

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ ПРОЯВЛЕНИЙ НЕСТАЦИОНАРНОСТИ В СПЕКТРАХ СВЕРХГИГАНТОВ РАННИХ ТИПОВ

А.Г.НИКОГОСЯН

Поступила 12 июня 2020

В статье проводится теоретическое исследование изменений некоторых характеристик спектров сверхгигантов ранних типов, обусловленных рассеянием излучения в непрерывном спектре. В качестве механизма рассеяния рассматривается томсоновское рассеяние на свободных электронах, хотя применяемый подход является достаточно общим. Выявлена причина изменений в спектральном классе звезды при постоянстве болометрической светимости и поверхностной температуры, приводятся условия, необходимые для их осуществления. Изучается влияние рассеяния в континууме на величины скачков интенсивностей в водородном спектре в зависимости от степени ионизации. Выявлены условия, при которых начинает действовать механизм Шустера образования эмиссионных линий как в изотермической атмосфере, так и в атмосфере с температурным градиентом.

Ключевые слова: *звезды супергиганты: скачки интенсивности: эмиссионные линии: томсоновское рассеяние*

1. *Введение.* Среди сверхгигантов ранних типов важное место занимают звезды спектрального класса А и смежных подклассов типов В и F. Эти звезды визуально наиболее яркие не только в нашей галактике, но и в других галактиках. Имеются бесспорные доказательства об истечении вещества и существовании расширяющихся оболочек у всех указанных объектов. Являясь частью ярких голубых переменных (LBV) звезд, они характеризуются относительно спокойным состоянием, прерывающимся время от времени извержениями звездной материи. Оболочки ускоряются вследствие давления излучением и образуют более или менее непрозрачные ветры с относительно небольшой конечной скоростью [1,2].

Хорошо установлено, что в формировании спектров указанных звезд важную роль играет рассеяние излучения в непрерывном спектре. Из ряда возможных механизмов рассеяния обычно рассматривается томсоновское рассеяние на свободных электронах. Высокая температура и разреженная плазма с высокоионизованным водородом и, частично, гелием делают данный механизм основным [3].

Понимание о важности учета явления рассеяния в непрерывном спектре восходит к работам Шустера [4]. Механизм томсоновского рассеяния на

свободных электронах в применении к атмосферам звезд ранних типов рассматривался Амбарцумяном в [5]. Он пришел к выводу, что цветовые температуры указанных звезд могут отличаться от эффективных температур, поэтому замена последних цветовыми температурами приведет к уменьшению оценочных значений радиусов таких звезд. Для температур порядка 10^5K он определил верхний предел плотности газа, ниже которого механизм томсоновского рассеяния становится важным.

Одним из эффектов рассеяния в непрерывном спектре является его влияние на линейчатый спектр. В частности, от относительной роли данного рассеяния зависит появление линий в абсорбции или в эмиссии. Задача о выявлении условий образования эмиссионных линий в атмосферах звезд рассматривалась в ряде работ, например, в [6-8], а также в [9], где использовался принцип инвариантности Амбарцумяна [10,11] и ряд других результатов, полученных в [12,13].

Сильно выраженная нестационарность массивных звезд высокой светимости проявляется в изменчивости не только их спектрального класса, но и эмиссии и поглощения, спектральных скачков, профилей линий и т.д. Подробное и всестороннее исследование указанных явлений несомненно способствует лучшему пониманию эволюции указанных звезд, находящихся на стадиях развития после выгорания водорода. Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию проявлений различного рода нестационарностей указанных звезд и обобщению результатов, полученных ранее нами в [9,14].

План изложения материала такое: в следующем разделе в приближении серой атмосферы исследуется эффект дрейфа частотного распределения спектра звезды, обусловленный рассеянием излучения в непрерывном спектре. Обсуждаются возможные ошибки, которые могут возникнуть при интерпретации некоторых наблюдательных данных. В разделе 3 описывается влияние томсоновского рассеяния в континууме на величины лаймановского, бальмеровского и пашеновского скачков в спектре водорода в зависимости от степени ионизации. В последующих трех разделах исследуется вопрос об условиях появления эмиссионных линий, связанных с действием механизма Шустера. Особое внимание уделяется атмосфере с градиентом температуры и различным механизмам распределения по частотам внутри линий.

2. Частотное распределение потока излучения, выходящего из серой атмосферы. Мы начнем с исследования влияния рассеяния в континууме на наблюдаемый спектр. Следует оговориться, что для приводимых ниже рассуждений сам тип механизма не важен, хотя имеется в виду именно томсоновское рассеяние на свободных электронах, играющее важную роль в формировании спектров рассматриваемых нами звезд-сверхгигантов ранних

типов.

Уравнение переноса излучения в рассматриваемой нами задаче пишется в виде

$$\eta \frac{dI_v}{dr} = -(\alpha_v + \sigma)I_v + \sigma J_v + \alpha_v B_v(T), \quad (1)$$

где α_v и σ - коэффициенты истинного поглощения и рассеяния в непрерывном спектре, отнесенные к единице длины, $B_v(T)$ - функция Планка и

$$J_v = \int I_v \frac{d\omega}{4\pi}. \quad (2)$$

Обычное граничное условие в рассматриваемой задаче $I_v(0, \eta) = 0$ при $\eta > 0$.

Хорошо известно (см., например, [15,16]), что явление рассеяния не влияет на вид условия лучистого равновесия, поскольку при таком процессе существует баланс между падающей и рассеянной энергиями и соответствующие им члены в условии лучистого равновесия взаимно уничтожаются. Поэтому имеем

$$\int_0^\infty \alpha_v J_v d\nu = \int_0^\infty \alpha_v B_v(T) d\nu. \quad (3)$$

Рассмотрим серую полубесконечную водородную атмосферу, которая снаружи не освещается. В качестве среднего коэффициента поглощения выберем планковское среднее [15,16], задающееся формулой

$$\bar{\alpha} = \frac{\int_0^\infty \alpha_v B_v(T) d\nu}{\int_0^\infty B_v(T) d\nu}. \quad (4)$$

Заменяя в уравнении (1) α_v на $\bar{\alpha}$ и интегрируя обе части уравнения по всем частотам, можем написать

$$\eta \frac{dI_v}{d\tau} = (1 + \gamma)I - \gamma J - B(T), \quad (5)$$

где $d\tau = -\bar{\alpha} dr$, $\gamma = \sigma/\bar{\alpha}$, и

$$J = \int_0^\infty J_v d\nu, \quad B(T) = \int_0^\infty B_v(T) d\nu. \quad (6)$$

Теперь условие лучистого равновесия (3) может быть записано в виде

$$J = B(T) = \frac{ac}{4\pi} T^4, \quad (7)$$

где a - постоянная Стефана. Уравнение переноса (5) приобретает вид

$$\eta \frac{dI}{dr} = I(t, \eta) - B(T), \quad (8)$$

и задача сводится к решению классического уравнения Милна относительно $J(t)$, где $t = (1 + \gamma)\tau$, (предполагается, что коэффициенты поглощения и рассеяния не меняются с глубиной)

$$J(t) = \frac{1}{2} \int_0^\infty J(t') \text{Ei}(|t - t'|) dt' \quad (9)$$

с хорошо известным решением

$$J(t) = \pi F[t + q(t)], \quad (10)$$

где $q(t)$ - функция Хопфа. С учетом (6) для градиента температуры находим

$$T(t) = T_{\text{eff}} [t + q(t)]^{1/4}. \quad (11)$$

Таким образом, функциональный вид температурного градиента сохраняется, однако непрозрачность среды в нашей задаче обусловлена как истинным поглощением, так и рассеянием.

Рис.1а демонстрирует ход температуры с оптической глубиной в зависимости от τ . Как и следовало ожидать, когерентному томсоновскому рассеянию подвергаются кванты всех длин волн, что приводит к увеличению непрозрачности среды, затрудняя тем самым выход квантов из нее, аналогично классическому покровному эффекту. В результате, очевидно, что рост температуры с глубиной в среде становится круче. Важно подчеркнуть, что это происходит при постоянстве эффективной температуры (как и поверхностной температуры в приближении Эддингтона) и интегрального потока. Отсюда, в свою очередь, следует, что звезда, в поверхностных слоях атмосферы которой имеют место процессы рассеяния, не меняет свою болометрическую

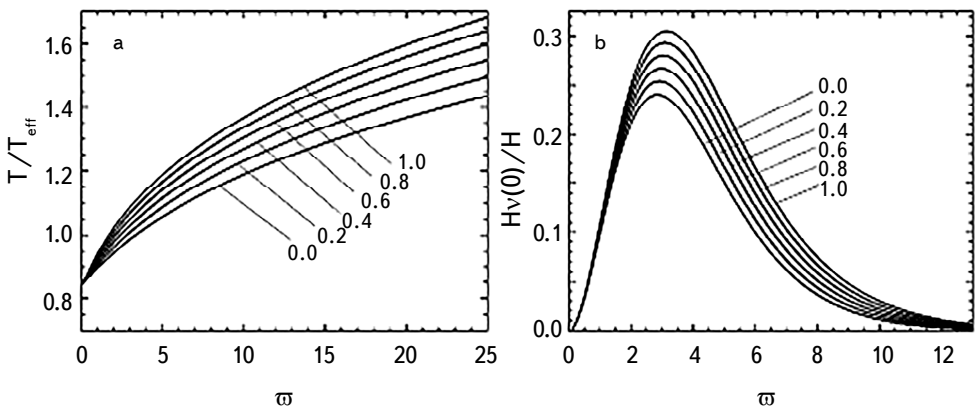


Рис.1. а) Изменение температуры с глубиной при отмеченных значениях γ . б) Спектральное распределение потоков выходящего излучения при отмеченных значениях γ .

светимость. В то же время наблюдатель, очевидно, обнаружит изменения в спектре звезды в виде смещения потока излучения в сторону коротких волн. Это видно на рис.1b, где показана зависимость спектрального распределения потоков излучения от γ в приближении Эддингтона

$$\frac{H_v(0)}{H} = 0.31 \varpi^3 \int_0^{\infty} \frac{E_2(\tau) d\tau}{e^{\varpi p(\tau, \gamma)} - 1}, \quad (12)$$

где $\varpi = h\nu/kT_e$, $p(\tau, \gamma) = \frac{3}{4}(1 + \gamma)\tau + \frac{1}{2}$. Из приведенной картины явствует, что спектральный класс звезды перемещается в сторону более ранних классов без изменений в светимости. На диаграмме Герцшпрунга-Рассела это представляется как дрейф влево параллельно горизонтальной оси спектральных классов.

Количественную картину смещения спектрального класса демонстрирует рис.2. Показано как и в какой мере процессы рассеяния влияют на наблюдаемый спектр. В частности, из рис.2а можно заключить, что даже небольшие изменения величины γ приводят к смещению спектра на несколько подклассов. В начале работы отмечалось, что такие изменения могут привести к ошибкам при оценке радиусов звезд с использованием хорошо известной формулы [15,16]

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{eff}^4, \quad (13)$$

в которой эффективная температура заменяется цветовой. Здесь мы укажем на также другие возможные ошибки, которые могут возникнуть при использовании диаграммы (L vs T_{eff}) Герцшпрунга-Рассела для пекулярных звезд рассматриваемого типа. Действительно, при известной светимости звезды, а также ее радиуса, измеренного независимым путем, спектральный класс, определенный с помощью диаграммы, может отличаться от реального.

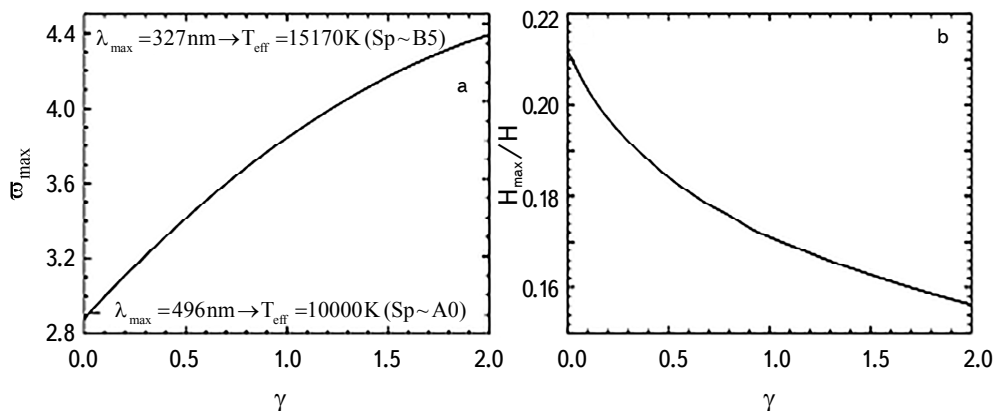


Рис.2. а) Изменения в спектральном классе при увеличении роли рассеяния в непрерывном спектре. б) Зависимость максимального значения наблюдаемого потока от γ .

Обратимся теперь к вопросу о том, при каких условиях эффект томсоновского рассеяния становится важным. Данный вопрос для гелиевой атмосферы, в применении к звездам типа WR при $T = 10^5$ К, был рассмотрен Амбарцумяном в [5]. С использованием формулы для среднего коэффициента поглощения из [17,18] для верхнего предела плотности газа он получил $\rho \leq 10^{-9}$ г/см³, что соответствует плотности электронов порядка 10^{15} см⁻³. Вычисленные нами аналогичные оценки для водородного спектра при $T = 10^4$ К составляют $\rho \leq 10^{-13}$ г/см³ и, соответственно, $n_e \leq 10^{11}$ см⁻³.

Представляет большой интерес также влияние рассеяния в непрерывном спектре в различных диапазонах спектра. Для этой цели рассмотрим водородный спектр, коэффициент поглощения для которого задается известной формулой (см., например, [16])

$$\alpha_\nu = C(T) \frac{n_e n^+}{\nu^3} \left\{ \frac{2\chi_1}{kT} \sum_{i=i_0}^{\infty} \frac{1}{i^3} e^{-\chi_i/kT} + 1 \right\} (1 - e^{-h\nu/kT}), \quad (14)$$

где коэффициенты Гаунта приняты равными единице и

$$C(T) = \frac{2\pi^2 e^6 kT}{3\sqrt{3} ch(2\pi mkt)^{3/2}} \quad (15)$$

(для остальных величин приняты обычные обозначения: h и k - постоянные Планка и Больцмана, e и m - заряд и масса электрона). Величина i_0 определяется из условия $h\nu \geq \chi_{i_0}$. Для $T = 10^4$ К это дает

$$\alpha_\nu = 36.71 \cdot 10^5 \frac{n_e n^+}{\nu^3} [31.44 \cdot (7.05 \cdot 10^6 + 6.44 + 0.21 + \dots) + 1] (1 - e^{-h\nu/kT}). \quad (16)$$

Для нас представляют интерес первые более высокие по величине слагаемые в скобках, которые соответствуют последовательно сериям Лаймана, Бальмера и Пашена. Нам необходимы осредненные приближенные значения коэффициентов поглощения для каждого из указанных диапазонов в коротковолновой окрестности скачков указанных серий. Представляя эти величины в виде $\alpha_\nu = A n_e n^+ \text{ см}^{-1}$, находим соответственно $A = 2.3 \cdot 10^{-32}$, $1.4 \cdot 10^{-36}$, $5.4 \cdot 10^{-37}$. С другой стороны, для томсоновского рассеяния мы имеем $\sigma = n_e \sigma_0$, где величина

$$\sigma_0 = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2, \quad (17)$$

выражающаяся через классический радиус электрона, равна $6.65 \cdot 10^{-25}$ см². Тогда, в предположении, что водород полностью ионизован, имеем $\sigma/\alpha_\nu = 2.9 \cdot 10^7 n^{-1}$ в окрестности лаймановского скачка и $4.8 \cdot 10^{11} n^{-1}$, $1.2 \cdot 10^{12} n^{-1}$ для бальмеровского и пашеновского скачков, соответственно. Мы видим, что в разреженной плазме эффект томсоновского рассеяния начинает проявляться с электронных

плотностей 10^{12} см^{-3} и ниже, что при полностью ионизованном водороде соответствует плотностям порядка 10^{-12} г/см^3 . Этот результат согласуется с результатом, полученным Амбарцумяном в связи с звездами WR. В то же время видно, что эффект томсоновского рассеяния начинает проявляться, в первую очередь, в длинноволновой области спектра, в то время как данный эффект в UV области становится измеримым лишь при плотностях ниже $10^{-6}, 10^{-7} \text{ г/см}^3$.

3. Влияние томсоновского рассеяния на скачки интенсивностей.

Рассмотрим влияние многократного когерентного рассеяния на скачки интенсивностей в водородном спектре. Для этой цели обратимся к исходной задаче, задаваемой уравнением переноса излучения (1), которая в эддингтоновском приближении сводится к системе уравнений

$$\frac{1}{3} \frac{dJ_v}{d\tau} = (k_v + \gamma) \bar{H}_v, \quad \frac{1}{3} \frac{d\bar{H}_v}{d\tau} = k_v (J_v - B_v(T)), \quad (18)$$

где, как и выше, $d\tau = -\bar{\alpha} dr$, $k_v = \alpha_v / \bar{\alpha}$ и $\bar{H}_v = H_v / 2\pi$. Данную систему можно свести к решению уравнения

$$\frac{d^2 J_v}{d\tau^2} = \bar{\kappa}_v^2 (J_v - B_v(T)), \quad (19)$$

где $\bar{\kappa}_v^2 = 3k_v(k_v + \gamma)$.

При решении (19) в разложении $B_v(T)$ по τ ограничимся первыми двумя членами, так что $B_v(T) = B_v(T_0)(1 + \beta_v \tau)$, где [16]

$$\beta_v = \frac{3}{8} \frac{h\nu}{kT_0} (1 - e^{-h\nu/kT_0})^{-1}. \quad (20)$$

Уравнение (20) решается при обычных предположениях об отсутствии падающего извне излучения и ограниченности решения на больших глубинах. Мы имеем

$$\bar{H}_v(0) = B_v(T_0) \left(1 + \frac{\beta_v}{\bar{\kappa}_v} \right) / \left(2 + \sqrt{3 \left(1 + \frac{\sigma}{\alpha_v} \right)} \right), \quad (21)$$

что позволяет определить искомые значения скачков $\bar{H}_{v>v_0} / \bar{H}_{v<v_0}$, где $\bar{H}_{v<v_0}$ и $\bar{H}_{v>v_0}$ - выходящие потоки излучения непосредственно до и после скачка. Знание $\alpha_{v<v_0} / \bar{\alpha}$ и $\alpha_{v>v_0} / \bar{\alpha}$ из (16) приводит к требуемому результату.

Рис.3, 4 показывают зависимость лаймановской, бальмеровской и пашеновской скачков $D = \log(\bar{H}_{v>v_0} / \bar{H}_{v<v_0})$ от относительной роли томсоновского рассеяния γ . На каждом рисунке изображены две кривые, которые относятся к изотермической атмосфере (пунктир) и к атмосфере с температурным градиентом в линейном приближении (сплошная линия). Приведенные кривые позволяют делать ряд важных выводов. Как и можно было ожидать, скачки, образуемые в атмосфере с меняющейся с глубиной температурой больше, нежели скачки в изотермической атмосфере.

Далее, процесс рассеяния в изотермической атмосфере приводит к появлению скачков в результате того, что кванты с частотой до и после скачков выходят из разных глубин и число рассеяний претерпеваемые ими прежде, чем покинуть атмосферу, различно.

Увеличение роли рассеяния, естественно, больше сказывается на кванты, которые выходят из более глубоких слоев атмосферы, поэтому величины скачков, как правило, растут с увеличением γ . Данный эффект аналогичен поведению профилей линий поглощения в ядре и крыльях с увеличением вероятности переизлучения кванта при элементарном акте рассеяния. Более сложная картина наблюдается в случае атмосферы с температурным градиентом, где скачки образуются и при отсутствии рассеяния. Здесь поведение величины скачка от γ зависит от относительной роли процессов истинного поглощения

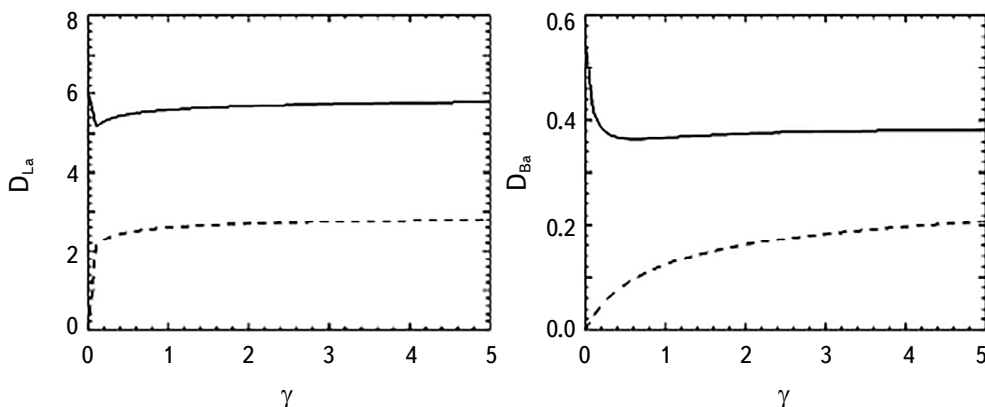


Рис.3. Зависимость лаймановского (слева) и бальмеровского (справа) скачков от томсоновского рассеяния в изотермической атмосфере (пунктир) и атмосфере с температурным градиентом (сплошная линия).

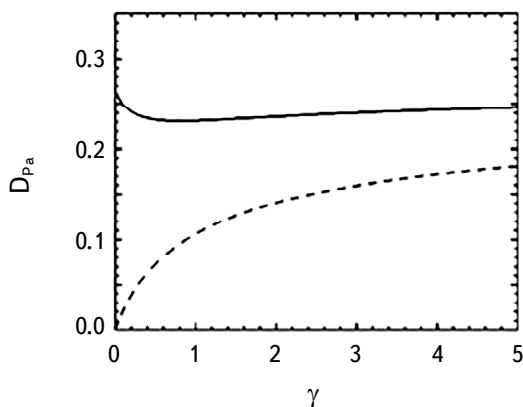


Рис.4. Зависимости, аналогичные изображенным на рис.3 для пашеновского скачка.

и томсоновского рассеяния в различных участках спектра.

4. *Простейшая задача когерентного рассеяния в линии и в непрерывном спектре.* Прежде чем обратиться к самой задаче, подлежащей решению, рассмотрим вначале вспомогательную задачу и введем некоторые величины, которые контролируют процесс рассеяния в атмосфере.

Пусть имеется полубесконечная одномерная и изотермическая атмосфера, способная рассеивать как в линии, так и в непрерывном спектре. Далее, предположим, что она освещается излучением единичной интенсивности в непрерывном спектре, которое рассеивается в ней. Обозначая через n_1 плотность нейтральных атомов, для вероятности рассеяния фотона в непрерывном спектре p_1 можно написать

$$p_1 = \frac{n_e \sigma_0}{n_1(\chi_v + \kappa_v) + n_e \sigma_0}, \quad (22)$$

где χ_v и κ_v - коэффициенты поглощения в непрерывном спектре и линии, рассчитанные на один атом водорода. Мы предполагаем, что атомы могут находиться в двух состояниях - ионизованном и нейтральном, находясь при этом на основном уровне. Полагая, что количество свободных электронов определяется только ионизацией водородных атомов, формуле (22) можно придать более компактную форму

$$p_1(x) = \frac{\bar{\gamma}}{\alpha(x) + \beta + \bar{\gamma}}, \quad (23)$$

где приняты следующие обозначения: $\bar{\gamma} = (n^+/n_1)(\sigma_0/\kappa_0)$, κ_0 - коэффициент поглощения в центральной частоте спектральной линии, $\alpha(x)$ - профиль коэффициента поглощения в линии, x - безразмерная частота, измеряемая смещением от центральной частоты в доплеровских ширинах и β - отношение коэффициента поглощения в континууме к коэффициенту поглощения в центре линии.

Аналогично (23), для вероятности рассеяния кванта внутри линии будем иметь

$$p_2(x) = \frac{\lambda \alpha(x)}{\alpha(x) + \beta + \bar{\gamma}}, \quad (24)$$

где λ - коэффициент переизлучения кванта при элементарном акте рассеяния, Функция перераспределения по частотам будет состоять из двух компонентов: $r_1 = \alpha(x)\delta(x-x_0)$ и $r_2 = \gamma\delta(x-x_0)$, соответственно для спектральной линии и непрерывного спектра (δ - дельта-функция Дирака). Нетрудно видеть, что эти два процесса могут быть объединены и рассматриваться как один процесс рассеяния с коэффициентом $\tilde{\lambda}$, где

$$\tilde{\lambda}(x) = \frac{\lambda\alpha(x) + \bar{\gamma}}{\lambda\alpha(x) + \beta + \bar{\gamma}}. \quad (25)$$

Явное выражение коэффициента отражения для монохроматического рассеяния, полученное с использованием принципа инвариантности, имеет вид [19]

$$\rho(x) = \frac{1}{\tilde{\lambda}} \left(2 - \tilde{\lambda} - 2\sqrt{1 - \tilde{\lambda}} \right), \quad (26)$$

который с учетом (25) можно написать

$$\rho(x) = \frac{\sqrt{v(x)} - \sqrt{u(x)}}{\sqrt{v(x)} + \sqrt{u(x)}}, \quad (27)$$

где для краткости введены обозначения: $v(x) = \alpha(x) + \beta + \bar{\gamma}$, $u(x) = (1 - \tilde{\lambda})\alpha(x) + \beta$. Функция $\rho(x)$ обладает вероятностным смыслом и представляет собой вероятность отражения кванта от полубесконечной изотермической атмосферы. При когерентном рассеянии она совпадает с профилем образующейся линии, для которой ниже принято обозначение $R_*(x)$.

5. Линии, образованные в результате монохроматического рассеяния. Хорошо известно (см., например, [15,16]), что задача об образовании спектральных линий в модели Милна-Эддингтона с учетом поглощения в континуме сводится к решению уравнения переноса излучения с источником членом, описывающем распределение первичных источников энергии, следующего вида

$$\varepsilon(\tau, x) = u(x)B_v[T(\tau)], \quad (28)$$

где τ - оптическая глубина, рассчитанная в центре линии. При решении задачи обычно пользуются разложением функции Планка в ряд по степеням τ

$$B_v[T(\tau)] = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{B_{vn}}{n!} (\beta\tau)^n. \quad (29)$$

В работах ([12,13]) нами был предложен простой способ определения профилей спектральных линий, образованных в атмосферах с распределенными в них источниками энергии вида (29). Было показано, что профили линий в общем случае источников указанного вида могут быть получены рекуррентным путем и выражены через профиль линии, образованной в изотермической атмосфере с $\varepsilon(x) = u(x)$. Заметим, что $u(x)$ также обладает вероятностным смыслом, представляя собой вероятность того, что падающий квант претерпит истинное поглощение и будет термализован либо в частотах линии, либо в непрерывном спектре. В первой из вышеупомянутых работ было показано, что существует простая связь между профилями линий, образованных в изотермической атмосфере R_0 и профилем отраженной линии R_* :

$$R_0(x) + R_*(x) = 1. \quad (30)$$

Данное соотношение допускает простую вероятностную трактовку, которая следует из того факта, что квант, падающий на среду, либо должен отразиться от нее, либо будет термализован в ней при многократном рассеянии. Теперь, используя (27), получим

$$R_0(x) = 2 / \left(1 + \frac{1}{\sqrt{u(x)/v(x)}} \right). \quad (31)$$

Рассмотрим вопрос о том, при каких условиях в данном простом случае изотермической атмосферы спектральная линия может появиться в эмиссии. Очевидно, для этого необходимо и достаточно, чтобы $R_0(x) > R_0(\infty)$. Из (31) находим

$$(1 - \lambda)\bar{\gamma} > \lambda\beta. \quad (32)$$

Полученный результат можно интерпретировать как сравнение двух противоположно направленных процессов: рассеяния в непрерывном спектре с последующим поглощением в линии и, обратного процесса, рассеяния в линии с последующим поглощением в континууме. Другими словами, факт появления спектральной линии в поглощении или эмиссии зависит от уровня перекачки квантов при рассеянии от линии в континуум, и наоборот (см. рис.5). Мы видим также, что условию (32) вероятнее всего будут удовлетворять слабые линии, образующиеся в сравнительно глубоких слоях атмосферы. Это обстоятельство указывает на важность учета градиента температуры в среде.

Далее, как следовало ожидать, степень ионизации играет решающую роль в возникновении эмиссионной линии. Для иллюстрации можно привести некоторые оценки относительно степени ионизации водорода для температур $10^4 \div 10^5$ К и спектральных линий с относительно небольшими значениями

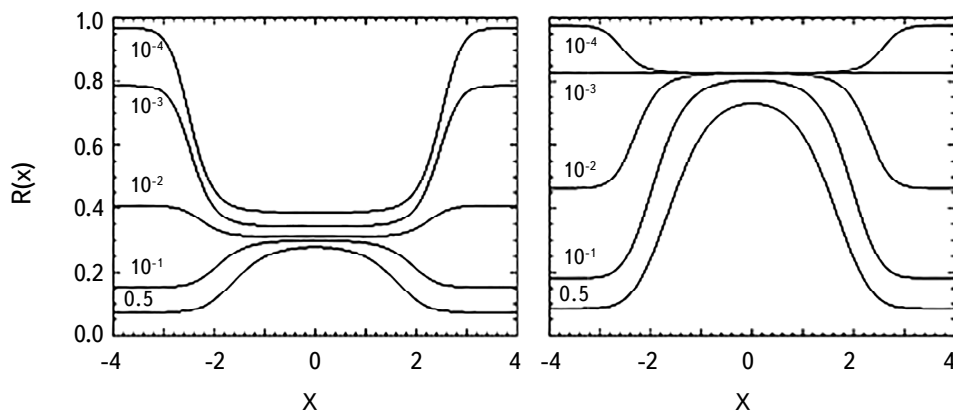


Рис.5. Профили спектральных линий, образуемых в изотермической атмосфере при $\lambda = 0.9$ (слева) и $\lambda = 0.5$ (справа) при отмеченных значениях параметра $\bar{\gamma}$ и $\beta = 10^{-3}$.

$\lambda \leq 0.8 \div 0.9$ в достаточно широкой области длин волн 300-900 нм. Мы имеем $\gamma = \sigma_0 / \kappa_0$, где κ_0 для чисто доплеровского уширения линии задается [15,16]

$$\kappa_0 = \frac{\lambda_0^3}{8\pi^{3/2}v} \frac{g_k}{g_i} A_{ki}, \quad (33)$$

где λ_0 - длина волны центра линии, A_{ki} - эйнштейновские коэффициенты спонтанных переходов и $v = \sqrt{2kT/M}$ - средняя тепловая скорость (для остальных величин использованы общепринятые обозначения). Чтобы получить оценки для степени ионизации заметим, что правая часть неравенства (32) при принятых нами значениях параметров есть величина порядка 10^{-4} и менее, в то время как отношение $\gamma = \sigma_0 / \kappa_0$ для линий с A_{ki} порядка $10^5 \div 10^6 \text{ с}^{-1}$ лежит в интервале $10^{-9} \div 10^{-10}$. Это означает, что степень ионизации порядка 10^5 и выше является достаточной для появления линий в эмиссии, в особенности тех линий, которые возникают при переходах между высокими уровнями. Такая высокая ионизация вполне осуществима в высокотемпературных и разреженных оболочках изучаемых нами звезд.

Рассмотрим теперь атмосферу с градиентом температуры. В линейном приближении мы имеем

$$B_v(T) = B_v(T_0) (1 + \beta_v^* \bar{\tau}), \quad (34)$$

где $\bar{\tau}$ - оптическая глубина в непрерывном спектре, определенная для среднего планковского коэффициента поглощения и

$$\beta_v^* = \beta_v \frac{\alpha_v}{\alpha}. \quad (35)$$

В согласии с [16], для нормированного профиля линии находим

$$R(x) = [P(x)/P(0)] R_0(x), \quad (36)$$

где

$$P(x) = 1 + \frac{\beta_v^* \beta}{v(x) \sqrt{1 - \tilde{\lambda}(x)}} = 1 + \frac{\beta_v^* \beta}{\sqrt{v(x) u(x)}}. \quad (37)$$

Переход от центра линии к крыльям в функциях $R_0(x)$ и $P(x)$ происходит в взаимно противоположных направлениях и замкнутой аналитической формулы для условия появления эмиссионной линии не существует.

Рис.6, 7 показывают профили линий, образованных в атмосфере, в которой температура растет с глубиной линейно. Рассмотрены два случая, соответствующие двум значениям β_v^* , относящимся к двум различным (коротковолновым и длинноволновым) диапазонам спектра. Мы видим, что, как и в случае изотермической атмосферы, здесь также порог влияния электронного рассеяния во многом зависит от величины λ . Особенно наглядно это иллюстрирует рис.8, который показывает зависимость нижнего порога

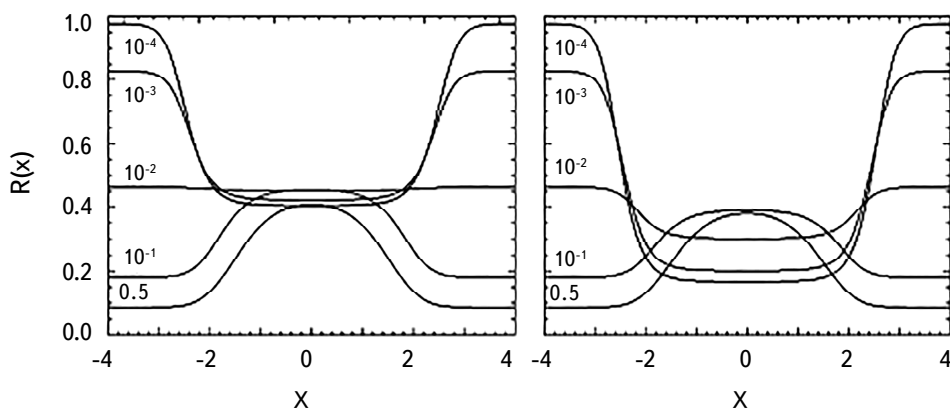


Рис.6. Профили спектральных линий для $\lambda = 0.9$, образуемых в атмосфере с градиентом температуры при $\beta_v^* = 0.2$ (слева) $\beta_v^* = 2.0$ (справа) и различных $\bar{\gamma}$, принимающих те же значения, что и на рис.5. Во всех случаях $\beta = 10^{-3}$.

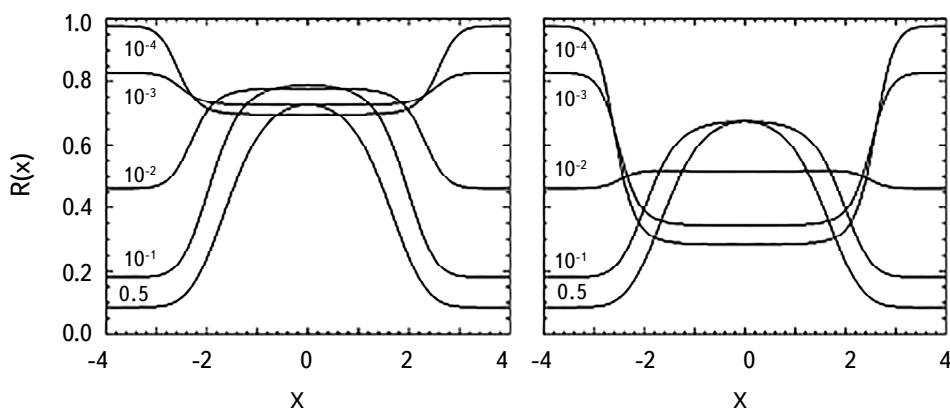


Рис.7. То же, что на рис.6 при $\lambda = 0.5$.

для рассеяния в континууме, приводящего к появлению эмиссии.

Значение указанного порога существенно зависит также от β_v^* , то есть от того, в какой области непрерывного спектра линия формируется. Эти два факта взятых вместе позволяют заключить, что наиболее вероятным является появление эмиссии у слабых линий, возникающих в длинноволновой области спектра. В общей сложности, различия между профилями линий, образованных в изотермической атмосфере и атмосфере с температурным градиентом, количественные и, главным образом, повторяют друг друга. Профили как абсорбционных, так и эмиссионных линий расширены, имеют колоколообразный вид и сужаются при дальнейшем росте роли электронного рассеяния. Последнее связано с тем, что эти линии образуются, в среднем, в более поверхностных и относительно низкотемпературных слоях атмосферы.

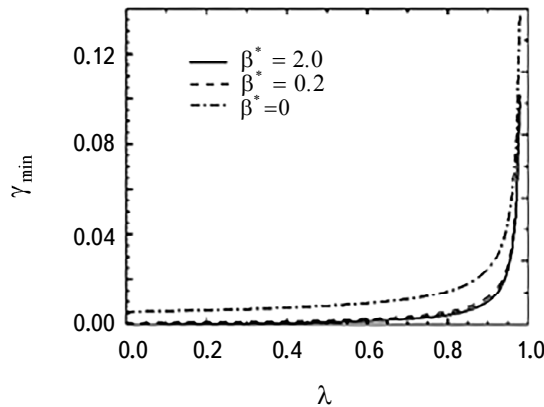


Рис.8. Зависимость порога влияния электронного рассеяния от λ при отмеченных значениях параметра, указывающего на градиент температуры.

6. *Линии при полном перераспределении по частотам.* В связи с полученными результатами, возникает естественный вопрос, в какой мере и каким образом возможное перераспределение энергии в частотах линии при многократном рассеянии может влиять на наблюдаемые профили. Можно предположить, что такое влияние возможно в исключительных случаях при промежуточных значениях коэффициента рассеяния в линии. В самом деле, в предыдущем разделе мы убедились, что эффект томсоновского рассеяния проявляется особенно отчетливо в случае слабых линий при небольших значениях параметра λ . В то же время, эффекты перераспределения существенны преимущественно у сильных линий. Тем не менее, как мы убедимся ниже, влияние частотного перераспределения излучения в линии при наличии рассеяния в континууме весьма специфично и заслуживает отдельного рассмотрения.

Как и в предыдущем разделе, будет применяться теория, развитая нами в [12]. Вначале рассмотрим вопрос об образовании спектральных линий в изотермической атмосфере. Коэффициент отражения от полубесконечной атмосферы $\rho(x, x')$ в данном случае, очевидно, зависит от двух переменных, - частот падающего и отраженного квантов. С учетом того, что в атмосфере задействованы два механизма рассеяния, уравнение для функции ρ , полученное применением принципа инвариантности, примет вид

$$v(x)\rho(x, x') = \frac{\lambda}{2} \varphi_0(x)\varphi_0(x') + \frac{\bar{\gamma}}{2} \delta(x - x') [1 + \rho(x, x')]^2, \quad (38)$$

где

$$\varphi_0(x) = \alpha_0(x) + \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x, x') \alpha_0(x') dx', \quad (39)$$

и $\alpha_0(x) = \pi^{-1/4} \alpha(x)$; $\alpha(x)$ - профиль коэффициента поглощения, который в рассматриваемой задаче считается доплеровским и равным $\exp(-x^2)$. Решение уравнения (38) позволяет определить искомый профиль спектральной линии

$$R_0(x) = 1 - \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x, x') dx'. \quad (40)$$

Результаты приводятся на рис.9, где показаны профили линий с $\lambda = 0.9$ и $\lambda = 0.5$ при различных значениях $\bar{\gamma}$. Линии имеют двухвершинную форму, что, впрочем, характерно для полностью некогерентного рассеяния. Такая форма четче проявляется у слабых линий (правый рисунок), однако, в отличие от профилей, обычно получаемых при данном механизме рассеяния,

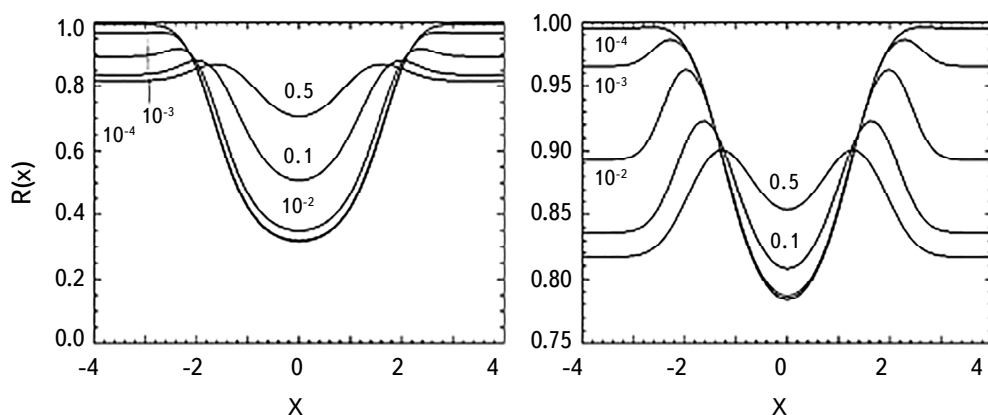


Рис.9. Профили спектральных линий, образуемых в изотермической атмосфере при полном перераспределении по частотам для $\lambda = 0.9$ (слева) и $\lambda = 0.5$ (справа) и отмеченных значениях $\bar{\gamma}$. В обоих случаях $\beta = 10^{-3}$.

здесь центральная депрессия по величине может превосходить высоту самих горбов. Обращает на себя внимание также тот факт, что в разных областях одной и той же линии может наблюдаться как эмиссия, так и абсорбция, в то время как при монохроматическом рассеянии линия целиком наблюдается либо в эмиссии, либо в абсорбции. Ширина линий, как следовало ожидать, зависит от значения коэффициента λ .

Задача об определении профилей спектральных линий, образованных в полубесконечной атмосфере при наличии температурного градиента, рассматривалась нами в упомянутой выше работе [12] без учета рассеяния излучения в континууме. При источниковом члене вида (28) в уравнении переноса и разложении функции Планка (29) искомая интенсивность выходящего излучения представляется в виде ряда

$$I(0, x) = \sum_{n=0}^{\infty} B_n I_n(0, x). \quad (41)$$

Как уже указывалось, величины $I_n(0, x)$ определяются рекуррентным образом, в данном случае посредством

$$v(x)I_n(0, x) = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x')p(0, x', x)I_n(0, x)dx' + \beta I_{n-1}(0, x), \quad (42)$$

где $p(0, x', x)$ представляет собой вероятность того, что квант с частотой x' , поглощенный на границе среды, выйдет из нее в виде кванта частоты x . При учете рассеяния в непрерывном спектре вид функции первичных источников (28) не меняется, поэтому уравнение (42) сохраняет свою силу и в данном случае, однако теперь

$$\alpha(x)p(0, x', x) = \frac{1}{2}\alpha_0(x')\{\lambda\varphi_0(x) + \bar{\gamma}[1 + \rho(x, x')\delta(x - x')]\}. \quad (43)$$

В результате ряда несложных выкладок можно получить следующее рекуррентное соотношение для определения искомых величин $I_n(0, x)$

$$I_n(0, x) = \frac{1}{v(x)g(x)} \left[\frac{\lambda}{2} h_n \varphi_0(x) + \beta I_{n-1}(0, x) \right], \quad (44)$$

где

$$g(x) = 1 - \frac{\bar{\gamma}}{2} \frac{\alpha_0(x)}{v(x)} (1 + \rho(x, x)), \quad h_n = \int_{-\infty}^{\infty} I_n(0, x) \frac{\alpha_0(x)}{v(x)g(x)} dx. \quad (45)$$

Решением уравнения (38) определяется $g(x)$, а постоянные h_n находятся из системы алгебраических уравнений, получаемых из самого соотношения (44).

В частности,

$$I_1(0, x) = \frac{\beta}{v(x)g(x)} \left[\frac{\lambda}{2b} h_0 \varphi_0(x) + I_0(0, x) \right], \quad (46)$$

где

$$b = 1 - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\varphi_0(x)\alpha_0(x)}{v(x)g(x)} dx. \quad (47)$$

Результаты численных расчетов приводятся на рис.10, 11. Как и выше, в качестве примеров рассматриваются сильные линии с $\lambda = 0.9$ и слабые с $\lambda = 0.5$, образуемые в различных диапазонах спектра.

Как мы видим, основные особенности, характерные профилям линий, образуемых в изотермической атмосфере, сохраняются и при наличии температурного градиента в среде. Вместе с тем следует отметить зависимость формы профилей линий от области спектра, где они образуются. Линии широкие и имеют колоколообразную форму в коротковолновом диапазоне при больших значениях параметра β_v^* .

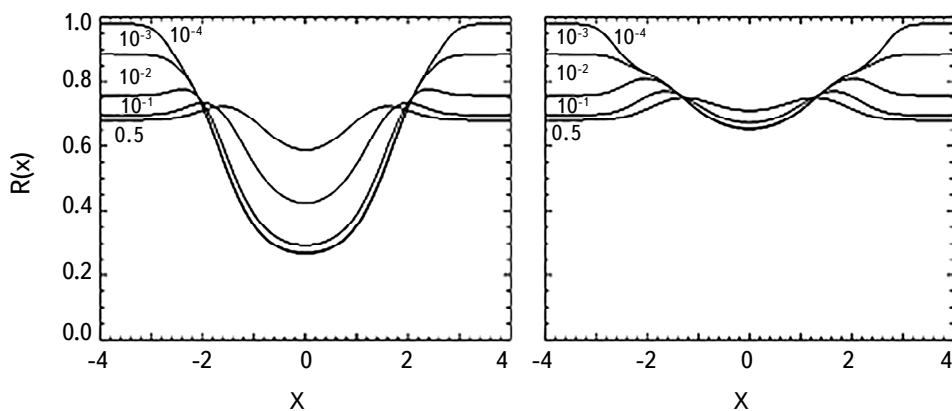


Рис.10. Профили спектральных линий, образуемых в атмосфере с температурным градиентом $\beta^* = 0.2$ при полном перераспределении по частотам для $\lambda = 0.9$ (слева) и $\lambda = 0.5$ (справа) и отмеченных значениях $\bar{\gamma}$. В обоих случаях $\beta = 10^{-3}$.

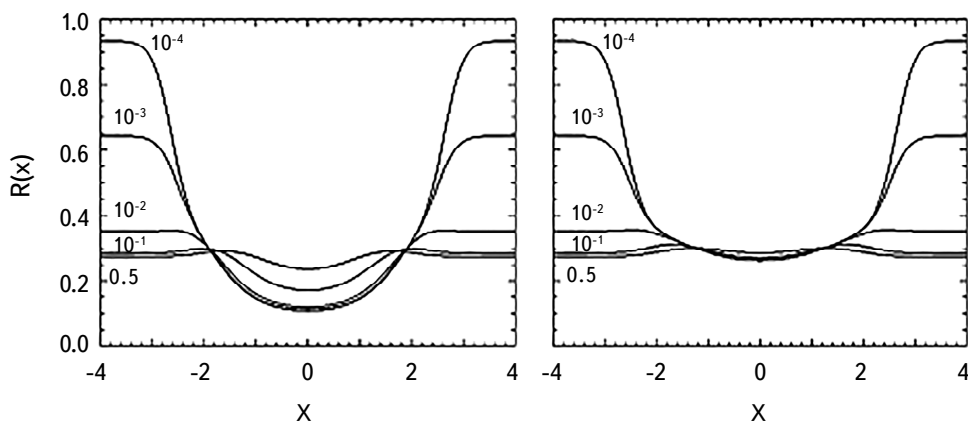


Рис.11. То же, что на рис.10 для атмосферы с температурным градиентом $\beta^* = 2.0$.

7. Заключение. В работе мы исследовали три важных аспекта изменений спектров звезд-сверхгигантов ранних типов, обусловленных томсоновским рассеянием на свободных электронах. Наряду с качественным описанием происходящих изменений, были приведены количественные оценки, которые, в общей сложности, согласуются с результатами других авторов и данными наблюдений. Показано, что несмотря на малость коэффициента электронного рассеяния, при некоторых физических условиях влияние данного механизма на некоторые наблюдаемые характеристики спектров изучаемых звезд, такие как частотное распределение континуума, скачки интенсивностей и появление спектральных линий в эмиссии, может быть измеримо. Вместе с тем важно подчеркнуть, что для адекватного описания спектров рассматриваемых звезд,

следует задачи формирования спектральных линий рассматривать совместно с теми или иными динамическими моделями. Далее, при самосогласованной постановке задачи, связанной с атмосферой и с температурным градиентом, необходимо принять во внимание также изменение оптических свойств среды, обусловленное изменениями с глубиной локальных параметров, описывающих элементарный акт рассеяния.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна,
Армения, e-mail: nikoghoss@bao.sci.am

INVESTIGATION OF SOME MANIFESTATIONS OF NON-STATIONARITY IN THE SPECTRA OF THE EARLY TYPE SUPERGIANTS

A.G.NIKOGHOSSIAN

The paper presents a theoretical study of changes in some spectral characteristics of the early type supergiants due to the scattering of radiation in the continuous spectrum. Thomson scattering on free electrons is regarded as a scattering mechanism, although the approach used is fairly general. The cause of changes in the star's spectral class at constant bolometric luminosity and surface temperature is revealed, and conditions necessary for their implementation are given. The effect of scattering in the continuum on the magnitude of intensity jumps in the hydrogen spectrum depending on the degree of ionization is studied. The conditions under which the Schuster mechanism of emission lines formation starts to operate both in the isothermal atmosphere and in the atmosphere with temperature gradient are brought out.

Keywords: *supergiant stars: intensity discontinuities: emission lines: Thomson scattering*

ЛИТЕРАТУРА

1. R.M.Humphreys, K.Davidson, *Astrophys. J.*, **232**, 409, 1979.
2. S.P.Owocki, K.G.Gayley, N.V.Shaviv, *Astrophys. J.*, **616**, 525, 2004.
3. S.C.Wolff, *The A-type Stars. Problems and Perspectives*, NASA SP-46, 1983.

4. *A.Schuster*, *Astrophys. J.*, **21**, 1, 1905.
5. *В.А.Амбарцумян*, Труды АО ЛГУ, **23**, 6, 1938.
6. *D.G.Hummer*, *G.Rybicki*, *Methods in Computational Physics*, N.Y., Acad. Press., 1967.
7. *K.B.Gebbie*, *R.N.Thomas*, *Astrophys. J.*, **154**, 285, 1968.
8. *J.P.Harrington*, *Astrophys. J.*, **162**, 913, 1970.
9. *G.L.Israelian*, *A.G.Nikoghossian*, *J. Quant., Spectrosc. Radiat. Transfer*, **56**, 509, 1996.
10. *В.А.Амбарцумян*, ДАН СССР, **38**, 257, 1943.
11. *В.А.Амбарцумян*, Научные труды, т.1, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1960.
12. *A.G.Nikoghossian*, *Н.А.Haruthyunian*, *Astrophys. Sp. Sci.*, **64**, 269, 1978.
13. *Г.А.Арутюнян*, *А.Г.Никогосян*, ДАН СССР, **242**, 66, 1978.
14. *A.G.Nikoghossian*, *G.L.Israelian*, *J. Quant., Spectrosc. Radiat. Transfer*, **56**, 501, 1996.
15. *D.Mihalas*, *Stellar Atmospheres*, San-Francisco, Freem, 1978.
16. *В.В.Соболев*, Курс теоретической астрофизики, М., Наука, 1985.
17. *S.Chandrasekhar*, *ZS f. Astrophys.*, **8**, 167, 1934.
18. *A.Unsold*, *ZS f. Astrophys.*, **8**, Heft 1, 1934.
19. *В.В.Соболев*, Перенос излучения в атмосферах звезд и планет, М., Гостехиздат, 1956.

