

ИЗЛУЧЕНИЕ ГАЗА, НАГРЕТОГО СИЛЬНОЙ УДАРНОЙ
ВОЛНОЙ, И ЕГО РОЛЬ В СВЕЧЕНИИ ЗВЕЗДНЫХ
ОБОЛОЧЕК В ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ

В. Г. ГОРБАЦКИЙ

Поступила 4 июня 1968

Определяется приближенно зависимость от частоты интенсивности излучения, выходящего из нагретого ударной волной слоя газа. В интервале от видимой части спектра до области мягкого рентгена эта зависимость представляется степенным законом ν^{-s} с показателем $s < 2.5$. Вычисляются показатели цвета $U-B$ и $B-V$ этого излучения. Они сравниваются с наблюдаемыми показателями цвета излучения области встречи газовой струи с оболочкой („горячее пятно“) у тесных двойных систем UX UMa и U Gem. В случае UX UMa наблюдаемые показатели цвета соответствуют теоретическим при $s=1/2$, а для U Gem $s \approx 2$.

Оценки, относящиеся к рентгеновскому излучению газа, нагретого волной, согласуются с наблюдениями для многих из известных рентгеновских источников.

1. *Введение.* Образование сильных ударных волн в различных космических объектах — частое явление, поскольку в ряде случаев там происходят движения газа со скоростями существенно большими, чем местная скорость звука. Ударная волна должна возникать, в частности, при столкновении струи газа, текущего от спутника к главной звезде в тесной двойной системе, с близкими к поверхности звезды и поэтому более плотными слоями оболочки.

Для правильного истолкования спектров тесных двойных систем необходимо учитывать излучение газа, нагретого ударной волной. Кроме того, в связи с предполагаемой важной ролью, которую играет нагрев газа ударными волнами в образовании рентгеновского излучения у ряда источников, желательнее получать из наблюдений возможно более полную информацию об ударных волнах в тесных двойных системах. Поэтому определение спектральных характеристик излучения,

испускаемого газом, по которому прошла сильная ударная волна, представляет интерес. Эта задача и рассматривается в данной статье.

Ранее [1], при исследовании свечения газа за фронтом волны, вычислялось общее количество энергии, излучавшейся элементарным объемом нагретого газа в зависимости от времени. Здесь же мы будем заниматься только непрерывным излучением и найдем его зависимость от частоты.

Обычно при определении, излучения с фронта ударной волны считают, что оно планковское (см., например, [2]), так как оптическая толщина слоя газа, нагретого волной, в континууме велика. В случае же ударной волны, образованной при столкновении газовой струи с оболочкой главной звезды, как нетрудно показать, мы имеем дело с оптически тонким слоем газа. Поскольку температура газа за фронтом волны высока (порядка 10^6 градусов при скорости струи в сотни км/сек), то наиболее существенную роль в непрозрачности в оптической области играет рассеяние на свободных электронах. Оптическая толщина струи τ , обусловленная этим механизмом, равна

$$\tau = \tau n_e \cdot \Delta l, \quad (1)$$

где n_e — концентрация свободных электронов и Δl — толщина слоя.

Принимая максимально допустимые данными наблюдений значения $n_e = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $\Delta l = 10^{10} \text{ см}$, получаем $\tau = 0.07$. Таким образом, вся нагретая область прозрачна для непрерывного излучения (в отличие от того, что имеет место в большинстве случаев при движении сильных волн в земных условиях).

2. Распределение температуры и плотности газа за фронтом ударной волны. Излучение газа определяется его температурой T и концентрациями атомов n и свободных электронов n_e . Значения этих величин на фронте волны зависят от ее скорости и могут считаться известными. Поэтому для нахождения излучения всего слоя нагретого газа нужно выяснить, как меняются величины T , n и n_e с расстоянием от фронта.

Будем рассматривать течение газа в одномерном случае, считая фронт волны плоским. Обозначим через T_0 температуру непосредственно за фронтом волны, x — текущую координату элементарного объема („частицы“) и x_0 — координату фронта, когда он проходил через данную частицу (в момент t_0). Вследствие излучения газа за фронтом волны внутренняя энергия частицы, а следовательно и ее температура, уменьшаются.

Пусть x_1 — координата той же частицы в тот момент t_1 , когда ее высвечивание заканчивается, то есть температура становится достаточно малой: $T = T_1 \ll T_0$, а x'_0 — координата фронта при $t = t_1$.

Представим приближенно величину T степенной функцией координаты

$$T = T_0 \left(\frac{x - x_1}{x'_0 - x_1} \right)^\mu. \quad (2)$$

Найдем μ в случае, когда волна образуется под действием поршня с заданным количеством движения. Подобная модель применима, в частности, к оболочке новой, движущейся под действием газового потока. Для этого случая ранее была определена [1] зависимость температур в данном элементе нагретого газа от времени.

При решении задачи предполагалось, что имеет место условие

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0, \quad (3)$$

где p — давление за фронтом. Это условие, по существу, заменяет уравнение энергии. Так как движение неадиабатично и характер потерь на излучение определяется многими факторами, точное уравнение энергии записать трудно. В последнее время условие вида (3) все чаще применяется в газовой динамике. Оно означает, что давление во всех точках за фронтом волны одинаково. Физическое основание для такого предположения при наличии интенсивного высвечивания за фронтом достаточно очевидно. Однако оно часто выполняется с большой степенью точности, то есть величина давления за фронтом меняется мало и при отсутствии высвечивания, как показывает численное решение уравнений газодинамики (см., например, [3]).

Согласно работе [1], координата фронта волны выражается следующим образом:

$$x_0 = A t_0^{1/2}, \quad (4)$$

где A — постоянная, и поэтому

$$x'_0 = \left(\frac{t_1}{t_0} \right)^{1/2} x_0. \quad (5)$$

Кроме того, температура частицы связана с временем формулой

$$\frac{t}{t_0} = \frac{R_0 + 1}{R_0 - 1 + 2 \frac{T}{T_0}}. \quad (6)$$

Здесь R_0 — степень сжатия газа в частице, при переходе ее через

фронт волны ($R_0 > 4$). Пусть некоторая частица подверглась действию волны в момент t_0 , когда волна имела координату x_0 . Координата этой частицы x в момент t определяется соотношением

$$x = \frac{1}{2} x_0 \left[\left(1 - \frac{1}{R_0} \right) \frac{t}{t_0} + 1 + \frac{1}{R_0} \right]. \quad (7)$$

Если в точке x ($x_1 < x$) при $t = t_1$ находится частица, которая прошла волну в момент \bar{t} ($t_0 < \bar{t} < t_1$), то из (7) имеем:

$$x = \frac{1}{2} x_0 \left[\left(1 - \frac{1}{R_0} \right) \frac{t_1}{\bar{t}} + 1 + \frac{1}{R_0} \right]. \quad (8)$$

Используя (5), (6) и (7), вместо (8) находим:

$$x = \frac{1}{2} x_0 \left(\frac{\bar{t}}{t_0} \right)^{1/2} \left[\frac{R_0 + 1}{R_0 - 1 + 2 \frac{T}{T_0}} \left(1 - \frac{1}{R_0} \right) + 1 + \frac{1}{R_0} \right], \quad (9)$$

а

$$x_1 = \frac{1}{2} x_0 \left[\left(1 - \frac{1}{R_0} \right) \frac{t_1}{t_0} + 1 + \frac{1}{R_0} \right]. \quad (10)$$

Из (5), (6), (8) и (10) после элементарных преобразований и принимая, что $T_1 = 0$, получаем соотношение:

$$a \frac{x - x_1}{x_0 - x_1} = \left[\frac{R_0 - 1 + 2 \frac{T}{T_0}}{R_0 - 1} \right]^{1/2} \left[\frac{R_0 - 1}{R_0 - 1 + 2 \frac{T}{T_0}} + 1 \right] - 2, \quad (11)$$

где через a обозначено:

$$a = 2 \left[\frac{R_0}{(R_0^2 - 1)^{1/2}} - 1 \right]. \quad (12)$$

Так как $a \approx R_0^{-2}$ и $a \frac{x - x_1}{x_0 - x_1} \ll 1$, то из (11) находим:

$$\frac{T}{T_0} \approx \left(\frac{x - x_1}{x_0 - x_1} \right)^{1/2}. \quad (13)$$

Следовательно, отношение T/T_0 в рассмотренном случае движения под действием поршня с постоянным количеством движения и при высве-

чивании за фронтом волны, определяемом (2), соответствует выражению (3) со значением $\mu = 1/2$.

Величина μ может быть определена и в других случаях, когда имеется хотя бы численное решение соответствующей газодинамической задачи. Чем интенсивнее высвечивание газа за фронтом волны, тем больше величина μ . При отсутствии высвечивания $\mu \leq 0^*$. Так, численное решение задачи о точечном взрыве без теплопроводности (с показателем адиабаты $\gamma = 7/5$) показывает, что $\mu \approx -2.5$ при плоской симметрии и $\mu \approx -7$ при сферической симметрии. В интересующих нас случаях ударных волн в оболочках звезд всегда должно иметь место высвечивание и поэтому $\mu > 0$.

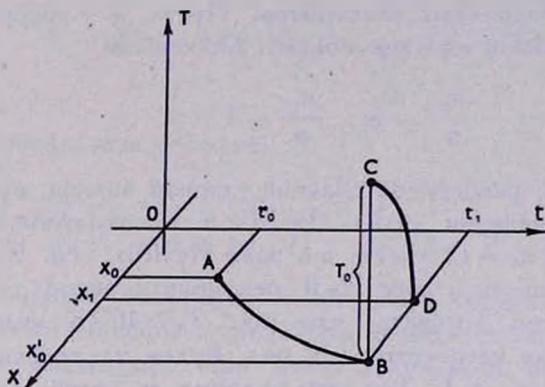


Рис. 1. Схематическое представление распределения температуры за фронтом ударной волны. Кривая CD соответствует распределению температуры в зависимости от x в момент t_1 . Линия AB представляет движение фронта волны.

3. Распределение энергии в спектре излучения нагретого газа.

Рассмотрим излучение в непрерывном спектре газа, нагретого ударной волной, считая что оно возникает только в результате рекомбинаций и при свободно-свободных переходах. Используя известное выражение коэффициента излучения $\varepsilon_\nu(T)$ и интегрируя эту величину по объему светящегося газа вдоль луча зрения, при учете зависимости $T(x)$, найдем интенсивность излучения газа в зависимости от частоты.

Для водородоподобных атомов имеем (первое слагаемое в квадратной скобке соответствует излучению при свободно-свободных переходах):

* Величина x_1 в этом случае имеет другой смысл, например, координаты точки, в которой произошел взрыв.

$$\varepsilon_{\nu}(T) = n_e n^+ Z^2 \frac{2^3 \pi^3}{(6\pi)^{3/2}} \times \frac{e^8}{m^2 c^3} \left(\frac{m}{kT} \right)^{3/2} \left[g_{\nu} + 2Z^2 \frac{\chi_{iH}}{kT} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{g_{l\nu}}{c^3} e^{\frac{\chi_l}{kT}} \right] e^{-\frac{h\nu}{kT}}, \quad (14)$$

где все обозначения общеприняты, в частности, Ze — заряд ядра, χ_i — потенциал ионизации с i -того уровня, n_e и n^+ — концентрация ионов и свободных электронов соответственно. Величина j зависит от того, в какой области спектра расположена частота ν . Поскольку в звездных оболочках, как правило, водород и гелий являются преобладающими элементами, только их и надо учитывать при определении рекомбинационного свечения. Этими же элементами обеспечивается концентрация свободных электронов. Пусть n — общее число атомов водорода и гелия в единице объема. Обозначим

$$\frac{n_{\text{He}}}{n} = q; \quad \frac{n_{\text{H}}}{n} = 1 - q. \quad (15)$$

В области, разогретой сильной ударной волной, существуют зоны двукратной ионизации гелия (He III) и однократной (He II). В зоне He III величина $n_e = (1 + q)n$, а в зоне He II: $n_e = n$. В дальнейшем мы не будем учитывать в зоне He II рекомбинационное свечение He, поскольку нетрудно показать, что при $T_0 > 10^6$ °K вклад этой зоны в общее излучение нагретого слоя мал. Будем также считать, для простоты, что $g_{\nu} = g_{l\nu} = 1$. Так как водород и гелий в области свечения мы считаем находящимися в состоянии высокой ионизации, величины n_e , n_{H}^+ и n_{He}^+ можно считать пропорциональными плотности газа. Как было отмечено выше, давление за фронтом ударной волны во многих случаях меняется медленно по сравнению с изменением температуры и его допустимо считать постоянным. Это обстоятельство позволяет легко получить зависимость n_e и n^+ от x . Величина газового давления в зоне He III равна

$$P = [n + (1 + q)n] kT = (2 + q) n kT.$$

Если T определяется формулой (2), то имеем:

$$\frac{n}{n_0} = \left(\frac{x - x_1}{x_0 - x_1} \right)^{-\mu}. \quad (16)$$

Рассмотрим сначала излучение в результате свободно-свободных переходов для водородоподобных атомов с зарядом Ze . Обозначив соответствующий коэффициент излучения $\varepsilon'_{\nu}(T)$, имеем для интенсивности излучения слоя E_{ν} :

$$E'_\nu = \int_{x_1}^{x_0} \varepsilon'_\nu(T) dx. \quad (17)$$

Используя (2) и (16), а также введя переменную интегрирования соотношением

$$\frac{h\nu}{kT_0} \left(\frac{x - x_1}{x_0 - x_1} \right)^{-\mu} = z,$$

находим после простых преобразований:

$$E'_\nu = Z^2 n_e^0 n_0^+ K \left(\frac{\nu_0}{\nu} \right)^{\frac{5}{2} - \frac{1}{\mu}} \frac{1}{kT_1} \int_{\frac{h\nu}{kT_1}}^{\frac{h\nu}{kT_0}} z^{3/2 - 1/\mu} e^{-z} dz, \quad (18)$$

где через K обозначена величина

$$K = \frac{2^5 \pi^2}{(6\pi)^{3/2}} \frac{e^8}{m^2 c^2} \left(\frac{kT_0}{h\nu_0} \right)^{\frac{5}{2} - \frac{1}{\mu}} \frac{1}{\mu} (x'_0 - x_1) \left(\frac{m}{kT_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (19)$$

и $h\nu_0 = \chi_{1H}$ — энергия ионизации с основного уровня атома водорода.

Аналогичным образом определяем и интенсивность излучения в результате рекомбинаций. При этом получается сумма интегралов по z , где через z обозначено

$$\frac{h\nu - \chi_i}{kT_0} \left(\frac{x - x_1}{x_0 - x_1} \right)^{-\mu} = z; \quad \chi_i = \frac{Z^2 \nu_0}{i^2} h.$$

Для E'_ν имеем выражение:

$$E'_\nu = 2Z^2 n_e^0 n_0^+ K \sum_{i=1}^{\infty} \frac{Z^2}{i^3} \left(\frac{\nu}{\nu_0} - \frac{Z^2}{i^2} \right)^{\frac{1}{\mu} - \frac{7}{2}} \int_{\frac{h(\nu - \frac{Z^2 \nu_0}{i^2})}{kT_1}}^{\frac{h(\nu - \frac{Z^2 \nu_0}{i^2})}{kT_0}} z^{3/2 - 1/\mu} e^{-z} dz. \quad (20)$$

При $Z = 1$ (для водорода) суммирование нужно производить от $j_1 = 2$ в области спектра с длиной волны $912 \text{ \AA} < \lambda < 3646 \text{ \AA}$ и от $j_1 = 3$ при $3646 < \lambda < 8208$.

Для дважды ионизованного гелия ($Z = 2$) предел суммирования $j_2 = 4$ при длинах волн $\lambda < 3646 \text{ \AA}$, $j_2 = 5$ при $3646 < \lambda < 5700$ и $j_2 = 6$, если $5700 < \lambda < 8208$.

Из (19) и (20), учитывая (15), получаем общее выражение для интенсивности излучения E_ν :

$$\begin{aligned}
 E_\nu = & K(2+q)n_0^2 \left\{ (1+3q) \left(\frac{\nu_0}{\nu} \right)^{\frac{5}{2} - \frac{1}{\mu}} \int_{\frac{h\nu}{kT_0}}^{\frac{h\nu}{kT_1}} z^{5/2-1/\mu} e^{-z} dz + \right. \\
 & + 2(1-q) \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{i^3} \left(\frac{\nu}{\nu_0} - \frac{1}{i^2} \right)^{\frac{1}{\mu} - \frac{7}{2}} \int_{\frac{h(\nu - \frac{\nu_0}{i^2})}{kT_0}}^{\frac{h(\nu - \frac{\nu_0}{i^2})}{kT_1}} z^{5/2-1/\mu} e^{-z} dz + \\
 & \left. + 32q \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{i^3} \left(\frac{\nu}{\nu_0} - \frac{4}{i^2} \right)^{\frac{1}{\mu} - \frac{7}{2}} \int_{\frac{h(\nu - \frac{4\nu_0}{i^2})}{kT_0}}^{\frac{h(\nu - \frac{4\nu_0}{i^2})}{kT_1}} z^{5/2-1/\mu} e^{-z} dz. \right. \quad (21)
 \end{aligned}$$

Величина T_1 соответствует температуре в конце интенсивного высвечивания и может быть принята, как отмечалось ранее [4], $\approx 15000^\circ$ (излучением газа при $T < 15000^\circ\text{K}$ пренебрегаем).

Из выражения (21) следует, что интенсивность излучения слоя убывает с частотой тем быстрее, чем сильнее падает температура с удалением от фронта волны. При $\mu \rightarrow 0$, то есть при отсутствии высвечивания, величина $E_\nu \sim e^{-\frac{h\nu}{kT_0}}$. Тогда при очень высоких температурах для видимой области спектра E_ν практически не зависит от частоты, так как в этой области $h\nu \ll kT_0$.

Рекомбинационное излучение при $\mu > 0$ уменьшается с частотой быстрее, чем излучение, создаваемое при свободно-свободных переходах. При малых длинах волн (в рентгеновской области спектра $\lambda \approx 5 - 10\text{A}$), когда $\nu \gg \nu_0$, но пока $h\nu \lesssim kT_0$, величина E_ν меняется по степенному закону

$$E_\nu \sim \left(\frac{\nu_0}{\nu} \right)^{\frac{5}{2} - \frac{1}{\mu}}. \quad (22)$$

Таким образом, в далеком ультрафиолете и области мягких рентгеновских лучей спектр степенной с показателем не более $5/2$.

По формуле (21) было вычислено распределение энергии в оптической области спектра для значений μ равных 0.5 и 1.0, $q = 0.15$ и $T_1 = 16\,000^\circ\text{K}$. Это распределение представлено на рис. 2. Для $T_0 \geq 10^6^\circ\text{K}$ оно практически не зависит от T_0 . Результат вычислений показывает, что величина скачка интенсивности у предела серии Бальмера увеличивается с возрастанием μ . Это обстоятельство, вытекающее и непосредственно из выражения (21), обусловлено увеличением вклада в излучение нагретой области слоев с более низкой температурой. Обращает на себя также довольно большая величина скачка интенсивности у $\lambda = 5700 \text{ \AA}$, обусловленная рекомбинационным излучением He II.

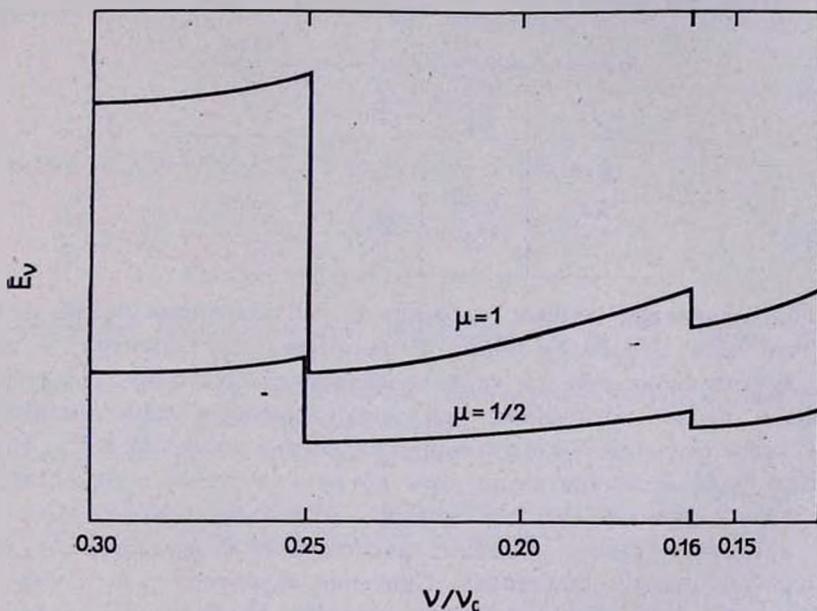


Рис. 2. Распределение энергии излучения, испускаемого нагретым ударной волной газом в видимой части спектра (E_λ в условных единицах).

4. *Возможные эффекты ударных волн в наблюдаемом свечении тесных двойных систем.* Непосредственно использовать полученное теоретическое распределение энергии в спектре для истолкования наблюдений и выяснения присутствия ударных волн в тесных двойных системах нельзя. Во-первых, вычисления сделаны для идеализированной модели и, во-вторых, наблюдается не только спектр излу-

ния нагретой волной области, но и компонентов системы. Кроме того, вследствие малости периода орбитального вращения спектры этих абсолютно слабых объектов, соответствующие определенной фазе, получить, по-видимому, затруднительно. Опубликованы, и то лишь в очень малом количестве, результаты трехцветной фотометрии некоторых из тесных двойных систем. Для того, чтобы ими воспользоваться, нужно вычислить теоретические показатели цвета $U-B$, $B-V$ излучения газа, нагретого волной. Отношения количества энергии в соответствующих областях для значений $\mu = 0; 0.5; 1.0$ приводятся в табл. 1. При их вычислении использованы данные о зависимости пропускания фильтром от длины волны, приведенные в статье Р. Е. Гершберга [5].

Таблица 1

μ	$\frac{E_U}{E_B}$	$\frac{E_U}{E_V}$	$\frac{E_B}{E_V}$
0	0.67	1.41	2.1
0.5	0.93	1.75	1.9
1.0	1.27	2.3	1.8

При сравнении данных таблицы с наблюдениями нужно иметь в виду, что они относятся лишь к непрерывному спектру, а также, что у других наблюдателей характеристики пропускания фильтров могут быть несколько иными, чем использованные при вычислении. Кроме того, оказывается неучтенным излучение областей с $T < 16\ 000^\circ$.

Как было отмечено выше, при встрече газовой струи с оболочкой в тесной двойной системе должна возникать ударная волна. Эта волна нагревает газ в области, расположенной недалеко от линии, соединяющей центры компонент. Свечение нагретого газа в ряде случаев создает „плечо“ на кривой блеска [8]. В это время вклад излучения, вызванного ударной волной, в наблюдаемое свечение максимален.

Если система является затменной, то через половину периода, когда разогретая область находится на противоположной по отношению к наблюдателю стороне оболочки, ее излучение практически не должно сказываться на блеске системы. На основе этих соображений, по данным о величинах $U-B$ и $B-V$ в соответствующих фазах и кривой блеска, можно определить величины $\frac{E_U}{E_B}$, $\frac{E_U}{E_V}$ и $\frac{E_B}{E_V}$ для нагретой ударной волной области („горячего пятна“).

Обозначим излучение „горячего пятна“ в соответствующих областях через E_U^n, E_B^n, E_V^n , а излучение системы без „пятна“ через E_U^*, E_B^*, E_V^* . В максимуме блеска („плечо“ перед главным минимумом) соответствующие величины обозначим знаком Σ . Имеют место очевидные соотношения:

$$\begin{aligned} E_U^\Sigma &= E_U^* + E_U^n; \\ E_B^\Sigma &= E_B^* + E_B^n. \\ E_V^\Sigma &= E_V^* + E_V^n. \end{aligned} \quad (23)$$

Разность звездных величин в фазах, соответствующих высшей точке „плеча“ и через $0.5 P$, обозначим $\Delta m_U, \Delta m_B$ и Δm_V . Имеем:

$$\Delta m_U = -2.5 \lg \frac{E_U^\Sigma}{E_U^*} \quad (24)$$

и аналогичные выражения для Δm_B и Δm_V , а также

$$\frac{E_U^*}{E_B^*} = 10^{-0.4(U-B)_{\min}}; \quad \frac{E_U^\Sigma}{E_B^\Sigma} = 10^{-0.4(U-B)_{\max}}, \quad (25)$$

и соответствующие выражения для отношений $\frac{E_B^*}{E_V^*}$ и $\frac{E_U^\Sigma}{E_V^\Sigma}$. Здесь через $(U-B)_{\max}$ и $(U-B)_{\min}$ обозначены показатели цвета в высшей точке „плеча“ и через $0.5 P$ соответственно.

Используя (23), (24) и (25), получаем:

$$\begin{aligned} \frac{E_U^n}{E_B^n} &= \frac{(10^{-0.4 \Delta m_U} - 1) 10^{-0.4(U-B)_{\min}}}{10^{-0.4[\Delta m_U + (U-B)_{\min} - (U-B)_{\max}]} - 1}, \\ \frac{E_B^n}{E_V^n} &= \frac{(10^{-0.4 \Delta m_B} - 1) 10^{-0.4(B-V)_{\min}}}{10^{-0.4[\Delta m_B + (B-V)_{\min} - (B-V)_{\max}]} - 1}. \end{aligned} \quad (26)$$

Формулы (26) позволяют определить характеристики излучения „горячего пятна“ из наблюдений.

Эти величины, вычисленные по (26), для двух тесных двойных систем UX UMa и U Gem, приведены в табл. 2 вместе с данными наблюдений, взятыми из работ [6] и [7]. Поскольку имеет место значительный разброс точек на кривой блеска, а погрешность определений цвета составляет несколько сотых звездной величины, точность результатов лежит в пределах нескольких десятков процентов.

Таблица 2

Название звезды	Δm_U	Δm_B	$(U-B)_{\min}$	$(U-B)_{\max}$	$(B-V)_{\min}$	$(B-V)_{\max}$	$\frac{E_U^n}{E_B^n}$	$\frac{E_U^n}{E_V^n}$	$\frac{E_B^n}{E_V^n}$
UX UMa	-0.15	-0.30	-0.76	-0.61	0.12	0.02	0.9	1.4	1.5
U Gem	-0.70	-0.85	-0.95	-0.8	0.38	0.2	1.7	2.1	1.2

Сравнение отношений энергии, излучаемой „пятном“ в различных спектральных областях, с приведенными в табл. 1 показывает, что для звезды UX UMa имеет место удовлетворительное согласие с соответствующими теоретическими значениями при $\mu = 1/2$. Что же касается тех же отношений для звезды U Gem, то они лучше согласуются с теоретическими значениями для $\mu \approx 1.5$ (полученными экстраполированием данных табл. 1). Вследствие возможного различия цветовых систем наблюдателей с той, при которой производились теоретические вычисления, и влияния неучтенных при этих вычислениях эмиссионных линий, а также погрешности самих наблюдений, разница на 10 — 20% между теоретическими и наблюдаемыми величинами представляется вполне допустимой. Поэтому, как нам кажется, имеющиеся данные подтверждают существование в двойных системах сильных ударных волн с высвечиванием. Конечно, для того, чтобы сделать окончательный вывод и сколько-нибудь точно определить характеристики волн, нужны вычисления с учетом вклада эмиссионных линий, а также более полные и однородные наблюдения ряда тесных двойных звезд.

Выше уже было сказано, что при $h\nu \lesssim kT_0$ интенсивность излучения газа, нагретого волной, убывает с частотой медленнее, чем $\nu^{-2.5}$. В тесных двойных системах скорость струи при ее столкновении с более плотной оболочкой звезды достигает 10^8 см/сек, и соответственно температура T_0 на фронте образующейся ударной волны должна составлять десятки миллионов градусов. Поэтому изменение величины E , по степенному закону должно происходить вплоть до области длин волн $\lambda_R = 4 - 8$ Å, что соответствует мягким рентгеновским лучам. Энергия излучения, рассчитанная на единичный интервал частот, в

этой области в $\left(\frac{\nu_{\text{opt}}}{\nu_R}\right)^{\frac{5}{2} - \frac{1}{\mu}}$ раз меньше, чем в оптической области (со средней частотой ν_{opt}). При $\mu = 0.5$ это отношение составляет около 0.03, а при $\mu = 1$ оно порядка $3 \cdot 10^{-5}$. С другой стороны, ширина области от 4 Å до 8 Å в шкале частот равна 10^{16} сек⁻¹, тогда как ширина оптической области около 10^{15} сек⁻¹. Поэтому общее

излучение, идущее из-за фронта ударной волны в указанной рентгеновской области, при $\mu = 0.5$ в 30 раз больше оптического, а при $\mu = 1$ оно всего на полтора порядка меньше оптического. Из наблюдений тесных двойных систем следует [8], что в оптической области спектра излучение, обусловленное нагревом газа при вхождении струи в оболочку, того же порядка, что и общее излучение системы или в несколько раз меньше. Так как у этих систем абсолютная величина $M_V = 7^m - 10^m$, то энергия, излучаемая нагретым газом в оптической области, порядка 10^{32} эрг/сек. Следовательно, излучение этого газа в области мягких рентгеновских лучей должно составлять не менее 10^{30} эрг/сек, а может достигать и 10^{32} эрг/сек. Энергия, излучаемая источниками рентгеновского излучения в указанной области спектра для многих из них лежит в этом интервале, если принять, что их расстояния от Солнца порядка 100 пс. Таким образом, сделанные оценки находятся в согласии с гипотезой о характере ряда источников рентгеновского излучения, согласно которой они считаются тесными двойными системами, а энергия рентгеновского излучения создается за счет кинетической энергии газовых струй.

Ленинградский государственный
университет

RADIATION OF GAS HEATED BY THE SHOCK WAVE AND ITS ROLE IN THE ENVELOPE OF CLOSE BINARY SYSTEMS

V. G. GORBATZKY

The approximate frequency dependence of radiation emitted by shock-heated gas is determined. This dependence can be presented by the power law ν^{-s} with $s < 2.5$ in the range from the visual part of the spectrum to the soft X-ray region. The colour indices $U-B$, and $B-V$ of this radiation are computed. They are compared with the observed colour indices of radiation emitted by the „hot spot“ (the region of the envelope where the gaseous jet collide with the envelope) in the binary systems UX UMa and U Gem. The colour indices in the case of UX UMa correspond to the theoretical ones for $s = 1/2$, while in the case of U Gem $s \approx 2$.

The estimated properties of X-ray radiation of the shock-heated gas correspond to those found observationally for many X-ray sources.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. Г. Горбацкий, Вестн. ЛГУ, № 13, 1962.
2. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных газодинамических явлений, Наука, 1966.
3. D. S. De Young, W. I. Axford, Nuovo cimento, В 50, № 2, 199, 1967.
4. В. Г. Горбацкий, Вестн. ЛГУ, № 13, 178, 1957.
5. Р. Е. Гершберг, Изв. КРАО, 33, 206, 1965.
6. W. Krzeminsky, Ap. J., 140, 1051, 1965.
7. W. Krzeminsky, M. F. Walker, Ap. J., 138, 146, 1963.
8. В. Г. Горбацкий, Астрофизика, 3, 246, 1967.