИ $\tau_0 = 1$

λ_0 \ m	0	0.1	0.2	0.5	1	2	5	10
0	0.577	0.432	0.408	0.374	0.348	0.324	0.297	0.281
0.1	0.720	0.534	0.500	0.447	0.402	0.353	0.283	0.231
0.2	0.837	0.618	0.576	0.313	0.459	0.403	0.331	0.285
0.3	0.948	0.699	0.652	0.582	0.526	0.469	0.402	0.363
0.4	1.056	0.781	0.730	0.657	0.599	0.545	0.483	0.450
0.5	1.162	0.862	0.809	0.735	0.678	0.626	0.571	0.541
0.6	1.267	0.945	0.891	0.816	0.761	0.712	0.661	0.635
0.7	1.371	1.030	0.974	0.900	0.847	0.801	0.754	0.731
0.8	1.474	1.115	1.059	0.986	0.936	0.892	0.848	0.827
0.9	1.577	1.201	1.146	1.074	1.025	0.984	0.844	0.925
1.0	1.679	1.288	1.234	1.164	1.127	1.077	1.040	1.022

Для потока излучения, выходящего из фотосферы, выше была получена формула (19), в которой величины C и D выражаются через функцию $A(\eta)$ при помощи формул (20) и (21). В таблицах 3 и 4 приведены значения этих величин, вычисленные по указанным формулам при разных λ_0 и m.

Таблица 3

ЗНАЧЕНИЯ ВЕЛИЧИНЫ C

λ_0 \ m	0	0.1	0.2	0.5	1	2	5	10
0	1.000	1.000	1.000	1.000	1.001	1.000	1.000	1.000
0.50	0.853	0.861	0.867	0.883	0.900	0.921	0.950	0.968
0.60	0.805	0.817	0.828	0.850	0.874	0.002	0.938	0.961
0.70	0.743	0.764	0.780	0.812	0.845	0.881	0.927	0.954
0.80	0.658	0.696	0.721	0.768	0.812	0.859	0.914	0.946
0.90	0.562	0.604	0.646	0.717	0.776	0.834	0.901	0.939
0.95	0.403	0.543	0.600	0.687	0.756	0.821	0.895	0.935
1.00	0	0.568	0.546	0.654	0.734	0.808	0.888	0.931

Применение формул (15) и (19) и таблиц 1 — 4 дает возможность весьма просто определить искомые величины $I(\eta)$ и H. Подчеркнем, что эти формулы получены при предположении о представлении планковской интенсивности излучения в фотосфере выражением (14), а таблицы — при допущении об экспоненциальном убывании величины $\lambda(\tau)$ с оптической глубиной.

Таблица 4

ЗНАЧЕНИЯ ВЕЛИЧИНЫ D

λ_0 \ m	0	0.1	0.2	0.5	1	2	5	10
0	0.667	0.667	0.067	0.667	0.667	0.667	0.667	0.667
0.50	0.758	0.748	0.747	0.738	0.727	0.713	0.695	0.684
0.60	0.788	0.774	0.771	0.758	0.742	0.724	0.702	0.688
0.70	0.828	0.807	0.801	0.781	0.760	0.737	0.708	0.692
0.80	0.883	0.842	0.833	0.808	0.777	0.750	0.715	0.696
0.90	0.973	0.907	0.885	0.840	0.802	0.764	0.723	0.700
0.95	1.050	0.946	0.914	0.859	0.814	0.772	0.725	0.702
1.00	1.333	0.994	0.949	0.879	0.827	0.780	0.730	0.705

Влияние рассеяния на спектр. Входящие в формулы (15) и (19) величины $B(T_0)$ и β являются функциями частоты ν. Величины $A(\tau_i)$, $A_1(\tau_i)$, C и D также зависят от частоты, поскольку от нее зависит величина $\lambda(\tau)$ (или параметры λ_0 и m, если $\lambda(\tau)$ дается выражением (27)). Величины $I(\tau_i)$ и H, вычисленные для разных частот, характеризуют соответственно распределение яркости по диску звезды в разных лучах и распределение энергии в спектре звезды.

Вычисление величины $I(\tau_i)$ и H по формулам (15) и (19) с помощью таблиц 1—4 учитывает рассеяние излучения в фотосфере. Если рассеяние отсутствует, то мы, очевидно, имеем

$$I(\tau_i) = B(T_0)(1+\beta\tau_i), \tag{32}$$

$$H = \pi B(T_0)\left(1+\frac{2}{3}\beta\right). \tag{33}$$

В данном случае $A(\tau_i)=0$, $A_1(\tau_i)=\tau_i$, $C=I$, $D=2/3$. Эти предельные значения достигаются при $\lambda_0=0$ или при $m=\infty$, если $\lambda(\tau)$ представляется формулой (27).

Физический смысл влияния рассеяния на спектр состоит в том, что вследствие рассеяния увеличивается путь фотона в среде и, следовательно, возрастает вероятность истинного поглощения. Поскольку отношение коэффициента рассеяния к коэффициенту истинного поглощения для разных частот различно, то появление рассеяния приводит к изменению относительного распределения энергии в спектре.

Наиболее просто выясняется влияние рассеяния на спектр звезды при $\lambda=\mathrm{const}$. В данном случае функция $\varphi(\tau_i,\tau)$ превращается в функцию $\varphi(\tau_i)$ и мы получаем

$$I(\eta) = B(T_0)\varphi(\eta)\left[\sqrt{1-\lambda} + \beta\left(\eta\sqrt{1-\lambda} + \frac{\lambda}{2}\alpha_1\right)\right], \tag{34}$$

$$H = 2\pi B(T_0)\left[\alpha_1\sqrt{1-\lambda} + \beta\left(\alpha_2\sqrt{1-\lambda} + \frac{\lambda}{2}\alpha_1^2\right)\right], \tag{35}$$

где α_1 и α_2 — первый и второй моменты функции $\varphi(\eta)$ соответственно.

В случае изотермической фотосферы (т. е. при $\beta = 0$) из формул (34) и (35) следует

$$I(\eta) = B(T_0)\varphi(\eta)\sqrt{\frac{\varkappa}{\sigma+\varkappa}}, \tag{36}$$

$$H = 2\pi B(T_0)\alpha_1\sqrt{\frac{\varkappa}{\sigma+\varkappa}}, \tag{37}$$

где использована формула (4).

Однако в реальных фотосферах величина λ сильно зависит от оптической глубины τ. В настоящей статье это обстоятельство и принималось во внимание при определении интенсивности излучения, выходящего из фотосферы.

Применение изложенных выше результатов к различным астрофизическим объектам будет сделано позднее.

Автор выражает благодарность В. М. Лоскутову за вычисления, выполненные для этой статьи.

ON THE THEORY OF SCATTERING PHOTOSPHERES

V. V. SOBOLEV

The problem is considered of the determination of spectrum of a star in the photosphere of which together with the true absorption scattering of radiation is important. The ratio of the coefficient of true absorption to that of scattering is assumed to depend on depth. The intensity of radiation emerging from the photosphere is expressed in terms of the function $\varphi(\eta, \tau)$ introduced earlier [3, 5] in solving the problem of diffuse reflection of light from inhomogeneous atmosphere. Special consideration is given to the case of single scattering albedo exponentially decreasing with optical depth. Tables are given of the auxiliary quantities in terms of which the emergent intensity is expressed in this case. The results may be applied to photospheres of hot and cold stars in which scattering is caused by free electrons and molecules, respectively.

ЛИТЕРАТУРА

1. *D. Mihalas*, Stellar Atmospheres, San Francisco, 1970.
2. *С. Г. Слюсарев*, ДАН СССР, 95, 741, 1951.
3. *В. В. Соболев*, ДАН СССР, 111, 1000, 1956.
4. *В. В. Соболев*, ДАН СССР, 212, 1095, 1973.
5. *R. E. Bellman, R. E. Kalaba*, Proc. Nat. Acad. Sci. USA, 42, 629, 1956.
6. *В. А. Амбарцумян*, ДАН СССР, 38, 257, 1943.