Доклады Академии Наук СССР
1954. Том XCV, № 4

АСТРОНОМИЯ

С. Г. СЛЮСАРЕВ

О РАССЕЯНИИ СВЕТА СВОБОДНЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ В ФОТОСФЕРАХ ЗВЕЗД

(Представлено академиком Г. А. Шайном 16 I 1954)

В работе В. А. Амбарцумяна ([1]) было впервые обращено внимание на то, что в фотосферах горячих звезд большую роль в переносе излучения играет рассеяние света свободными электронами. Он показал, что в результате данного процесса эффективная температура звезды может быть ниже цветовой температуры, определяемой по ярким линиям.

Дальнейшее исследование эффектов, возникающих вследствие электронного рассеяния, было проведено В. В. Соболевым ([2]) и Чандрасекаром ([3]). Ими был рассмотрен вопрос о поляризации излучения звезд.

В настоящей статье указывается ряд других эффектов, к которым приводит наличие большого числа свободных электронов в атмосферах горячих звезд.

Прежде всего покажем, что отношение объемного коэффициента электронного рассеяния σ_ν к объемному коэффициенту истинного поглощения α_ν в видимой области спектра может быть весьма большим. Как известно, объемный коэффициент рассеяния свободными электронами определяется формулой:

$$\sigma_\nu = n_e \frac{8\pi}{3}\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2, \tag{1}$$

где n_e — число свободных электронов в 1 см^3, e — заряд электрона, m — масса электрона, c — скорость света. Что же касается объемного коэффициента поглощения в частоте ν, то для водорода он равен:

$$\alpha_\nu = n_e n^+ \frac{16\pi^2 e^6 kT}{3\sqrt{3}\, ch\,(2\pi mkT)^{3/2}} \frac{1}{\nu^3}\left[1 + \frac{2\chi_1}{kT}\sum_{i=j}^{\infty}\frac{1}{i^3}\, e^{\chi_i/kT}\right]. \tag{2}$$

Здесь n^+ число ионизованных атомов в 1 см^3, k — постоянная Больцмана, h — постоянная Планка, χ_i — потенциал ионизации из возбужденного состояния, T — температура. Строго говоря, в формулах (1) и (2) для учета отрицательного поглощения надо ввести еще множитель $(1 - e^{-h\nu/kT})$. Однако при нахожении отношения σ_ν / α_ν этот множитель сократится.

Значения отношения σ_ν / α_ν в зависимости от длины волны λ и температуры T приведены в табл. 1. При вычислениях принято $n^+ = n_e$, а для n_e взято значение 10^{13}, что соответствует концентрации свободных электронов в фотосферных слоях.

Из табл. 1 видно, что при принятой концентрации свободных электронов и температурах больше 50 000° отношение σ_ν / α_ν значительно превосходит единицу как в видимой, так и в ультрафиолетовой частях спектра.

Для выяснения роли электронного рассеяния в атмосферах звезд рассмотрим следующую задачу. Пусть имеется плоский слой, в котором происходит излучение света, истинное поглощение и рассеяние свободными электронами. Соответствующие объемные коэффициенты обозначим через ε_ν, α_ν и σ_ν. Для простоты будем считать, что отношения $\varepsilon_\nu / \alpha_\nu$ и σ_ν / α_ν постоянны во всем слое. При сделанных предположениях найдем поток излучения, выходящий из слоя в частоте ν.

В данном случае уравнение переноса излучения имеет вид:

$$\cos\vartheta \frac{\partial I_\nu(z, \vartheta)}{\partial z} = -(\alpha_\nu + \sigma_\nu) I_\nu(z, \vartheta) + \varepsilon_\nu + \sigma_\nu \int I_\nu(z, \vartheta) \frac{d\omega}{4\pi}, \qquad (3)$$

где $I_\nu(z, \vartheta)$ — интенсивность излучения, идущего на глубине z под углом ϑ к нормали.

Решая уравнение (3) обычным в астрофизике методом, получаем выражение для потока излучения в частоте ν:

$$H_\nu = 4\pi \frac{\varepsilon_\nu}{\alpha_\nu} \frac{\left[(2 + k_\nu)\, e^{2k_\nu \tau_\nu^0} - 2k_\nu e^{k_\nu \tau_\nu^0} - 2 + k_\nu\right]}{\left[(2 + k_\nu)^2\, e^{2k_\nu \tau_\nu^0} - (2 - k_\nu)^2\right]}. \qquad (4)$$

Здесь $k^2 = \dfrac{\alpha_\nu + \sigma_\nu}{\alpha_\nu}$ и τ_ν^0 есть оптическая толщина слоя, обусловленная истинным поглощением в частоте ν (т. е. $\tau_\nu^0 = \alpha_\nu z_0$, где z_0 — толщина слоя).

Рассмотрение выражения (4) приводит к следующим выводам:

Таблица 1

Отношение σ_ν/α_ν

λ, Å	60 000°	80 000°	100 000°
5000	6,7	8,4	10,0
4500	9,1	11,0	13,5
4000	12,5	16,0	19,2
3500	10,0	15,0	19,5
3000	16,4	24,0	31,0

1. Электронное рассеяние способствует переработке излучения. С первого взгляда может показаться, что свободные электроны не могут принимать участия в переработке излучения, так как в процессе рассеяния частота излучения почти не меняется. Однако в действительности это не так, и мы сейчас покажем, что электронное рассеяние усиливает истинное поглощение в слое и тем самым способствует переработке излучения.

Пусть $\overline{E}_\nu$ — энергия, поглощенная в слое; E_ν^0 — энергия, излученная в слое. Мы имеем:

$$E_\nu^0 = 4\pi\varepsilon_\nu z_0 = 4\pi \frac{\varepsilon_\nu}{\alpha_\nu} \tau_\nu^0.$$

Очевидно, что доля квантов, претерпевших истинное поглощение в слое, равна:

$$\frac{\overline{E}_\nu}{E_\nu^0} = \frac{E_\nu^0 - 2H_\nu}{E_\nu^0} = 1 - \frac{2H_\nu}{E_\nu^0}. \qquad (5)$$

В табл. 2 дано отношение $\overline{E_\nu} / E_\nu^0$, вычисленное на основании формулы (5), в зависимости от оптической толщины τ_ν^0 и от отношения σ_ν / α_ν. Из этой таблицы, например, видно, что при $\tau_\nu^0 = 0{,}5$ и $\sigma_\nu / \alpha_\nu = 10$ в слое поглощается такая же доля энергии, как и при $\tau_\nu^0 = 1$ и $\sigma_\nu = 0$.

Таким образом, наличие электронного рассеяния ведет к увеличению эффективной оптической толщины слоя, обусловленной истинным поглощением. С физической точки зрения это вполне понятно, так как благодаря электронному рассеянию путь кванта в слое возрастает и вследствие этого вероятность истинного поглощения увеличивается.

2. Электронное рассеяние изменяет цветовую температуру. Обычно коэффициент истинного поглощения зависит от

частоты, а значит, и отношение σ_ν / α_ν меняется вдоль спектра. Вследствие этого роль электронного рассеяния будет различной для разных частот. Поскольку роль электронного рассеяния состоит в увеличении эффективного коэффициента истинного поглощения, то можно сказать, что электронное рассеяние будет увеличивать истинное поглощение особенно сильно в тех участках спектра, где оно мало, т. е. изменять его в сторону выравнивания.

Таблица 2

Отношение $\overline{E}_\nu / E_\nu^0$

τ_ν^0 \ σ_ν / α_ν	0	5	10	15	20
0,1	0,07	0,095	0,11	0,12	0,13
0,5	0,36	0,46	0,53	0,57	0,60
1	0,55	0,68	0,74	0,78	0,80

Допустим, что в рассматриваемой области спектра коэффициент поглощения убывает с возрастанием частоты. Тогда, благодаря электронному рассеянию, коэффициент поглощения увеличится в фиолетовой части спектра больше, чем в красной. Следовательно, отношение интенсивности фиолетовой части спектра к интенсивности красной части спектра уменьшится. Это означает, что цветовая тем пература звезды в данном случае понизится.

Таблица 3

Цветовая температура T_c

σ_ν / α_ν	40 000°	60 000°	80 000°	100 000°
0	40 000	60 000	80 000	100 000
1	22 000	25 900	28 600	31 200
5	15 400	17 000	18 000	18 800
10	14 000	15 200	16 000	16 700
∞	11 000	11 650	12 000	12 450

Указанный эффект понижения цветовой температуры может оказаться весьма сильным. Чтобы убедиться в этом, найдем цветовую температуру звезды, воспользовавшись полученной выше формулой (4). Полагая в (4) $\tau_\nu^0 \to \infty$ и считая, что в фотосфере осуществляется термодинамическое равновесие, получаем:

$$H_\nu^0 = \frac{4\pi}{\sqrt{3(1+\sigma_\nu/\alpha_\nu)}+2} \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT}-1}. \tag{6}$$

Как известно, цветовая температура T_c определяется из соотношения:

$$\frac{d\left[\ln H_\nu^0\right]}{d\nu} = \frac{3}{\nu} - \frac{1}{1-e^{-h\nu/kT_c}} \frac{h}{kT_c}. \tag{7}$$

Подставляя в это соотношение выражение H_ν^0, определяемое формулой (6), и считая, что $\alpha_\nu \sim 1/\nu^3$, находим:

$$\frac{h\nu}{k}\left(\frac{1}{1-e^{-h\nu/kT_c}} \frac{1}{T_c} - \frac{1}{1-e^{-h\nu/kT}} \frac{1}{T}\right) = \frac{3}{2} \frac{\sigma_\nu}{\alpha_\nu} \frac{1}{\left(\sqrt{1+\sigma_\nu/\alpha_\nu}+2/\sqrt{3}\right)\sqrt{1+\sigma_\nu/\alpha_\nu}}.$$

Значения цветовой температуры T_c в зависимости от температуры фотосферы T и отношения σ_ν / α_ν приведены в табл. 3. При составлении таблицы было принято $h\nu / k = 30\,000$, что соответствует области спектра вблизи линии H_β.

Из табл. 3 видно, что цветовая температура очень быстро убывает с ростом отношения σ_ν/α_ν и даже при небольших значениях этого отношения эффект понижения цветовой температуры весьма заметен.

3. Электронное рассеяние изменяет скачок интенсивности у границ субординатных серий в непрерывном спектре звезды. Как известно, скачком интенсивности у границы серии называют величину, определяемую соотношением

$$D = \log_{10} \frac{H^0_{\nu_k+\varepsilon}}{H^0_{\nu_k-\varepsilon}}, \tag{8}$$

Таблица 4

Скачок интенсивности D

	60 000°	80 000°	100 000°
D	0,09	0,076	0,065
D_1	0,26	0,20	0,16

где ν_k — частота, соответствующая границе k-й серии, а $H^0_{\nu k+\varepsilon}$ и $H^0_{\nu_k-\varepsilon}$ — значения потока, выходящего с поверхности звезды в участках непрерывного спектра, непосредственно прилегающих к границе серии. Для определения величины D надо подставить в формулу (8) выражение для потока H^0_ν из (6) и использовать формулы (1) и (2) для коэффициентов σ_ν и α_ν.

В табл. 4 даны значения скачка интенсивности D у границы второй серии водорода, вычисленные в зависимости от температуры фотосферы T; для сопоставления приведены значения скачка D_1 у границы той же серии водорода, вычисленные для фотосферы с чисто рекомбинационным спектром, т. е. без учета истинного поглощения и электронного рассеяния.

Из табл. 4 видно, что электронное рассеяние уменьшает величину скачка у пределов субординатных серий.

В заключение отметим, что аналогичные эффекты получаются и при рассмотрении протяженных фотосфер звезд типа Вольф-Райе.

Поступило
11 I 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] В. А. Амбарцумян, Уч. зап. ЛГУ, **22**, № 4 (1938). [2] В. В. Соболев, Уч. зап. ЛГУ, **116**, № 18 (1949). [3] S. Chandrasekhar, Ap. J., **103**, 351 (1946).