

К ВОПРОСУ О ПРОИСХОЖДЕНИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ИМПУЛЬСНОЙ ФАЗЕ ВСПЫШЕК dMe ЗВЕЗД. I. ОБСУЖДЕНИЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ

Е.С.МОРЧЕНКО

Поступила 8 августа 2019

Принята к печати 18 декабря 2019

В связи с опубликованной критикой автором обосновано применение неподвижного однородного плоского слоя чисто водородной плазмы, находящейся вблизи состояния локального термодинамического равновесия (ЛТР), для анализа характеристик излучения хромосферной конденсации толщиной $\Delta z_m = 10$ км в газодинамической модели звездных вспышек. Показано, что ударно-волновая модель вспышек, предложенная Беловой и Бычковым, в отличие от модели Костюк и Пикельнера, имеет неустраняемые внутренние дефекты, вызванные исключением взаимодействия тепловой волны (температурного скачка) и нестационарной ударной волны с высвечиванием. В частности, такая модель: а) не позволяет увеличить геометрическую толщину хромосферной конденсации вследствие расхождения фронтов тепловой и ударной волн во время импульсного нагрева; б) не может обеспечить нагрев хромосферы красного карлика на значительных расстояниях; в) предсказывает профили линий $\text{H}\alpha$, противоречащие данным наблюдений. Аргументируется, что: а) ударно-волновая модель Беловой и Бычкова представляет развитие кинематической модели солнечных вспышек (Nakagawa и др.) и ее применение к dMe звездам, а именно: изучение излучательного отклика хромосферы красного карлика на импульсный нагрев в простейшей газодинамической постановке задачи (тепловая волна исключена, используется стационарный подход); б) области позади фронтов стационарных ударных волн с высвечиванием с точки зрения модели Костюк и Пикельнера соответствуют не хромосферной конденсации, с изменяющейся во время импульсного нагрева толщиной, а зонам релаксации плазмы к состоянию теплового равновесия. Акцентируется внимание на принципиальную невозможность разделения модели Костюк и Пикельнера на "тепловую" и "ударно-волновую" составляющие.

Ключевые слова: *красные карликовые звезды: вспышки: импульсный нагрев: газодинамические модели: оптическое излучение*

1. *Введение.* В недавней статье [1] Беловой и Бычковым вычислены профили плоскопараллельных стационарных ударных волн с высвечиванием, распространяющихся в хромосфере красного карлика по направлению к фотосфере ("вниз"), со скоростями от 30 до 100 км/с (далее по тексту - ударно-волновая модель звездных вспышек). Авторами принято во внимание различие в нагреве атомно-ионного и электронного компонентов плазмы за фронтом стационарной ударной волны [2,3] ($T_{ai} > T_e$, где T_{ai} - атомно-ионная температура газа, T_e - электронная). В расчетах [1] не учитываются: приток

энергии от ускоренных электронов (мощность нагрева $P_e=0$)¹, теплопроводность (классический тепловой поток $F_c=0$), гравитационное ускорение ($g=0$) и не зависящая от времени мощность источников нагрева, поддерживающих стационарное состояние невозмущенной хромосферы ($Q=0$). Влиянием горячей плазмы за фронтом на степень ионизации холодного газа перед фронтом (прекурсор) пренебрегается; плазма до прохождения ударной волны однородна. Моделирование проводится в системе отсчета, связанной с разрывом (вязким скачком). Магнитное поле (напряженность H_0 от 0 до 5 Гс [1]) направлено перпендикулярно скорости натекания u_0 газа на фронт ударной волны; условие вмерзновенности выполнено не только на вязком скачке, но и в течение всего времени нестационарного охлаждения плазмы.

На основании проведенных расчетов авторами [1] показано, что в условиях хромосфер dMe звезд "газ позади фронта (стационарной ударной волны) остается прозрачным в оптическом диапазоне непрерывного спектра..." [1] и сделан вывод о том, что во время вспышки "эмиссия в (водородных) линиях определяется ударной волной в надфотосферных слоях, а чернотельное излучение дает фотосфера, прогреваемая потоком надтепловых частиц" [1]. Кроме того, Белова и Бычков полагают [1], что "модель ударной волны, распространяющейся в газе хромосферы, может быть применима при объяснении ... свечения (вспышечной) водородной плазмы прозрачной в частотах непрерывного спектра".

Также, в работах [5,6,1] Белова и Бычков подвергли критике статью Кацовой и др. [7], в которой изложены результаты изучения отклика хромосферы красного карлика на импульсный нагрев пучком ускоренных электронов со степенным спектром (отсечка со стороны низких энергий $E_{10}=10\text{кэВ}$, показатель спектра $\gamma=3$ - жесткий пучок, поток энергии на верхней границе области вспышки $F_0=10^{12}\text{эрг/см}^2\text{с}$, длительность нагрева - 10 с, импульс прямоугольной формы). Так, в [5] авторы [1] отметили, что Кацова и др. [7] применяют "квазистационарное приближение" для вычисления населенностей атомных уровней (n_k , где k - главное квантовое число), в рамках которого величины n_k однозначно задаются текущим значением температуры $T_{ai}=T_e=T$ (см. уравнение (1) в настоящей статье), в то время как "при высвечивании за фронтом (стационарной) ударной волны в условиях атмосфер звезд поздних спектральных классов населенности дискретных уровней атома водорода определяются не только текущими значениями температуры и электронной плотности n_e , но и зависят от всей предыстории процесса, начиная с нагрева на фронте ударной волны" [5]. В статье [1] Белова и Бычков указали, что "для вычисления коэффициента поглощения авторы [7] пользуются расчетами ... справедливыми для звездных

¹ Постоянная подкачка энергии - необходимое условие для распространения ударной волны в хромосфере Солнца и dMe звезд "вниз" в течение длительного времени (см. [4]).

атмосфер, находящихся в условиях термодинамического равновесия", "в то время как ситуация позади фронта ударной волны (распространяющейся с постоянной скоростью) является не только неравновесной, но и нестационарной". Наконец, в [6] авторы [1] заметили, что Кацова и др. [7] используют модель атома водорода, состоящего всего лишь из двух уровней (+ континуум).

В работе [8] на основе решения системы уравнений баланса элементарных процессов [3] показано, что мензеловские множители атомных уровней газа в неподвижном однородном плоском слое с $T_{ai} = T_e$, соответствующем [7] хромосферной конденсации² толщиной $\Delta z_m = 10$ км, слабо отличаются от единицы, а излучение такого слоя прозрачно в оптическом континууме. Этот факт рассматривался автором [8] как существенный довод в пользу точки зрения Гринина и Соболева [11] о формировании квазипланковского излучения, наблюдаемого в максимуме блеска мощных звездных вспышек (голубой компонент оптического континуума), вблизи фотосферы³. Таким образом, приведенные критические замечания Беловой и Бычкова [5,6,1] в отношении работы Кацовой и др. [7], в значительной мере относятся и к статье Морченко [8]. При этом астрофизический вывод [1] о локализации источника голубого континуума вспышек в фотосфере звезды, буквально возрождающий [1] концепцию Гордон и Крона [12], не согласуется с точкой зрения авторов [11,8].

В этой же статье [8] отмечалось, что неизотермичность плазмы [2,3], обусловленная нагревом ее атомно-ионной компоненты по адиабате Гюгонио, а электронной - по адиабате Пуассона, присуща не только стационарным ударным волнам с высвечиванием, но и нестационарным. В результате чего, непосредственно за фронтом ударной волны [7], в области, названной в [9] "зоной релаксации (плазмы) к состоянию теплового равновесия", изначально $T_{ai} \gg T_e$ (на это обстоятельство впервые обратил внимание Косовичев - см. раздел 5 в [9]). Пренебрежение данным различием температур, по мнению автора [8,13], являлось принципиальным недостатком газодинамических моделей звездных [7] и солнечных [14] вспышек.

В работе [8] и диссертации [15] также обсуждалась возможность достижения концентрации $n_H = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (околофотосферная величина [11]) за счет высвечивания газа позади фронта плоскопараллельной стационарной ударной волны, распространяющейся в хромосфере красного карлика "вниз", - одной из "набора" волн в подходе [1] (в предположении [15] отсутствия влияния

² Плотное холодное образование между фронтом тепловой волны (температурным скачком) и зоной релаксации плазмы к состоянию теплового равновесия за фронтом нестационарной ударной волны (см. рис.1).

³ В [8] применительно к голубому компоненту оптического континуума мощных вспышек использовался термин "абсолютно черное тело". В действительности, этот компонент излучения является квази-чернотельным [11].

поля излучения нагретых слоев, расположенных вблизи фотосферы). Автором показано, что: а) при выполнении условия вмороженности магнитного поля в течение всего времени радиационного охлаждения увеличение плотности газа на два порядка не представляется возможным: соответствующий рост магнитного давления p_m в 10^4 раз остановит [15] сжатие плазмы; б) в случае отсутствия связи между изменениями n_H и p_m увеличение n_H от $3.9 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ до $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [8], соответствующее гипотетическому режиму сильного высвечивания, приводит к тому, что газ оттекает от вязкого скачка на небольшое расстояние $\Delta l_1 \sim 0.5 \text{ км}$ [8], а при менее сильном высвечивании (до $n_H \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$) Δl увеличивается до $\Delta l_2 \sim 10 \text{ км}$ [15] (результаты получены в рамках модели однородного плоского слоя [3]). Ввиду малости [15] Δl_1 по сравнению с линейными размерами источников голубого континуума вспышек AD Leo (dM4.5e), определенными Ловкой [16] в чернотельном приближении⁴, в статье [8] утверждалось, что "газ, высвечивающийся за фронтом стационарной ударной волны, распространяющейся по направлению к фотосфере красного карлика, не способен генерировать (квази-) планковское излучение ... в максимуме блеска звездных вспышек"⁵. Эти результаты рассматривались в [15] как еще один аргумент в пользу точки зрения авторов [11].

В [8,15] обращалось внимание на отличия модели стационарной ударной волны с высвечиванием от модели [7]. Так, говорилось [8], что в работе Кацовой и др. [7] приведена система уравнений одномерной гравитационной газовой динамики в частных производных, в то время как в статье Беловой и др. [17], используемой авторами [1], рассматривается система обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ) с детальным учетом элементарных процессов в плазме позади фронта. А в [15] указывалось на пренебрежение теплопроводностью ($F_c=0$), ответственной [18] за передачу энергии в высокотемпературной области вспышек, изначально прогреваемой пучком ускоренных электронов до $T_e \sim 10^7 \text{ К}$, $T_i \sim 10^6 \text{ К}$ [19] (заметим, что в работе [1] ионная температура газа T_i именуется атомно-ионной). Кроме того, в [8] отмечалось увеличение геометрической толщины Δz хромосферной конденсации [7] (далее по тексту - х.к.) во время импульсного нагрева, обусловленное тем, что нестационарная ударная волна с высвечиванием [7] опережает температурный скачок, движущийся с дозвуковой скоростью. Белова и Бычков [1], критикуя работу Кацовой и др. [7], упоминают (раздел "Дискуссия") первый результат статьи [8], а замечания [8,15] о различии моделей [7,17] игнорируют.

Наконец, в [3,8,13] обсуждалось происхождение профиля линии Na с

⁴ Исходя из оценок площадей вспышек в максимумах блеска ($\sim 10^{18} \text{ см}^2$) в модели плоского слоя.

⁵ Время рекомбинационного высвечивания t_r плотного хромосферного газа мало [11], а картина радиационного охлаждения за фронтом ударной волны не зависит от выбора системы отсчета.

голубой асимметрией крыльев в спектре вспышки UV Ceti (dM5.6e) (Eason et al. [20]). Так, отмечено, что: а) модельный контур с доплеровским ядром (полуширина $\Delta\lambda_D = 0.9 \text{ \AA}$ [20]) и штарковскими крыльями ($\lg n_e = 14.75$ [20]) похож на профиль $H\alpha$ (параметр b_{32} [3] $\ll 1$); б) отклонение от штарковского контура при фитировании правого крыла линии [20] (рис.9) может быть вызвано [21] пренебрежением вклада электронного уширения в формирование существенно непрозрачного (оптическая глубина $\gg 1$) крыла $H\alpha$; в) доплеровское ядро $H\alpha$ [20] смещено как единое целое влево⁶ [8]. А в [13] высказано предположение, что такой профиль может генерировать газ позади фронта ударной волны, распространяющейся в частично ионизированной хромосфере красного карлика "вверх" (на том основании [8], что в лабораторной системе отсчета ядро линии в плазме позади фронта ударной волны должно быть "сдвинуто" в направлении движения фронта).

Первая часть настоящей работы, отмеченная в заглавии цифрой 1, содержит сравнительный анализ подходов [7,1]. Во втором разделе: а) аргументируется, что "набор" стационарных ударных волн с высвечиванием [1] не позволяет обеспечить одновременное выполнение условия теплового баланса (между P_e и потерями энергии на излучение за фронтом ударной волны) и увеличения толщины Δz х.к. (высветившийся газ под тепловой волной) - эффект расходимости фронтов волн - во время импульсного нагрева, как это имеет место в модели [7]; б) демонстрируется, что представление [5,6,1] о формировании х.к. за счет высвечивания плазмы "в отрыве" от тепловой волны не основано на основополагающей статье Костюк и Пикельнера [22], а потому критика Беловой и Бычкова [5,6,1] в отношении работы Кацовой и др. [7], выполненной [7,3] в рамках подхода [22], по мнению автора, некорректна; в) обосновывается применение [8] неподвижного однородного плоского слоя чисто водородной плазмы для приближенного анализа характеристик излучения "уплотнения" [7] толщиной Δz_m (мгновенный снимок). В частности, обращается внимание на то, что утверждения [8] о близости мензеловских множителей такого слоя к единице и его прозрачности в континууме за бальмеровским скачком не противоречат результатам [23] газодинамического моделирования, проведенного Allred et al. [24] с учетом нестационарности населенностей атомных уровней в явном виде.

В третьем разделе статьи показано, что "набор" ударных волн [1] в отличие от моделей типа [7] не может нагреть хромосферу красного карлика на значительных расстояниях. Кроме того, аргументируется, что: а) расчеты

⁶ В этом легко убедиться, проведя два вертикальных отрезка от делений, соответствующих длинам волн $6562 \text{ \AA}$ и $6564 \text{ \AA}$ на рис.7а в [20] и сравнив площади участков с левой и правой сторон от доплеровского контура.

Беловой и Бычкова [1] представляют развитие кинематической модели солнечных вспышек (Nakagawa et al. [25]) и ее применение к dMe звездам, а именно: изучение излучательного отклика хромосферы на импульсный нагрев в простейшей газодинамической постановке задачи (тепловая волна исключена, использован стационарный подход); б) как и в [25], профили линий $H\alpha$ в модели [1] противоречат [22] данным спектральных наблюдений; в) области позади фронтов стационарных ударных волн [1] с точки зрения модели [22] соответствуют не х.к., с изменяющейся во время импульсного нагрева толщиной (в [7] от ~ 1 км до ~ 10 км), а зонам релаксации плазмы к состоянию теплового равновесия; г) вывод [8,15] о невозможности генерации (квази-)планковского излучения в максимуме блеска звездных вспышек за фронтом одной из таких волн (скорость $u_0 = 60$ км/с [8]) подтверждается расчетами [1]. Акцентируется внимание на принципиальную невозможность разделения (Белова и Бычкова [1]) модели Костюк и Пикельнера [22], лежащей в основе современных газодинамических программных пакетов, моделирующих вторичные процессы в солнечных и звездных вспышках, на "тепловую" и "ударно-волновую" составляющие.

Во второй части настоящей работы (готовится к публикации) аргументируется, что не только голубой, но и красный компоненты оптического континуума звездных вспышек формируются вблизи фотосферы [11], а точка зрения [1] о локализации источника горячего квазипланковского излучения в фотосфере красного карлика противоречит данным наблюдений. Далее: а) подробнее, чем в [3,8,15] обсуждается влияние поля излучения нагретых околофотосферных слоев (в максимуме блеска вспышек) на газодинамические процессы, происходящие в вышележащих слоях хромосферы; б) указывается на принципиальную возможность появления и усиления линий HeI (например, [20]) в зоне тепловой релаксации [7,9] (при увеличении T_e газа позади фронта нестационарной хромосферной ударной волны за счет упругих столкновений электронов с атомами и ионами ($T_{ai} \gg T_e$)⁷); в) обсуждается природа профилей линий $H\alpha$ с голубой асимметрией крыльев с учетом отличных от [13] интерпретаций.

2. Хромосферная конденсация в модели [7] и газ позади фронта стационарной ударной волны с высвечиванием.

2.1. Прежде всего, отметим два принципиальных отличия расчетов [7] от подхода [1]:

а) в систему уравнений газовой динамики [7] входят: мощность нагрева

⁷ Для высоких значений скоростей ударной волны, соответствующих [26] большим значениям потоков энергии F_0 в пучках ускоренных электронов.

пучком ускоренных электронов $P_e(\xi)$, классический тепловой поток F_c (закон Фурье), гравитационное ускорение ($g = \text{const}$) и функция охлаждения $L(T)$, используемая во всем интервале температуры плазмы. В расчетах [1] $P_e = 0$, $F_c = 0$, $g = 0$. Основное внимание уделено изучению высвечивания;

б) ударная волна [7] нестационарна (она распространяется в хромосфере красного карлика в направлении увеличения плотности - "вниз"); в глубоких

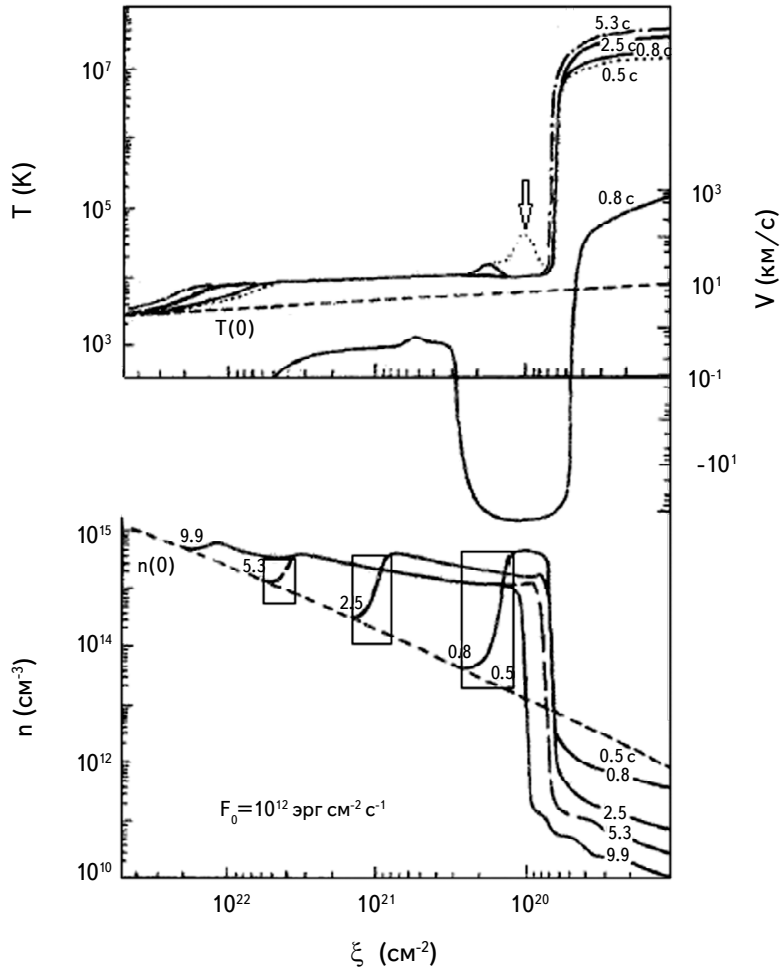


Рис.1. "Распределение плотности, температуры и скорости (газа) в различные моменты времени" (Кацова и др. [7]). Здесь $n \equiv n_H$ - суммарная концентрация атомов водорода и протонов, ξ - лагранжева координата: $d\xi = -n_H dz$ [7], где z - высота над фотосферой. Концентрацию 10^{15} следует читать как 10^{16} . Прямоугольниками выделены диапазоны значений ξ , соответствующие области релаксации плазмы для трех моментов времени. Стрелкой отмечен нагрев газа непосредственно за фронтом ударной волны ($T_{ai} = T_e$ [9]). Пологий профиль температуры справа и узкая переходная зона за ним обусловлены учетом члена F_c ($\kappa_e \div T_e^{5/2}$ [10], κ_e - коэффициент электронной теплопроводности). "Положительные значения скорости соответствуют удалению плазмы от поверхности звезды. Фотосфера расположена слева... Пунктир - начальная модель (атмосферы)" [7].

слоях хромосферы волна переходит в звуковое возмущение разрывного характера [22]. В подходе [1] скорость ударной волны $u_0 = \text{const}$, газ перед фронтом однороден (т.н. стационарная ударная волна). Проблема учета градиента плотности в хромосфере решается авторами [1] паллиативно: они рассматривают диапазон значений величины u_0 от 30 до 100 км/с и получают соответствующий "набор" профилей стационарных ударных волн с высвечиванием.

Отличие "а)" проявляется в том, что в модели [7] тепловая волна ответственна за возникновение волны сжатия впереди себя, через некоторое время (по мере прогрева более плотной плазмы) становящейся ударной; "тепловой фронт при этом действует как поршень, толкающий газ" [9] (т.н. температурная волна второго рода [27]). В результате высвечивания газа за фронтом нестационарной ударной волны под температурным скачком возникает слой плотной холодной плазмы, имеющей характерный пологий профиль T (рис.1): высвечивание останавливается, когда потери энергии на излучение $L(T)$ сравниваются с притоком энергии от тепловой волны P_e (выход ударной волны на стационарный режим [9]).

Во время импульсного нагрева фронты тепловой и ударной волн расходятся (температурный скачок движется с дозвуковой скоростью [7,27]), вследствие чего геометрическая толщина Δz остывшего после прохождения ударной волны газа - х.к. - увеличивается (на рис.1 видно, как область повышенной плотности устанавливается во все большем диапазоне значений ξ). В результате, ближе к концу нагрева, ширина зоны тепловой релаксации $\Delta l_1 \sim 0.5 \text{ км}$ [8]⁸ оказывается малой по сравнению с Δz_m .

Авторы [1] исходят из того, что "набор" стационарных ударных волн с высвечиванием в хромосфере красного карлика существует независимо от тепловой волны ($P_e = 0$). В результате, областям позади фронтов волн [1] в расчетах [7] формально соответствуют зоны релаксации плазмы к состоянию теплового равновесия, где происходит резкое увеличение n_H , обусловленное высвечиванием (см. рис.1).

Отличие "б)" проявляется в том, что в подходе [1] учет радиационных потерь газа позади фронта ударной волны является существенно более точным, чем в модели [7]. Этот результат достигается за счет значительных упрощений в газодинамической части постановки задачи [1] по сравнению с [7]: тепловая волна исключена, использован стационарный подход (см. §10 в [28]). Кроме того, в [1] величины T_{ai} и T_e , концентрации компонентов плазмы, относительные населенности уровней $\Pi \quad v_k = n_k/n_H$ найдены как

⁸ В статье [7] говорится об увеличении n_H за фронтом движущейся вниз (к фотосфере) ударной волны на два порядка. В то же время в оценке Δl_1 [8] "заложен" рост концентрации в $\approx 77 \sim 100$ раз.

функции t в результате решения системы ОДУ для $dv_k/dt \neq 0$, состояний ионизации компонентов газа, внутренней энергии плазмы, производной dT_e/dt (формулы (32), (40), (41), (57) и (89) в [17]) и ряда вспомогательных алгебраических уравнений⁹. Здесь t - время, прошедшее с момента пересечения фронта ударной волны данным элементом газа. Ударная волна стационарна, поэтому $d\tilde{l} = u(t)dt$, где $\tilde{l}$ - расстояние от вязкого скачка, $u(t)$ - скорость газа в системе отсчета, связанной с разрывом, в момент t (подробный вывод системы уравнений для расчета профиля стационарной ударной волны с высвечиванием в условиях частично ионизованных хромосфер dMe звезд с учетом влияния поля излучения нагретых околофотосферных слоев дан в [15]).

С учетом сказанного, имеем следующие различия в нестационарном охлаждении плазмы позади фронтов ударных волн в обсуждаемых моделях:

а) [7]: высвечивание обусловлено неравенством значений функций нагрева и охлаждения вследствие резкого увеличения T и n_H плазмы; уменьшение температуры газа и рост его плотности за счет высвечивания продолжаются до тех пор, пока не установится тепловой баланс между притоком энергии от нетепловых электронов и потерями на излучение;

б) [1]: параметры плазмы, соответствующие остывшему газу, задаются выбором финального шага по t . Увеличение плотности плазмы ограничено лишь ростом давления магнитного поля и притоком энергии от "излучения фотосферы" [1] с температурой $< 6 \cdot 10^3$ К [1].

Таким образом, "набор" ударных волн [1] не позволяет обеспечить одно-временное выполнение условия теплового баланса и увеличения толщины х.к., как это имеет место в [7].

2.2. Свое понимание расчетов типа [7] (см. критику работы Allred et al. [24] в статьях [6,1]) Белова и Бычков [1] излагают следующим образом: "в [7] сформулирована гипотеза "хромосферной конденсации", согласно которой чернотельное излучение исходит из области размером около 10 км, находящейся на высоте примерно 15000 км (так в [1]) и образованной газом изобарически сжатым в результате радиационного охлаждения за фронтом ударной волны до температуры около 9000 К и концентрации 10^{15} см^{-3} ". Также, в обоснование своих взглядов, авторы [1] приводят цитату из аннотации основополагающей статьи Костюк и Пикельнера [22]: "по газу распространяется температурный скачок, связанный, главным образом, с теплопроводностью. Впереди температурного скачка распространяется ударная волна, нагревающая и сжимающая

⁹ В расчетах [17] применено [13] двухуровневое приближение: принято, что $v_2(t) = 4v_1(t) \exp(-\Delta E_{12}/k_B T_e) [1 + \Omega_{21}^{-1}]^{-1}$, где $\Omega_{21} = q_{21} n_e / A_{21}^*$. Здесь ΔE_{12} - энергия возбуждения второго уровня относительно первого, k_B - постоянная Больцмана, q_{21} - коэффициент деактивации атома водорода электронным ударом, A_{21}^* - эффективная вероятность спонтанного перехода.

газ. Скорость движения уменьшается с глубиной".

При этом Белова и Бычков [1] опускают следующее предложение из аннотации этой статьи: "в данной работе вязкость не учитывается, и нагрев от ударной волны явно не входит, однако он оценивается по адиабате Гюгонио". Таким образом, "нижний фронт движения" в расчетах [22] "не является ударной волной...". Следовательно, в [22] не могло быть описано расхождение фронтов тепловой и ударной волн во время импульсного нагрева, как это имеет место в работе [7], где в расчетах вводилась (квадратичная) искусственная вязкость ω [7,29] (авторы [22] собирались "решить задачу с вязкостью" - "скорости вниз до 100 км/с" - позже [22]). Данный вывод подтверждает сравнение геометрических толщин Δz области, в которой преимущественно локализовано [22] свечение линии $H\alpha$ (условия солнечной хромосферы): в [22] она составляет 8 км [30] (длительность импульса - 100 с - "иллюзия непрерывности", обусловленная "плохим временным разрешением" [4]), в то время как в работе [14] доходит до ~ 10 км за 10 с импульсного нагрева (одно элементарное вспышечное событие - EFB).

Авторы [1] также не учитывают следующее замечание Костюк и Пикельнера [22] в отношении качественной картины процессов в области оптической вспышки (в $H\alpha$): "газ, нагретый ударной волной, остывает раньше, чем до него доходит температурный скачок", в результате чего, "температура имеет минимум между двумя нагретыми областями". При этом [22]: а) скорость ударной волны "вниз" зависит от: величины потока энергии в пучке ускоренных электронов F_0 , потерь энергии на излучение с 1 см^2 области под тепловой волной (холодный высветившийся газ), плотности невозмущенной хромосферы и температуры плазмы в горячей области (на скачке); б) часть х.к. схожа [22] со вспышечным элементом в модели Brown [31], где приток энергии от нетепловых электронов уравнивается потерями на излучение в $H\alpha$.

Кроме того, упрощенное представление [1] о температурном скачке, впереди которого распространяется нестационарная ударная волна с высвечиванием, не отражает в полной мере сложное взаимодействие тепловой и ударной волн в расчетах [7]. Так, в [7] отмечается, что "в течение некоторого времени тепловая волна "усиливает" ударную".

Таким образом, точка зрения Беловой и Быčkova [5,6,1] о том, что возникновение х.к. обусловлено исключительно высвечиванием ("в отрыве" от тепловой волны) не основана на модели Костюк и Пикельнера [22] (напомним, что в [1] $P_e = 0$, $F_c = 0$, $g = 0$ и $Q = 0$). По этой причине критика [5,6,1] работы [7], выполненной [7,3] в рамках этой модели, некорректна.

2.3. Кацова и др. [7], ссылаясь на монографию [32], принимают, что в достаточно плотных слоях невозмущенной хромосферы, где оптическая глубина

в резонансном переходе в атоме водорода $\geq \tau_{кр} = 10^6$ [7], населенности уровней определяются формулой Больцмана:

$$n_2/n_1 = 4 \cdot \exp(-\Delta E_{12}/T_{eV}) \equiv f(T), \quad (1)$$

здесь T_{eV} - температура газа, выраженная в электрон-вольтах. При этом [7] степень ионизации плазмы $x^* = n_e/n_H$ [7] и n_2 находятся в результате решения системы уравнений (1) и (2):

$$n_1 n_e q_1 + n_2 n_e q_2 = n_e^2 \tilde{\alpha}, \quad (2)$$

где q_1 и q_2 - коэффициенты ионизации атома электронным ударом с уровней "1" и "2", $\tilde{\alpha}$ - полный коэффициент спонтанной фоторекомбинации на все уровни за исключением первого (приближенный учет рассеяния L_c - излучения). Величины n_H и T считаются заданными¹⁰.

В работе [7] говорится о том, что функции нагрева и охлаждения (P_e и L), классический тепловой поток F_c , давление p и энергия ε вычислялись "одновременно со степенью ионизации водородной плазмы"¹¹. По этой причине, с одной стороны, отношение n_e к n_H в х.к. должно определяться из формул (1) и (2), а с другой - обеспечивать баланс [33] между притоком энергии от тепловой волны ($\xi > \xi_0 = E_{10}^2/2a$, где a - функция от E_{10} и n_H [34]) и потерями на излучение в линии $H\alpha$ ($L_{H\alpha}$): "проявление" вспышечного элемента Brown [31] в модели [22].

Следуя [33], проверим выполнение этих утверждений в [7]. Исходим из того, что с начала импульсного нагрева прошло 0.8 с (фронты тепловой и ударной волн разошлись не слишком сильно); слои плазмы, примыкающие к температурному скачку, не рассматриваем [33], поскольку в этой части х.к. должны иметь место движения типа расширений "вверх" [31].

Решение системы уравнений (1) и (2) дает: $x^* = \{1 + \tilde{\alpha}[1 + f(T)]/[q_1 + q_2 f(T)]\}^{-1}$; видно, что $x^* = x^*(T)$. Величина $T \approx 9000$ К [7] ($T_{eV} \approx 0.78$ эВ), поэтому $f(T) \approx 7.7 \cdot 10^{-6} \ll 1$ (т.е. $n_2 \ll n_1$) и $x^* \approx 0.03$. Здесь, как и в [7,14] коэффициент $\tilde{\alpha}$ вычислялся "по Ситону" (Seaton), но q_1 и q_2 - по Johnson [35] ($q_1 \ll q_2$)¹². Из (1) и (2) также получаем, что $n_2 \approx (1 - x^*)n_H f(T)$. Лагранжевой переменной $\xi_1 = 10^{20}$ см⁻² соответствует $n_H \approx 6 \cdot 10^{15}$ см⁻³ (см. рис.1), откуда $n_H \approx 4.5 \cdot 10^{10}$ см⁻³.

В свою очередь [7]

$$P_e(\xi)/n_H = 0.7 x^* P_1(\xi) + 0.3 P_1(\xi), \quad (3)$$

¹⁰ Следует заметить, что уравнения (1) и (2) противоречат друг другу: вместо (2) следует использовать формулу Саха (как в [22]) в пренебрежении влиянием поля излучения фотосферы красного карлика.

¹¹ В верхних слоях хромосферы в модели [7] вместо величины x^* "бралась аналогичная величина" x , определенная в рамках модели атома "один уровень + континуум".

¹² Вообще, в представляющем астрофизический интерес диапазоне T от 10^4 К до $2.5 \cdot 10^4$ К q_k растет [36] с увеличением главного квантового числа.

где $P_1(\xi)$ - функция Сыроватского и Шмелевой [34] (т.н. подход СЕА [26]); при $\gamma = 3$, $E_{20} \rightarrow \infty$ (E_{20} - верхняя граница спектра ускоренных электронов), $\xi \geq \xi_0$ $P_1(\xi) = 2^{-3.5} \pi F_0 E_{10} a^{-0.5} \xi^{-1.5}$ [34]. Значение $P_1(\xi_1) = 1.9 \cdot 10^{-9}$ эрг/с. Из (3) окончательно получаем, что $P_e(\xi_1) \approx 6.1 \cdot 10^{-10} n_H$.

С другой стороны, потери энергии на излучение в линии Na [7]: $L_{\text{Na}} \approx 0.14 n_2 x^* q_{23} n_H \text{ Ry}$; полагая $q_{23} \approx 5 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$ [35] (коэффициент возбуждения атома электронным ударом), имеем: $L_{\text{Na}} \approx 1.9 \cdot 10^{-10} n_H$ (вклад L_{La} не учитываем [33], поскольку вероятность выхода резонансного фотона за пределы х.к. мала).

Отсутствие расхождения между $P_e(\xi_1)$ и L_{Na} на порядки величины служит количественным подтверждением того, что расчеты [7], в отличие от расчетов Беловой и Бычкова [1], в которых тепловая волна исключена, выполнены [7,3] в рамках модели Костюк и Пикельнера [22].

2.4. Авторы [7] проводят анализ характеристик излучения х.к., с изменяющейся во время импульсного нагрева толщиной (в частности, при Δz_m), используя результаты расчетов Гринина и Соболева [11] для неподвижного однородного плоского слоя чисто водородной плазмы с функцией источника $S_v = B_v(T)$. Таким образом, Кацова и др. [7] ставят в соответствие полученным "уплотнениям" "набор" плоских слоев (мгновенные снимки)¹³, одновременно "исправляя" x^* на равновесную величину x^{eq} при фиксированных n_H , Δz и T (населенности атомных уровней газа в х.к. соответствуют формуле Больцмана в силу (1) и изложенных выше особенностей постановки задачи в [7]; при $T \approx 9000 \text{ K}$, $n_H = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $\Delta z_m x^{eq} \approx 0.15$).

Численное решение системы уравнений баланса элементарных процессов [3] показывает [8], что в пределах неподвижного однородного плоского слоя толщиной Δz_m с $T_{ai} = T_e$ (в [7] - остывший и потому однотемпературный [8] газ позади зоны тепловой релаксации) мензеловские множители плазмы слабо отличаются от единицы (т.е. $S_v \approx B_v(T)$): в силу высокой плотности газа, его низкой температуры и большой оптической глубины в спектральных линиях (для резонансного перехода в центре слоя $\tau_{L_\alpha} \approx 3 \cdot 10^7$ - см. формулы (53) в [3]) радиационные процессы оказываются вторичными [3] по сравнению с ударными. В частности, при консервативном рассеянии средняя по слою вероятность выхода резонансного кванта за пределы плазмы в случае симметричного модельного профиля спектральной линии с доплеровским ядром и хольцмарковскими крыльями $\theta_{L_\alpha} \sim 10^{-6} \ll 1$ [3,15] (напомним, что величина θ_{L_α} , полученная с помощью приближенного аналитического решения

¹³ При таком подходе теряется информация о распределении поля скоростей в х.к., направленных "как вверх, так и вниз" [22]; игнорируется [33] движение слоев, поставленных [7] в соответствие "уплотнениям", "вниз".

[37] уравнения переноса излучения, при $\tau_{L_\alpha} \gg 1$ оказывается близка [38] к вероятности вылета фотона за пределы плазмы без рассеяний из центра слоя). Из малости θ_{L_α} также следует вторичность учета движения слоя как единого целого по направлению к фотосфере при решении системы уравнений стационарности [3] (но не при расчете профиля линии $\text{H}\alpha$ [22,30]).

2.5. В статье Allred et al. [24] отклик хромосфер Солнца и dMe звезд на импульсный нагрев пучком ускоренных электронов моделировался путем совместного решения уравнений радиационной газовой динамики (плоско-параллельное приближение; $g \neq 0$), уравнений для нестационарных [39] населенностей атомных уровней и уравнения переноса излучения. Для обсуждаемых здесь вопросов важен тот факт [23], что при потоках энергии F_0 равных $5 \cdot 10^{11}$ эрг/см²с (солнечная хромосфера) и 10^{13} эрг/см²с (случай dMe звезд; далее по тексту - модель $F13$), населенности водородных уровней в хромосферных конденсациях через некоторое время (см. табл.2 в [23]) после начала импульсного нагрева близки к ЛТР-значениям за исключением самой верхней части (толщиной ~ 1 км) каждой конденсации (зона позади фронта нестационарной ударной волны), где населенности уровней с $k=1, 2$ значительно отклоняются от своих равновесных величин)¹⁴.

С физической точки зрения эти результаты обусловлены:

а) учетом в законе сохранения [24] внутренней энергии газа: дивергенции потока излучения $\partial F_r / \partial z$ (z - высота, рассчитанная на единицу массы), мощности нагрева плазмы пучком нетепловых электронов (входящей с противоположным знаком), обеспечивающих выполнение условия теплового баланса, и дивергенции потока теплопроводности (тот же знак, что и у $\partial F_r / \partial z$);

б) большой плотностью [23] газа в хромосферных конденсациях, их заметной геометрической толщиной ($\sim$ нескольких десятков км по вертикали [23]) и сравнительно невысокой T плазмы под тепловой волной (в модели $F13$ $T \sim 10^4$ К [23]).

Неподвижный однородный плоский слой толщиной Δz_m с $n_H = 2 \cdot 10^{15}$ см⁻³, $T \approx 9300$ К создает излучение с оптической глубиной на длине волны $4170 \text{ \AA}$ $\tau_{4170} \approx 0.02$ [3,8]. С другой стороны, в [23], спустя ≈ 2 с после начала нагрева (расчет с $F_0 = 10^{13}$ эрг/см²с, $\gamma = 3$, $E_{10} = 37$ кэВ), $\tau_{4170} \approx 0.5$ в (нижней части) х.к. толщиной ~ 20 км с $n_{e_{\max}} \approx 5 \cdot 10^{15}$ см⁻³ и $T \sim 10^4$ К.

Таким образом, вывод [8] о прозрачности газа в слое с параметрами, соответствующими х.к. [7] (модель $F12$), не противоречит результатам [23], полученным в рамках газодинамического моделирования, учитывающего нестационарность населенностей атомных уровней в явном виде, и потому

¹⁴ Заметим, что определение х.к., данное в [9], отличается от используемого в работе [23].

является положительным¹⁵.

3. *Ударно-волновая модель звездных вспышек*. Характерное время рекомбинационного высвечивания оптически тонкого газа позади фронта стационарной ударной волны (одной из "набора" волн в подходе [1]):

$$t_r \sim (\alpha \cdot n_e)^{-1}, \quad (4)$$

где α - коэффициент спонтанной фоторекомбинации, просуммированный по уровням с $k=2, \dots, k_{max}$ (величина k_{max} определена с помощью критерия Инглиса-Теллера). Откуда при $n_e = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 10^4 \text{ К}$, используя приближение Крамерса, получаем: $t_r \approx 4 \cdot 10^{-2} \text{ с}$.

С другой стороны, время "эволюции" х.к. [7] (высветившийся газ под тепловой волной) $t_h \approx 9 \text{ с}$ (см. рис.1), что сопоставимо с длительностью всего импульсного нагрева - 10 с. Более того, после прекращения нагрева ($t > 10 \text{ с}$) ударная волна [7] быстро затухает [9]. Следовательно, время существования и глубина проникновения в хромосферу нестационарной ударной волны, прежде всего, определяются наличием притока энергии от ускоренных электронов (через тепловую волну), т.е. длительностью импульсного нагрева [4,7]. Вспоминая, что продолжительность линейчатой эмиссии во вспышках составляет от нескольких минут и дольше [41], и учитывая, что вспышка состоит из "набора" элементарных событий (например, [20]), получаем, что $t_h \sim 10 \text{ с}$ является хорошим согласием теории и наблюдений. Таким образом, в отсутствие постоянного притока энергии извне "набор" ударных волн [1] не может существовать в течение длительного времени.

Наконец, умножая t_r на $u_0 = 100 \text{ км/с}$, приходим к тому, что за время высвечивания соответствующая ударная волна [1] проходит путь $\approx 4 \text{ км}$. Следовательно, "набор" ударных волн [1] не позволяет нагреть хромосферу красного карлика на значительных расстояниях.

По этим причинам, нельзя согласиться с утверждением Беловой и Бычкова [1] о том, что "модель ударной волны, распространяющейся в газе хромосферы, может быть применима при объяснении ... свечения (вспышечной) водородной плазмы прозрачной в частотах непрерывного спектра". Прозрачный в континууме компонент излучения звездных вспышек, в основном, формируется в х.к., а не только [1] в зоне релаксации плазмы за фронтом нестационарной ударной волны к состоянию теплового равновесия.

Обратим внимание на то, что приведенные замечания против подхода [1] известны в научной литературе [4,10,42] применительно к кинематической

¹⁵ На несоответствие утверждений работы [14] о природе белых вспышек на dMe звездах результатам RADYN в части величины используемого потока энергии F_0 впервые обратил внимание Kowalski [40].

модели солнечных вспышек (Nakagawa et al. [25]), в которой предполагается, что по хромосфере распространяется "набор" стационарных ударных волн, нагревающих и сжимающих газ, и, тем самым, усиливающих свечение $H\alpha$ [22] ($g \neq 0$, однотемпературный нагрев за фронтом - $T_{ai} = T_e$, функция охлаждения, зависящая от T степенным образом). Фактически, расчеты [1] представляют развитие модели [25] и ее применение к dMe звездам, а именно: изучение излучательного отклика хромосферы красного карлика на импульсный нагрев в простейшей газодинамической постановке задачи (тепловая волна исключена, использован стационарный подход [28]).

В работах Canfield & Athay [43], Костюк и Пикельнера [22] указывалось на несоответствие профиля линии $H\alpha$ в модели [25] данным наблюдений: согласно расчетам [43], контур "имеет сильное и смещенное обращение в центре, так что авторам [43] приходится предполагать турбулентные движения со скоростями 40-70 км/с" [22]. С физической точки зрения эти дефекты контура обусловлены, с одной стороны, большой оптической глубиной в центре ядра линии $H\alpha$, а с другой - заметной скоростью газа позади фронта стационарной ударной волны в лабораторной системе отсчета: $u_1 < 0.75 u_0$ (высвечивание не учитываем). Таким образом, профили линий $H\alpha$ в подходе [1] противоречат данным наблюдений¹⁶.

Авторы [22] также отмечали, что в их подходе контур $H\alpha$ представляет "комбинацию" [22] профиля, соответствующего газу под тепловой волной (модель Brown [31]) - симметричный контур с глубоким обращением в центре [44], и профиля линии в кинематической модели [25]; причем, поскольку "максимум одного профиля накладывается на минимум другого, ... сильного обращения не получится" [22]. Другими словами, линия $H\alpha$ будет иметь симметричное ядро с неглубоким "провалом" в центре и красную асимметрию крыльев [45].

Из сказанного выше следует, что модель Костюк и Пикельнера [22], лежащая в основе современных газодинамических программных пакетов, моделирующих вторичные процессы в солнечных и звездных вспышках, в принципе не допускает "разделения" (Белова и Бычков [1]) на "тепловую" и "ударно-волновую" составляющие: в противном случае она "вырождается" в модель Nakagawa et al. [25]. В этом состоит основная трудность.

Тем не менее, расчет профилей стационарных ударных волн с высвечиванием представляет интерес [15] с точки зрения обоснования взглядов [11] на природу голубого компонента оптического континуума в максимуме блеска

¹⁶ Оптическая глубина в резонансном переходе в области высвечивания газа позади фронта ударной волны [1], распространяющейся со скоростью $u_0 = 60$ км/с, $\tau_{L_{\alpha}} \sim 10^7$ [3] (величина $\tau_{L_{\alpha}}$ отсчитывается от вязкого скачка).

мощных вспышек dMe звезд, поскольку именно в зоне тепловой релаксации происходит резкое увеличение концентрации плазмы n_H за счет высвечивания. Вывод статьи [8] о невозможности генерации (квази-)планковского излучения вспышек газом за фронтом одной из "набора" ударных волн [1] (скорость $u_0 = 60$ км/с) в условиях хромосфер красных карликовых звезд основан на величинах оптической глубины в линии L_α ($\sim 10^7$ [3]) и концентрации атомов водорода на основном уровне ($2 \cdot 10^{16}$ см⁻³ - гипотетический режим сильного радиационного охлаждения) в области высвечивания газа. Этот вывод не использует приближение стационарных населенностей за фронтом ударной волны, а потому корректен. Теперь он подтвержден [1] прямым расчетом¹⁷.

4. *Дополнительные замечания.* Подчеркнем, что в отличие от статей [11,8] в работах [46,23] интерпретируются не только голубой, но и NUV компоненты непрерывного спектра в импульсной фазе звездных вспышек, а также распределение энергии в диапазоне длин волн 3646-3730 Å. Для этого Kowalski [46] использует "составную" модель возмущенной хромосферы красного карлика, включающую х.к. (поток F13) и стационарные слои с $T \sim 9000-12000$ К толщиной несколько сотен км, расположенные перед фронтом нестационарной ударной волны. Эти слои нагреваются [23] высокоэнергичными, $E_e \gg E_{10}$, электронами из пучка с падающим степенным спектром - механизм, отмеченный в [22].

Трудности подхода F13, обусловленные т.н. проблемой обратного тока (например, [19]), отмечены в [23]. Кроме того, число электронов с $E_e \gg E_{10} = 37$ кэВ [46] значительно меньше, чем с кинетической энергией вблизи E_{10} .

По мнению авторов [23] стационарные слои могут вносить значительный вклад в непрерывный спектр вспышек, если оптическая глубина в х.к. $\ll 1$. Ясно, что эта точка зрения отличается от изложенной в работах [11,8]. В то же время из сравнения теоретических (для различных механизмов излучения) и наблюдаемых показателей цвета следует [47], что наилучшее согласие достигается для комбинации "короткоживущего (квази-)чернотельного излучения вблизи максимумов вспышки и долгоживущего излучения водородной плазмы с температурами и плотностями несколько выше, чем в невозмущенной хромосфере".

Белова и Бычков [1] полагают, что произведенные ими расчеты "... не подтверждают выдвинутую в [7] гипотезу яркой оптически плотной в континууме "хромосферной конденсации", образующейся во время вспышки за счет высвечивания газа". Как уже отмечалось, областям позади фронтов

¹⁷ Следует, однако, предостеречь от попытки трактовать работу [1] как вычисление усовершенствованной функции охлаждения, которая может быть использована в полной системе газодинамических уравнений [7] вместо соответствующей функции $L(T)$: теория стационарных ударных волн с высвечиванием представляет собой самостоятельное направление радиационной газовой динамики.

стационарных ударных волн [1] в модели [7] формально соответствуют зоны релаксации плазмы к состоянию теплового равновесия (см. рис.1), а не плотный холодный газ под тепловой волной (х.к. толщиной Δz_m). По этой причине расчеты [1] не могут служить заменой анализа [8] характеристик непрерывного оптического излучения слоя с параметрами, соответствующими "уплотнению" [7], равно как не могут дополнить разбор [15,13] ошибок, допущенных Кацовой [48], в статьях [7,14].

5. *Дискуссия.* Анализ, выполненный во втором и третьем разделах настоящей статьи, позволяет более детально, чем в [8,13], обсудить особенности постановки задачи в работе [3] и полученные в ней результаты. Авторами [3] вычислен спектр излучения однородного плоского слоя чисто водородной плазмы с $T_{ai} \neq T_e$, прошедшего через фронт стационарной ударной волны (одной из "набора" волн в подходе [1]). Слой считался неподвижным, поскольку газ позади фронта движется с дозвуковой скоростью относительно вязкого скачка; прекурсор не учитывался. Физические параметры слоя (величины T_{ai} , T_e и τ_{L_α}) подбирались, исходя из результатов расчета [17] профиля стационарной ударной волны с высвечиванием для условий атмосфер переменных звезд типа *o* Ceti (концентрация газа перед фронтом $n_0 = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $u_0 = 60 \text{ км/с}$); рассматривался диапазон величин n_H от $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ до $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

В работе [3] изучалось принципиальное влияние неравенства [2] атомно-ионной и электронной температур плазмы за фронтом на формирование спектра излучения такого слоя. Обратим внимание на то, что с точки зрения теории стационарных ударных волн с высвечиванием произведенные расчеты носят абстрактный характер: об этом свидетельствуют неизменность величин атомно-ионной и электронной температур в пределах слоя [3] и решение уравнений баланса элементарных процессов для населенностей атомных уровней.

Автором [8] обосновано, что результаты статьи [3] справедливы и в однотемпературном случае, т.е. при $T_{ai} = T_e$.¹⁸ В частности, остаются неизменными: а) формула (71), выражающая полную интенсивность излучения в линиях серии Бальмера с учетом того, что при определенных смещениях частоты от центральной крылья линий "погружаются" (Eason et al. [20]) в континуум (при этом асимметрией крыльев для простоты пренебрегалось); б) критерий применимости в расчетах симметричного модельного профиля с доплеровским ядром и хольцмарковскими крыльями (уравнение (49) в [3]).

Подчеркнем, что х.к. в модели [7] - однотемпературный слой (холодный высветившийся газ под тепловой волной) и двухтемпературный слой [3]

¹⁸ Сам факт генерации однородным слоем [3] непрерывного спектра близкого к чернотельному (см. рис.2 в [3]) свидетельствует о том, что неизотермичность плазмы [2,3] (неравенство T_{ai} и T_e) не оказала существенного влияния на формирование спектра излучения такого слоя.

"объединяет" лишь формальная близость величины Δz_m к Δl_2 , или толщине слоя [3] равной 10 км.

Автор считает необходимым внести ряд исправлений и уточнений в журнальную версию работы [8] (в т.ч. с учетом более детального, чем в [7] изложения отдельных вопросов, содержащихся в статье [9]). Эти изменения направлены на приведение [8] в соответствие с вариантом [13]. А именно, нужно: а) исключить указание на адиабатический характер нестационарной ударной волны в расчетах [7], обусловленное буквальным толкованием режима распространения тепла с дозвуковой скоростью [27] (температурная волна II рода); б) фразу "следует признать нефизичным" изменить на "не согласуется с линейными размерами звездных вспышек в максимуме блеска [10]"; в) третье предложение последнего абзаца раздела 4 читать следующим образом: "Однако, с точки зрения лабораторного наблюдателя скорость движения газа равна $u_0 - u(t)$, где $u(t)$ - скорость плазмы, оттекающей от вязкого скачка; t - время, прошедшее с момента пересечения фронта данным слоем газа"; г) исключить абзацы, содержащие обсуждение критического замечания Fisher et al. [42] в отношении работы [14], признав критику [42] формальной.

Автор приносит благодарность д.ф.-м.н. Ю.А.Фадееву и д.ф.-м.н. Н.Н.Чугаю за полезные замечания, сделанные при обсуждении основных результатов работ [3,8] и диссертации [15] во время астрофизического семинара Института астрономии РАН (ИНАСАН).

МГУ им. М.В.Ломоносова, Физический факультет, Москва,
Россия, e-mail: morchenko@physics.msu.ru

ON THE ISSUE OF THE OPTICAL RADIATION ORIGIN DURING IMPULSIVE PHASE OF FLARES ON dMe STARS. I. DISCUSSION OF GAS DYNAMIC MODELS

E.S.MORCHENKO

Amid published criticism, applying a stationary homogeneous plane layer of fully hydrogen plasma in the almost local thermodynamic equilibrium (LTE) is justified by the author for an analysis of the emission's characteristics of a chromospheric condensation with a thickness of $\Delta z_m = 10$ km in the gas-dynamic model of stellar flares. It is shown that the shock-wave model proposed by Belova & Bychkov, in contrast to the Kostyuk-Pikel'ner's model, has unrecoverable

internal flaws caused by the exception of the interaction between a thermal wave (temperature jump) and a non-stationary radiative shock wave. In particular, this model: (a) does not make it possible to increase the geometric thickness of a chromospheric condensation owing to the thermal and shock waves fronts separated from each other during impulsive heating; (b) cannot heat up the chromosphere of a red dwarf at significant distances; (c) predicts $H\alpha$ line profiles that contradict observational data. It is argued that: (a) shock-wave model by Belova & Bychkov represents the improvement of the kinematic model of solar flares (Nakagawa et al.) and its application to dMe stars, namely: the study of radiative response of the red dwarf chromosphere to impulsive heating for the simplest gas-dynamic formulation of the problem (heat wave is excluded, stationary approach is used); (b) the regions behind the fronts of stationary radiative shock waves from the point of view of the Kostyuk-Pikel'ner's model correspond not to chromospheric condensation, with the thickness changing during impulsive heating, but to the zones of the plasma relaxation to the thermal equilibrium. Attention is focused on the fundamental impossibility of disconnection the Kostyuk-Pikel'ner's model into "thermal" and "shock-wave" components.

Key words: *red dwarf stars: flares: impulsive heating: gas dynamic models: optical radiation*

ЛИТЕРАТУРА

1. О.М.Белова, К.В.Бычков, *Астрофизика*, **62**, 267, 2019, (*Astrophysics*, **62**, 234, 2019).
2. С.Б.Пикельнер, *Изв. Крымск. астрофиз. обсерв.*, **12**, 93, 1954.
3. Е.Морченко, К.Бычков, М.Лившиц, *Astrophys. Space Sci.*, **357**, 119, 2015.
4. Б.В.Сомов, *Труды ФИАН СССР*, **110**, 57, 1979.
5. О.М.Белова, К.В.Бычков, *Астрофизика*, **60**, 219, 2017, (*Astrophysics*, **60**, 200, 2017).
6. О.М.Белова, К.В.Бычков, *Астрофизика*, **61**, 119, 2018, (*Astrophysics*, **61**, 101, 2018).
7. М.М.Кацова, А.Г.Косовичев, М.А.Лившиц, *Астрофизика*, **17**, 285, 1981, (*Astrophysics*, **17**, 156, 1981).
8. Е.С.Морченко, *Астрофизика*, **59**, 535, 2016, (*Astrophysics*, **59**, 475, 2016).
9. А.Г.Косовичев, *Изв. Крымск. астрофиз. обсерв.*, **75**, 8, 1986.
10. Б.В.Сомов, *Письма в Астрон. ж.*, **6**, 597, 1980, (*Soviet Astron. Lett.*, **6**, 312, 1980).
11. В.П.Гринин, В.В.Соболев, *Астрофизика*, **13**, 587, 1977, (*Astrophysics*, **13**,

- 348, 1977).
12. *K.C.Gordon, G.E.Kron*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **61**, 210, 1949.
 13. *E.S.Morchenko*, arXiv:1710.08008 [astro-ph. SR], 2017.
 14. *M.A.Livshits, O.G.Badalyan, A.G.Kosovichev et al.*, Solar Phys., **73**, 269, 1981.
 15. *Е.С.Морченко*, дисс. канд. физ.-мат. наук, МГУ им. М.В.Ломоносова, 2017.
 16. *М.Н.Ловкая*, Астрон. ж., **90**, 657, 2013, (Astron. Rep., **57**, 603, 2013).
 17. *О.М.Belova, K.V.Bychkov, E.S.Morchenko et al.*, (Astron. Rep., **58**, 650, 2014).
 18. *О.Р.Shmeleva, S.I.Syrovatskii*, Solar Phys., **33**, 341, 1973.
 19. *B.V.Somov, S.I.Syrovatskii, A.R.Spektor*, Solar Phys., **73**, 145, 1981.
 20. *E.L.E.Eason, M.S.Giampapa, R.R.Radick et al.*, Astron. J., **104**, 1161, 1992.
 21. *В.В.Соболев, В.П.Гринин*, Астрофизика, **38**, 33, 1995, (Astrophysics, **38**, 15, 1995).
 22. *Н.Д.Костюк, С.Б.Пикельнер*, Астрон. ж., **51**, 1002, 1974, (Soviet Astron., **18**, 590, 1975).
 23. *A.F.Kowalski, J.C.Allred*, Astrophys. J., **852**, 61, 2018.
 24. *J.C.Allred, A.F.Kowalski, M.Carlsson*, Astrophys. J., **809**, 104, 2015.
 25. *Y.Nakagawa, S.T.Wu, S.M.Han*, Solar Phys., **30**, 111, 1973.
 26. *М.К.Druett, V.V.Zharkova*, Astron. Astrophys., **610**, 68, 2018.
 27. *П.П.Волосевич, С.П.Курдюмов, Л.Н.Бусурина и др.*, ЖВММФ, **3**, 159, 1963.
 28. *С.А.Каплан*, Межзвездная газодинамика, ГИФМЛ, М., 1958.
 29. *А.Г.Косовичев, Ю.П.Попов*, ЖВММФ, **19**, 1253, 1979.
 30. *Н.Д.Костюк*, Астрон. ж., **53**, 361, 1976, (Soviet Astron., **20**, 206, 1976).
 31. *J.C.Brown*, Solar Phys., **31**, 143, 1973.
 32. *В.В.Иванов*, Перенос излучения и спектры небесных тел, М., Наука, 1969.
 33. *М.А.Лившиц*, Астрон. ж., **60**, 964, 1983, (Soviet Astron., **27**, 557, 1983).
 34. *S.I.Syrovatskii, O.P.Shmeleva*, Soviet Astron., **16**, 273, 1972.
 35. *L.C.Johnson*, Astrophys. J., **174**, 227, 1972.
 36. *Р.Е.Гершберг, Э.Э.Шноль*, Изв. Крымск. астрофиз. обсерв., **50**, 122, 1974.
 37. *В.В.Иванов*, Астрон. ж., **49**, 115, 1972, (Soviet Astron., **16**, 91, 1972).
 38. *В.В.Иванов*, Астрофизика, **52**, 29, 2009, (Astrophysics, **52**, 24, 2009).
 39. *A.N.McClymont, R.C.Canfield*, Astrophys. J., **265**, 483, 1983.
 40. *A.F.Kowalski*, PhD thesis, University of Washington, 2012.
 41. *Р.Е.Гершберг*, Астрофизика, **13**, 553, 1977, (Astrophysics, **13**, 310, 1977).
 42. *G.H.Fisher, R.C.Canfield, A.N.McClymont*, Astrophys. J., **289**, 434, 1985.
 43. *R.C.Canfield, R.G.Athay*, Solar Phys., **34**, 193, 1974.
 44. *R.C.Canfield*, Solar Phys., **34**, 339, 1974.
 45. *K.Ichimoto, H.Kurokawa*, Solar Phys., **93**, 105, 1984.
 46. *A.F.Kowalski*, Proceedings IAU Symposium No.320, 259, 2016, arXiv:1511.05085.
 47. *В.Е.Жильяев, Ya.O.Romanyuk, O.A.Svyatogorov et al.*, Astron. Astrophys., **465**, 235, 2007.
 48. *М.М.Кацова*, Астрон. ж., **58**, 350, 1981, (Soviet Astron., **25**, 197, 1981).