

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ОБОЛОЧКИ, СОДЕРЖАЩИЕ  
ЭЛЕКТРОНЫ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

Г. А. ГУРЗАДЯН

Поступила 13 апреля 1965

Рассматривается следующая задача: в атмосфере какой-нибудь звезды, непосредственно над фотосферой, появляются нетепловые, но и не крайне релятивистские электроны с кинетической энергией, превышающей собственную энергию, то есть  $E > mc^2$ . Рассеяние фотонов на таких электронах будет сопровождаться увеличением частоты рассеянного после столкновения фотона (обратный комптон-эффект). Ищется спектр излучения, выходящего из слоя или облака, состоящего из упомянутых электронов, если известен планковский спектр фотосферического излучения звезды. Поставленная задача решена в первом приближении для случаев монохроматических и немонахроматических электронов.

Показано, что эффект рассеяния фотосферического излучения на быстрых электронах приводит к усилению коротковолновой части спектра и ослаблению его инфракрасной части. Определены теоретические показатели цвета и амплитуды колебания яркости при „вспышке“ звезды, то есть при появлении быстрых электронов над ее фотосферой. Эффект повышения яркости и посинения звезды наиболее сильно выражается у холодных карликов и быстро уменьшается с переходом к звездам ранних типов. Отмечается возможность выделения  $\gamma$ -излучения при вспышке и неизбежность нагрева фотосферы вспыхивающих звезд „извне“, под действием собственного  $\gamma$ -излучения.

Обычно в астрофизике приходится иметь дело с двумя типами совокупностей электронов—тепловых и крайне релятивистских. При этом средняя энергия тепловых электронов бывает порядка нескольких электрон-вольт, в отдельных случаях (например, в солнечной короне)—нескольких сот электрон-вольт, а энергия крайне релятивистских электронов —  $10^9$ — $10^{12}$  эв. Тепловые электроны возникают главным образом в результате фотоионизации атомов и ионов; ими обусловлен широкий круг хорошо изученных явлений, известных как „тепловых“. В противоположность этому, процессы, связанные с

релятивистскими электронами, в частности, генерируемое ими магнитотормозное (синхротронное) излучение, имеют исключительно „тепловой“ характер. Менее ясны условия возникновения релятивистских электронов в той или иной среде; возможно, что они в одних случаях появляются в результате ядерных превращений, а в других — в результате ускорения обычных электронов в магнитных полях среды.

Наряду с этим можно допустить априори возможность появления в звездных атмосферах электронов с энергией, несколько превышающей собственную энергию, то есть когда  $E \gtrsim mc^2$ . Такие электроны не являются тепловыми, но их нельзя считать и крайне релятивистскими. Поэтому в дальнейшем их будем называть „быстрыми электронами“. Не затрагивая пока вопроса о том, в результате каких именно явлений возможно возникновение быстрых электронов в атмосфере звезды, ограничимся в настоящей статье чисто формальным рассмотрением задачи о взаимодействии таких электронов с полем фотосферического излучения самой звезды. Полученные при этом результаты могут иметь отношение к некоторым, широко известным в астрофизике, явлениям нестационарного характера.

1. *Основные положения.* Как известно, при кинетических энергиях электронов  $E$ , меньших собственной, столкновение электронов с фотонами кончается только изменением направления первоначального движения фотона, без изменения его частоты (чистое рассеяние). Эффективность такого столкновения выражается коэффициентом томсоновского рассеяния, равным  $\sigma_e = \frac{8\pi}{3} \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 = 0.665 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ .

Но при  $E > mc^2$ , хотя поперечное сечение столкновения остается тем же, то есть  $\sigma_e$  (по крайней мере до достаточно высоких значений  $E$ ), происходит увеличение энергии рассеянного после столкновения фотона, то есть увеличение частоты первичного фотона. Если частота фотона до столкновения с электроном была  $\nu'$ , а после столкновения  $\nu$ , то связь между ними представляется в следующем виде (см. например, [1, 2])

$$\nu = \nu' \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2 (1 - \beta \cos \theta), \quad (1)$$

где  $\beta = v/c$ ,  $v$  — скорость электрона,  $\theta$  — угол между направлениями движения электрона и фотона в „неподвижной“ системе отсчета, в данном случае в системе, связанной с звездой.

Однако, если мы имеем дело с изотропным излучением, или же изотропным распределением электронов по направлениям, то можно написать взамен (1)

$$\nu \approx \nu' \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2. \quad (2)$$

Разумеется, учет члена в (1), зависящего от направления, следует производить, если ставится задача построения точной теории.

Соотношение (2) предполагает лобовую или почти лобовую встречу кванта с электроном. Поскольку речь идет о звездных атмосферах, то нетрудно убедиться, что даже самые слабые магнитные поля в них приводят к тому, что быстрые электроны окажутся в состоянии криволинейного движения. Вследствие этого всегда какая-то часть электронов будет двигаться навстречу исходящим из фотосферы световым квантам, столкновение с которыми приводит к изменению частоты в сторону увеличения. Если к тому же эффективное количество таких электронов значительно, этот процесс может привести к существенному изменению первоначального планковского спектра выходящего из слоя быстрых электронов фотосферического излучения; произойдет *усиление его коротковолновой части за счет ослабления инфракрасной*. В конечном счете дополнительная энергия кванта берется из энергии быстрого электрона за счет комптоновских потерь. Вместе с тем, полное количество квантов, испускаемых фотосферой во всем диапазоне спектра, остается неизменным.

Если появление быстрых электронов в атмосфере данной звезды носит импульсивный характер, то есть когда они появляются быстро и так же быстро исчезают, вызванное ими усиление коротковолновой границы спектра излучения звезды будет носить характер вспышки, в данном случае—ультрафиолетовой вспышки. Этот процесс ничего общего не имеет с тепловыми процессами, и поэтому выходящее из слоя быстрых электронов излучение фотосферы будет иметь нетепловой характер.

Наша задача заключается в том, чтобы вывести теоретический спектр излучения, выходящего из слоя быстрых электронов, прилегающего к фотосфере, в зависимости от энергии быстрых электронов и при заданном планковском спектре фотосферы.

2. *Случай монохроматических электронов.* Пусть интенсивность выходящего из фотосферы звезды излучения в частоте  $\nu$  представляется формулой Планка и равна  $B_\nu(T)$ , где  $T$  есть эффективная температура фотосферы. Пусть над фотосферой (или на некотором расстоянии от нее) находится слой, состоящий исключительно из быстрых электронов, эффективное количество которых в столбе с основанием  $1 \text{ см}^2$  равно  $N$  (см. рис. 1), а эффективная оптическая толщина  $\tau$  равна

$$\tau = \sigma_e \int_0^z n dz; \quad \tau_0 = \sigma_e \int_0^{z_0} n dz = \sigma_e N, \quad (3)$$

причем  $\tau = 0$  на основании упомянутого слоя (линейная толщина которого считается меньше радиуса звезды) или на поверхности фотосферы; в (3)  $n$  — концентрация быстрых электронов на высоте  $z$  от поверхности фотосферы.

Нашей целью является определение интенсивности  $J_\nu$  выходящего из слоя быстрых электронов излучения в частоте  $\nu$  как функции полной оптической толщи среды  $\tau_0$ , энергии быстрых электронов  $E$  и эффективной температуры звезды  $T$ .

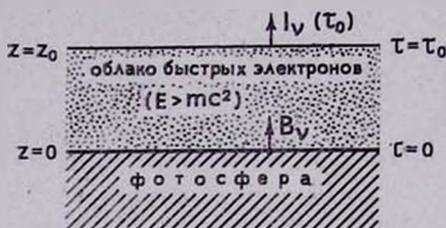


Рис. 1. К выводу теоретического спектра вспышки.

Рассмотрим сперва случай монохроматического потока быстрых электронов, то есть когда энергия всех электронов одинакова и равна  $E$ , причем  $E > mc^2$ . Влиянием тепловых электронов пренебрегаем.

Уравнение переноса энергии запишется в виде

$$\cos \theta \frac{dJ_\nu}{dz} = -n\sigma_e J_\nu + \varepsilon_\nu, \quad (4)$$

где  $\varepsilon_\nu$  есть объемный коэффициент излучения в частоте  $\nu$ .

В дальнейшем введем обозначение

$$\mu = \frac{E}{mc^2}. \quad (5)$$

Условие лучистого равновесия в нашем случае имеет вид

$$4\pi\varepsilon_\nu = n\sigma_e\mu^2 B_\nu e^{-\tau} + n\sigma_e\mu^2 \int J_\nu d\omega, \quad (6)$$

где первый член обусловлен квантами прямого излучения звезды частоты  $\nu'$ , трансформируемого в  $\nu$  при элементарном акте рассеяния, а второй член — квантами диффузного излучения той же частоты. Переизлучение с сохранением частоты отсутствует.

Подставляя (6) в (4), получим следующее дифференциальное уравнение относительно функции  $J_+$ :

$$\cos \theta \frac{dJ_+}{d\tau} = -J_+ + \frac{1}{4\pi} \mu^2 B_\nu e^{-\tau} + \mu^2 \int J_+ d\omega. \quad (7)$$

Решение этого уравнения даст нам величину интенсивности выходящего из облака быстрых электронов излучения  $J_+(\mu, \tau_0)$  в зависимости от энергии ( $\mu$ ) и эффективной оптической толщи  $\tau_0$ , или эффективного количества самих электронов ( $N$ ), при заданной температуре фотосферы ( $B_\nu$ ).

Если  $\tau_0$  не очень велико, то рассеянием второго порядка можно будет пренебречь, и тогда найдем из (7), после интегрирования (приняв также  $\cos \theta = 1$ ),

$$J_+(\mu, \tau_0) = B_\nu e^{-\tau_0} + \frac{1}{4\pi} \mu^2 B_{\nu'} e^{-\tau_0}, \quad (8)$$

где использовано условие  $J_+ = B_\nu$  при  $\tau = 0$ , а  $B_\nu$  и  $B_{\nu'}$  представляются формулой Планка; только во втором случае следует подставить  $\nu' = \frac{\nu}{\mu^2}$ , то есть

$$B_\nu(T) = \frac{2h}{c^2} \frac{\nu^3}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}; \quad (9)$$

$$B_{\nu'}(T) = \frac{2h}{c^2} \frac{(\nu')^3}{e^{\frac{h\nu'}{kT}} - 1} = \frac{2h}{c^2} \frac{\left(\frac{\nu}{\mu^2}\right)^3}{e^{\frac{h\nu}{kT\mu^2}} - 1}. \quad (10)$$

Соотношение (8) представляет собой приближенный спектр дошедшего до наблюдателя излучения звезды, когда над ее атмосферой появляется облако или слой из быстрых электронов небольшой оптической толщины.

Анализ формулы (8) показывает, что при достаточно низких температурах звезды, когда максимум ее фотосферического излучения находится в инфракрасной области спектра (звезды поздних классов), происходит своеобразный дрейф квантов из длинноволновой области спектра в коротковолновую область. Это приводит,

даже при сравнительно небольших значениях энергии быстрых электронов ( $\mu \lesssim 1$ ) — к резкому увеличению интенсивности наблюдаемого излучения в фотографической и в особенности ультрафиолетовой областях спектра. В этом случае имеется основание говорить о *выделении непрерывной эмиссии нетепловой природы*.

В качестве примера на рис. 2 приведены вычисленные с помощью формулы (8) теоретические спектры для звезды типа М5 ( $T = 2800^\circ\text{K}$ ), то есть кривые распределения интенсивности  $J$ , (в произвольных единицах) по длине волны, при  $\tau_0 = 1$  и различных значениях  $\mu^2$ , то есть при различных величинах энергии электронов (при  $\mu = 1$  энергия электрона равна  $E = mc^2 = 5 \cdot 10^5$  эв). На этом рисунке сплошной линией проведен нормальный, „невозмущенный“ спектр излучения звезды класса М5, то есть при  $N = 0$  или  $\tau_0 = 0$ .

На этом рисунке хорошо виден рост интенсивности  $J$ , в области коротких волн с увеличением  $\mu$ , то есть с увеличением энергии электронов. Это явление сопровождается, как и следовало ожидать, убылью энергии в длинноволновой области излучения фотосферы.

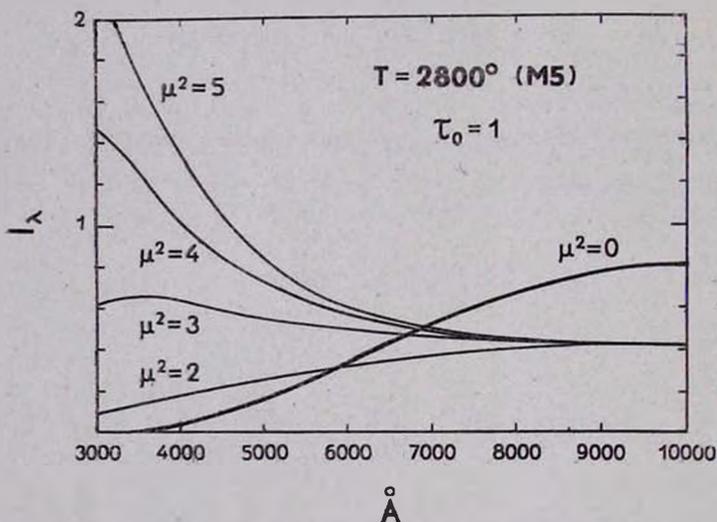


Рис. 2. Теоретический спектр вспышки звезды типа М5 (тонкие линии). Толстой линией обозначен нормальный спектр звезды данного типа (когда  $\tau_0 = 0$  или  $\mu = 0$ ).

С другой стороны, относительное усиление интенсивности, то есть отношение  $J_i/B$ , увеличивается в сторону коротких волн. В приведенном примере это отношение порядка десяти в фотографической области спектра, и от ста до нескольких тысяч — в ультрафиолетовой области. Отсюда следует, что общее увеличение яркости звезды в фо-

тографических лучах, вызванное появлением вокруг нее быстрых электронов, должно сопровождаться изменением ее цвета; звезда должна стать голубее.

Чтобы представить полученные результаты в форме, удобной для сравнения с наблюдениями, были вычислены теоретические показатели цвета в системе  $U, B, V$ , а также величины  $\Delta m_V, \Delta m_B$  и  $\Delta m_U$ , то есть рост (или уменьшение) яркости звезды при различных значениях  $\mu^2$ , по сравнению с нормальным ее состоянием (когда  $\tau_0 = 0$ ). Это было сделано с помощью следующих соотношений:

$$B - V = -2.5 C_y + 1.04; \quad (11)$$

$$U - B = 2.5 C_n - 1.12; \quad (12)$$

$$\Delta m_V = m_V(0) - m_V(\mu, \tau_0) = 2.5 \lg \frac{V}{V_0}; \quad (13)$$

$$\Delta m_B = m_B(0) - m_B(\mu, \tau_0) = 2.5 \lg \frac{B}{B_0}; \quad (14)$$

$$\Delta m_U = m_U(0) - m_U(\mu, \tau_0) = 2.5 \lg \frac{U}{U_0}, \quad (15)$$

где

$$C_y = \lg \frac{B}{V}; \quad C_n = \lg \frac{B}{U}; \quad (16)$$

$$\begin{aligned} V &= \int J_\lambda(\mu, \tau_0) V_\lambda d\lambda; & V_0 &= \int B_\lambda(T) V_\lambda d\lambda; \\ B &= \int J_\lambda(\mu, \tau_0) B_\lambda d\lambda; & B_0 &= \int B_\lambda(T) B_\lambda d\lambda; \\ U &= \int J_\lambda(\mu, \tau_0) U_\lambda d\lambda; & U_0 &= \int B_\lambda(T) U_\lambda d\lambda. \end{aligned} \quad (17)$$

В этих соотношениях значение  $J_\lambda(\mu, \tau_0)$  берется из (8), (предварительно переходя от шкалы частот в шкалу длин волн),  $B_\lambda(T)$  — из (9), а  $U_\lambda, B_\lambda$  и  $V_\lambda$  суть относительные чувствительности ультрафиолетовой, фотографической и фотовизуальной систем Джонсона и Моргана [3].

В табл. 1 приведены вычисленные с помощью этих соотношений значения  $B - V, U - B$ , а также  $\Delta m_V, \Delta m_B$  и  $\Delta m_U$  при появлении быстрых электронов с энергией  $\mu$  в атмосфере звезды или, короче, при вспышке звезды типа М 5. Из этих данных следует, что, во-первых, с ростом  $\mu$  звезда становится голубее и во-вторых, амплитуда яркости

растет в сторону коротких волн; она порядка  $1^m$  — в фотовизуальных лучах,  $\sim 3^m$  — в фотографических лучах и  $\sim 5 - 6^m$  — в ультрафиолетовых лучах.

Таблица 1

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ ЦВЕТ И АМПЛИТУДЫ В  $U, V, V$  ЛУЧАХ  
ПРИ ПОЯВЛЕНИИ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ЭНЕРГИИ  $\mu$   
В АТМОСФЕРЕ ЗВЕЗДЫ ТИПА М5 ( $T = 2800$  К),  $\tau_0 = 1$

$\mu^2$	$B-V$	$U-B$	$\Delta m_V$	$\Delta m_B$	$\Delta m_U$
0	$1^m80$	$+1^m14$	—	—	—
2	0.79	-0.38	0.1	$1^m0$	$2^m5$
3	0.44	-0.87	0.8	2.2	5.2
4	0.20	-1.22	1.0	2.8	5.0
5	0.04	-1.33	1.1	2.9	5.4
10	-0.16	-1.57	1.0	3.0	5.7
20	-0.16	-1.63	0.6	2.5	5.3

Обращает на себя внимание очень малое значение величины  $U-B$  при значениях  $\mu^2 \sim 5-10$ . Минимальное значение  $U-B$  при планковском распределении энергии в спектре излучения достигается при  $T \rightarrow \infty$  и равно  $-1^m00$  [4]. Между тем, при рассмотренном механизме вспышки звезды (рассеяние фотосферического излучения на быстрых электронах) величина  $U-B$ , оказывается, может доходить до  $-1^m70$  при энергиях электронов  $E$  порядка  $10^7$  эв; при еще больших значениях  $E$  происходит медленное увеличение  $U-B$ .

Любопытно, что даже при очень малых значениях оптической толщи  $\tau_0$  — порядка 0.01—0.001, ультрафиолетовая амплитуда  $\Delta m_U$  доходит до одной звездной величины и больше (см. табл. 2). При этом яркость звезды в фотовизуальных лучах остается практически неизменной, то есть  $\Delta m_B \approx 0$ .

Таблица 2

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ АМПЛИТУДА  $\Delta m_U$  В  
ЗАВИСИМОСТИ ОТ  $\mu^2$  И  $\tau_0$ ,  $T=2800^\circ\text{K}$  (М5)

$\mu^2$	0	2	3	4	5
$\tau_0=0.01$	0	1.4	2.5	2.9	3.0
$\tau_0=0.001$	0	0.2	0.7	0.9	1.0

В приведенных выше вычислениях было сделано допущение, что слой из быстрых электронов покрывает всю поверхность фотосферы звезды более или менее равномерно. Если же этот слой будет занимать только часть поверхности звезды, то дошедшая до

наблюдателя интенсивность излучения звезды в целом  $J_*(y)$  определится из следующего выражения:

$$J_*(y) = yJ_*(\mu, \tau_0) + (1 - y)B_*,$$

где  $y$  есть доля поверхности звезды, занимаемой слоем быстрых электронов.

3. *Случай немонохроматических электронов.* Выше был рассмотрен случай монохроматического энергетического спектра быстрых электронов, когда все электроны обладают одинаковой энергией. Аналогичный результат мы будем иметь в случае, когда осуществляется нормальное распределение скоростей с очень малой дисперсией энергии электронов.

Возможно, однако, существование и других энергетических спектров электронов в интересующем нас явлении, например, степенная зависимость концентрации быстрых электронов от энергии

$$\frac{dN_e}{dE} = KE^{-\gamma}, \tag{18}$$

или, имея в виду (5),

$$\frac{dN_e}{d\mu} = K (mc^2)^{1-\gamma} \mu^{-\gamma}. \tag{19}$$

Этот спектр должен иметь предел со стороны малых энергий. Пусть он будет при  $\mu_{np} = \mu_m$ . Со стороны высоких энергий такого предела нет ( $\mu \rightarrow \infty$ ). Очевидно, не все электроны в таком энергетическом спектре могут принимать участие в процессах трансформации длинноволновых квантов в коротковолновые; электроны, для которых  $\mu < 1$ , могут вызвать только обычное томсоновское рассеяние световых квантов, без существенного изменения их частоты (рис. 3).



Рис. 3. К выводу теоретического спектра вспышки в случае немонохроматического потока электронов.

Составление условия лучистого равновесия и решения уравнения переноса излучения для более общего случая, когда  $\mu_{\text{пр}} > 1$  или  $\mu_{\text{пр}} < 1$ , не представляет труда. Однако во избежание введения новых параметров мы ограничимся пока решением поставленной задачи для случая  $\mu_{\text{пр}} \sim 1$ .

Прежде всего напишем выражение для оптической толщи, одинаковой для всех длин волн. Оно имеет вид

$$d\tau = \sigma_e N_0 dz = \sigma_e dz \int_{\mu_m}^{\infty} dN_e = \sigma_e K \frac{(mc^2)^{1-\gamma}}{\gamma-1} \frac{dz}{\mu_m^{1-\gamma}}. \quad (20)$$

Отсюда

$$\tau = \sigma_e K \frac{(mc^2)^{1-\gamma}}{\gamma-1} \mu_m^{1-\gamma} z. \quad (21)$$

Поскольку в нашем случае  $\mu \approx 1$ , то все кванты, поглощенные в частоте  $\nu$  непосредственно от фотосферы звезды, будут переизлучаться в частотах  $\nu' > \nu$ . В частоте  $\nu$  будут переизлучаться только те кванты, у которых частота меньше  $\nu$ . Поэтому можем написать для объемного коэффициента излучения  $d\varepsilon_\nu$  в частоте  $\nu$

$$4\pi d\varepsilon_\nu = dN_e \sigma_e \frac{B_{\nu'}}{h\nu'} e^{-\tau h\nu}. \quad (22)$$

Подставляя значение  $dN_e$  из (19), а также имея в виду, что

$$\nu = \nu' \mu^2, \quad (23)$$

$$d\mu = -\frac{1}{2} \nu'^{1/2} \nu^{-3/2} d\nu', \quad (24)$$

найдем из (22), после интегрирования в пределах от  $u = 0$  ( $\mu = \infty$ ) до  $u = x$  ( $\mu = 1$ )

$$\varepsilon_x = K \frac{\sigma_e}{8\pi} e^{-\tau (mc^2)^{1-\gamma}} x^{-\frac{\gamma-3}{2}} \int_0^x B_u(T) u^{\frac{\gamma-5}{2}} du, \quad (25)$$

где введены обозначения

$$x = \frac{h\nu}{kT}; \quad u = \frac{h\nu'}{kT}. \quad (26)$$

а  $B_u(T)$  есть планковская функция с заменой  $\nu'$  на  $u$ .

Уравнение переноса лучистой энергии по-прежнему имеет вид (4). Поэтому, подставляя значение  $\varepsilon_x$  из (25) в (4) и интегрируя, получим

$$J_*(\gamma, \tau_0) = B_* e^{-\tau_0} + \delta \tau_0 e^{-\tau_0} x^{-\frac{\gamma-3}{2}} \int_0^x B_* u^{\frac{\gamma-5}{2}} du, \quad (27)$$

где обозначено

$$\delta = \frac{K}{8\pi N_0} (mc^2)^{1-\gamma} = \frac{\gamma-1}{8\pi} \mu_m^{\gamma-1}. \quad (28)$$

Формулу (27) удобно написать в следующем виде

$$J_*(\gamma, \tau_0) = B_*(T) A_*(\gamma, \tau_0), \quad (29)$$

где

$$A_*(\gamma, \tau_0) = e^{-\tau_0} + \delta \tau_0 e^{-\tau_0} (e^{\tau_0} - 1) x^{-\frac{\gamma+3}{2}} \int_0^x \frac{u^{\frac{\gamma-1}{2}} du}{e^u - 1}. \quad (30)$$

Очевидно, безразмерная величина  $A_*(\gamma, \tau_0)$  показывает, во сколько раз интенсивность выходящего из среды излучения, то есть  $J_*(\gamma, \tau_0)$ , больше или меньше по сравнению с интенсивностью излучения в той же частоте  $\nu$  на внешней границе фотосферы, то есть по сравнению с  $B_*(T)$ .

Анализ формулы (30) показывает, что для холодных звезд  $A_*(\gamma, \tau_0) > 1$  в области фотографических лучей и  $A_*(\gamma, \tau_0) < 1$  — в области визуальных и инфракрасных лучей. Отсюда следует, что и при энергетическом спектре быстрых электронов типа  $N_e \sim E^{-1}$  будет иметь место увеличение яркости звезды в фотографических лучах, а, следовательно, ее покраснение. Конкретные примеры расчетов, приведенные ниже, подтверждают сказанное.

На рис. 4 приведены теоретические спектры выходящего из атмосферы „вспыхивающей“ звезды типа М5 ( $T = 2800^\circ\text{K}$ ) излучения при различных значениях  $\gamma$  и  $\delta$ . Качественно эти кривые не отличаются от того, что мы имели раньше, в случае монохроматических электронов (рис. 2).

Следует обратить внимание на большое разнообразие теоретических спектров „вспыхнувших“ звезд, вытекающее из (30). Однако есть нечто общее в этом разнообразии. Прежде всего, во всех случаях происходит сильное повышение интенсивности излучения в фотографическом и, в особенности, ультрафиолетовом диапазонах длин волн. Вследствие этого уменьшается показатель цвета звезды, то есть она становится голубее. Для большей убедительности с помощью соотношений (11)—(17), (29) и (30) были определены числовые значения  $B-V$ ,  $U-B$ ,  $\Delta m_V$ ,  $\Delta m_B$  и  $\Delta m_U$  при вспышке звезды типа М5; результаты приведены в табл. 3. Как следует из данных этой таб-

лицы, при всех значениях  $\delta$  вспыхнувшая звезда типа М 5 оказывается синее, чем при  $\delta = 0$ , то есть при отсутствии быстрых электронов в ее атмосфере; в этом случае она имеет нормальную для звезд типа М 5 величину  $B-V$ , равную  $+1^m80$  и  $U-B$ , равную  $+1^m14$ .

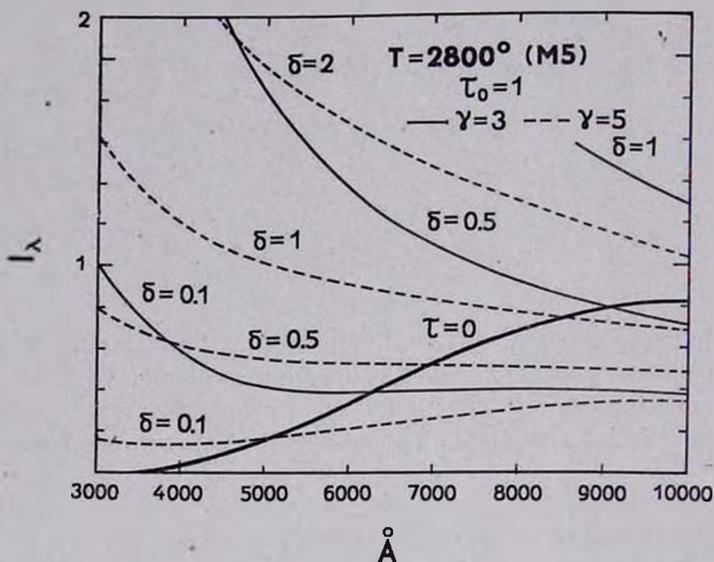


Рис. 4. Теоретический спектр вспышки звезды типа М 5 при различных спектрах электронов.

Далее с увеличением  $\delta$  быстро увеличивается  $\Delta m_B$  — амплитуда блеска в фотографических лучах, достигая  $5^m$ . Еще сильнее увеличивается  $\Delta m_U$ , доходя до  $7-8^m$ . Что касается  $\Delta m_V$ , то хотя он также увеличивается с увеличением  $\delta$ , но медленнее, чем, скажем,  $\Delta m_B$ ; отношение  $\Delta m_B/\Delta m_V$  в этом случае находится в пределах  $1.5 \div 5$ . В определенных случаях (например, при  $\delta \leq 0.1$  и  $\gamma = 5$ ) звезда может посинеть даже за счет уменьшения ее яркости в фотовизуальных лучах. При еще меньших значениях  $\delta$  посинение звезды может сопровождаться общим падением ее яркости не только в фотовизуальных лучах, но и в фотографических.

Аналогичные результаты — большие амплитуды колебания яркости, посинение звезды — получаются и для звезд типа К и, в меньшей степени, типа G. Однако ожидаемый эффект, как показывают вычисления, становится меньше и меньше при переходе к звездам раннего спектрального класса ( $T = 10000^\circ$  и больше). Например, для звезд типа А колебания яркости (как в сторону увеличения, так и в сто-

рону уменьшения) составляют уже доли звездной величины (см. табл. 4), а для еще более ярких звезд (тип В или О) они практически равны нулю.

Таблица 3

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ ЦВЕТА И АМПЛИТУД  
 $T=2800^{\circ}(M5), \tau_0=1, \gamma=3, \gamma=5$

$z$	$\gamma=3$					$\gamma=5$				
	$B-V$	$U-B$	$\Delta m_V$	$\Delta m_B$	$\Delta m_U$	$B-V$	$U-B$	$\Delta m_V$	$\Delta m_B$	$\Delta m_U$
0	$1^m80$	$+1^m14$	—	—	—	$1^m80$	$+1^m14$	—	—	—
0.1	0.29	-1.32	0.4	2.0	4.5	0.84	-0.82	-0.4	0.6	2.6
0.5	0.09	-1.35	1.9	3.7	6.2	0.44	-1.02	0.7	1.6	4.3
1	0.06	-1.32	2.6	4.5	6.9	0.25	-1.10	1.4	2.5	5.1
2	0.15	-1.33	3.4	5.2	7.6	0.33	-1.08	2.0	3.0	5.8

Таким образом, мы приходим к интересному заключению о том, что появление слоя или облака из быстрых электронов в атмосфере холодных звезд ( $K-M$ ) может привести к сильному повышению их яркости (в особенности в коротковолновом диапазоне), в то время как появление таких электронов вокруг горячих звезд не вызовет никаких наблюдаемых последствий в доступной нам области длин волн.

Таблица 4

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ ЦВЕТА  
 И АМПЛИТУД  
 $T=10000^{\circ}(A0), \tau_0=1, \gamma=3$

$z$	$B-V$	$\Delta m_V$	$\Delta m_B$
0	$+0^m06$	—	—
1	-0.08	-0.30	$+0.16$
2	-0.10	$+0.10$	$+0.28$

Иначе говоря, при выдвинутом механизме генерации непрерывной эмиссии нетепловой природы, эмиссия должна наблюдаться у холодных звезд и не должна наблюдаться у горячих.

В заключение этого раздела оценим численные величины входящих в вышеприведенные формулы параметров, то есть величины  $\mu_m$  и  $K$ , характеризующие теоретический спектр быстрых электронов, а также их концентрацию в атмосфере звезды в момент „вспышки“. Поскольку при вычислениях было принято  $\tau_0 \sim 1$ , то найдем из (20) и (21) для полной концентрации электронов, энергия которых больше  $\mu_m$ ,

$$n = \frac{\tau_0}{N_0 z_0} = \frac{1.5 \cdot 10^{24}}{z_0} \text{ см}^{-3}.$$

Отсюда найдем  $n \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$  при линейной толщине слоя  $z_0 \sim 10^9 \text{ см}$ , и  $n \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$  — при  $z_0 \sim 10^{10} \text{ см}$ . Для определения  $\mu_m$  имеем из (28)

$$\mu_m = \left( \frac{8\pi}{\gamma - 1} \delta \right)^{\frac{1}{\gamma - 1}}.$$

Числовые значения  $\mu_m$  для различных значений  $\gamma$  и  $\delta$  приведены в табл. 5.

Таблица 5  
ЧИСЛОВЫЕ ЗНАЧЕНИЯ  $\mu_m$

$\delta$	1	0.1	0.01
$\gamma=3$	3.5	1.1	0.36
$\gamma=5$	1.6	0.9	0.5

Из этих данных следует, что  $\mu_m$  близко к единице, а следовательно принятая выше схема расчетов ( $\mu_m \sim 1$ ) недалеко от истины.

Наконец, из (28) найдем для  $K$  (в CGS — системе):  $K \sim 10^5$  при  $z_0 = 10^9 \text{ см}$  и  $K \sim 10^4$  — при  $z_0 = 10^{10} \text{ см}$ .

4. *Энергетические потери электронов.* Продолжительность выделения непрерывной эмиссии при импульсивном или мгновенном выбросе быстрых электронов, очевидно, зависит от скорости потери кинетической энергии быстрых электронов. Поэтому необходимо знать порядок величины этих потерь.

В рассмотренном случае быстрые электроны могут терять свою энергию следующими путями: 1) потери на магнитотормозное (синхротронное) излучение; 2) потери на обратный комптон-эффект; 3) ионизационные потери; 4) радиационные потери, то есть излучение  $\gamma$ -фотонов при столкновении электронов с другими частицами.

Как показывает количественный анализ, наиболее существенным в данном случае является последний — радиационные потери. При этом предполагается, что в облаке быстрых электронов присутствуют также протоны в таком же количестве. Взаимодействие быстрых (релятивистских) электронов с протонами приводит к резкому торможению электрона, вследствие чего его энергия будет освобождена в виде  $\gamma$ -кванта; в нерелятивистском случае это соответствует обычному непрерывному излучению при свободно-свободных переходах.

Выражение для радиационных потерь имеет следующий вид (см., например, [2] стр. 149):

$$-\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = 8.0 \cdot 10^{-16} \cdot n_p \text{ сек}^{-1}. \quad (31)$$

Отсюда найдем для времени  $t_0$ , в течение которого энергия электрона в среднем уменьшится из-за радиационных потерь в  $e$  раз, следующее соотношение:

$$t_0 = 1.25 \cdot 10^{13} \cdot n_p^{-1} \text{ сек}, \quad (32)$$

где  $n_p$  — концентрация протонов. Очевидно  $t_0$  одновременно может характеризовать среднюю продолжительность выделения непрерывной эмиссии. При значениях  $n_p$ , равных  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $10^{14} \text{ см}^{-3}$  и  $10^{13} \text{ см}^{-3}$  найдем из (34) соответственно:  $t_0 \sim 1 \text{ сек}$ ,  $\sim 10 \text{ сек}$  и  $100 \text{ сек}$ . Анализ конкретных вспышек показывает, что в отдельных случаях  $\tau_0 \sim 0.001$ , что соответствует значению  $n_p \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . В этом случае продолжительность вспышки будет  $\sim 1000 \text{ сек}$ , то есть порядка десяти минут.

Из сказанного следует одновременно, что практически вся энергия быстрых электронов будет освобождена в виде  $\gamma$ -квантов (вернее, мягких  $\gamma$ -квантов или жестких рентгеновских фотонов). Суммарная энергия  $\gamma$ -квантов при этом может достигать значительной величины. Так, например, если при одной вспышке появляются  $10^{24}$  электронов на  $1 \text{ см}^2$  поверхности звезды (когда  $\tau_0 = 1$ ), то полное их количество будет  $4\pi R^2 \cdot 10^{24}$ , или около  $10^{40}$  (при  $R \sim 3 \cdot 10^{10} \text{ см}$ ). При энергии одного электрона  $\sim 10^8 \text{ эв} \sim 10^{-6} \text{ эрг}$ , найдем отсюда для полной энергии всех электронов  $\sim 10^{40} \text{ эрг}$ , что примерно в  $10^7 - 10^8$  раз превышает тепловую энергию, излучаемую самой звездой в 1 сек. Очевидно, это одновременно будет полная энергия  $\gamma$ -излучения, если предположить, что все быстрые электроны задерживаются в атмосфере звезды и энергия каждого из них в конечном счете идет на образование  $\gamma$ -кванта. Половина этой энергии покинет звезду, а остальная половина будет направлена в сторону фотосферы звезды, где она будет поглощена, в результате чего может произойти прогрев фотосферы. Однако нетрудно убедиться, что из-за большой проникающей способности  $\gamma$ -квантов слой наиболее интенсивного прогрева будет находиться достаточно глубоко (больше  $10000 \text{ км}$ ) от поверхности фотосферы. Поэтому последствия подобного прогрева могут сказываться на тепловом состоянии фотосферы не сразу. Но повышение яркости фотосферы рано или поздно должно произойти и, как показывают простые расчеты, оно может значительно — на два-три порядка превышать нормальную яркость звезды, при предположении, что в день происходит по одной вспышке с  $\tau_0 = 1$ . Однако при вспышке, например, с  $\tau_0 = 0.001$  повышение светимости звезды из-за нагрева  $\gamma$ -лучами будет незначительное.

Так или иначе, нагрев фотосферы  $\gamma$ -лучами при появлении быстрых электронов в атмосфере звезды, по-видимому, неизбежен. Это следует считать одним из любопытных моментов в изучаемой нами задаче. Дело в том, что обычно принято было думать, что термический нагрев фотосферы осуществляется только изнутри, за счет выделения во внутренних частях звезды тепловой энергии. Теперь мы приходим к выводу о возможности *нагрева фотосферы за счет тепловой энергии, выделяемой в виде  $\gamma$ -квантов в атмосфере звезды, далеко от ее поверхности.*

В заключение пользуюсь случаем выразить глубокую благодарность В. А. Амбарцумяну за интересное обсуждение этой работы и сделанные при этом ценные замечания, а также В. Г. Горбачкову за критические замечания, которые были сделаны при прочтении рукописи работы.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## THE NON-STEADY STELLAR ENVELOPES CONTAINING HIGH-ENERGY ELECTRONS

G. A. GURZADIAN

The following problem is considered: in the atmosphere of some star there are nonthermal but not ultrarelativistic electrons with energies somewhat exceeding the proper energy,  $E \gtrsim mc^2$  (fast electrons). Although the scattering of the photons on such electrons must be neutral in character but an increase of the energy or the frequency of the scattered photon after the collision with the fast electron must have place (converse Compton-effect). The question is to determine the spectrum of radiation emitted from the layer of fast electrons if the black body spectrum of the photospheric radiation is known. This problem is solved in the first approximation for the cases both of monochromatic and non-monochromatic electrons. It is shown that the intensity in the shortwave region of the spectrum increases and at long waves (infrared) decreases.

The theoretical color indexes and amplitudes of the variation of the brightness of the „flare“ star, in the case of the presence of fast electrons in their atmospheres is calculated. The effect of the increase of the brightness is stronger in the cool dwarfs and quickly decreases when passing to the early type stars.

The possibility of the generation of  $\gamma$ -radiation during the flare of the star and the effect of heating of the photosphere „from outside“ under the action of own  $\gamma$ -radiation are noted.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. E. Feenberg, H. Primakoff, Phys. Rev., **73**, 449, 1948.
2. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, Происхождение космических лучей, М., 1963
3. H. L. Johnson, W. W. Morgan, Ap. J., **117**, 313, 1953.
4. H. Arp, Ap. J., **133**, 874, 1961.