

К ВОПРОСУ О ПРОИСХОЖДЕНИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ИМПУЛЬСНОЙ ФАЗЕ ВСПЫШЕК dMe ЗВЕЗД. II. НЕПРЕРЫВНОЕ И ЛИНЕЙЧАТОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Е.С.МОРЧЕНКО

Поступила 16 декабря 2019

Принята к печати 24 июня 2020

Аргументируется, что не только голубой (в максимуме блеска), но и красный (в фазе медленного угасания) компоненты оптического континуума мощных вспышек dMe звезд формируются вблизи фотосферы. Отмечена возможность появления линий HeI в зонах релаксации плазмы к состоянию теплового равновесия в результате роста электронной температуры за счет упругих столкновений электронов с атомами и ионами (при достаточно высоких скоростях нестационарной хромосферной ударной волны, распространяющейся по направлению к фотосфере Солнца и звезд). Предлагается схема расположения «слоев» плазмы, ответственной за генерацию излучения в континууме белого света во время импульсной фазы мощных звездных вспышек.

Ключевые слова: *красные карликовые звезды: вспышки: модели вспышек: оптическое излучение*

1. *Введение.* Данная статья завершает обсуждение, начатое автором в работе [1].

2. *Излучение околофотосферных слоев.* Белова и Бычков [2] полагают, что "чернотельное излучение, временами возникающее во время вспышек" ... "дает фотосфера, прогреваемая потоком надтепловых частиц"; при этом в ней "может образоваться горячее пятно с температурой $10^4 \div 2 \cdot 10^4$ K" [2].

В этих утверждениях авторы [2] не учитывают следующее. По определению, видимость вспышки указывает на существование невозмущенных слоев атмосферы звезды. В методе [3] оценки площади s источника квазипланковского голубого континуума мощных вспышек dMe звезд (максимум блеска) в приближении абсолютно черного тела (применяемом, например, в [4]) эти слои отождествляются с фотосферой красного карлика в спокойном состоянии, а ее поле излучения принимается планковским¹. Кроме того, результаты

¹ Отметим, что величины s , оцененные в [4], занижены в 2 раза. Этот факт обусловлен неточностью в уравнении (3): светимость компактного образования, излучающего по закону Планка, равна [3] $2\pi s B_\nu(T_{bb})$, где T_{bb} - температура АЧТ, соответствующего спектру вспышки в диапазоне длин волн λ от 4000 до 4800 Å.

недавних наблюдений [5] вспышечной активности Proxima Cen (dM5.5e) свидетельствуют о том, что молекулярные спектры поглощения атмосферы красного карлика (обращающий слой) "практически не зависят от вспышечных событий". В свою очередь, Honda et al. [6] не обнаружили изменений молекулярных полос во время вспышки EV Lac (dM4.5e).

О квазипланковском характере голубого континуума мощных вспышек dMe звезд в максимуме блеска свидетельствует существование непрерывного оптического излучения в длинноволновой (красной) стороне от линии Н β , не соответствующего функции Планка с $T_{bb} \sim 10^4$ К (см. рис.8а в статье Kowalski et al. [7]).

Это излучение возникает в более глубоких, менее нагретых околофотосферных слоях. Причем, важную роль в генерации квазипланковского (небольшой бальмеровский скачок) "красного" компонента, доминирующего в оптическом континууме вспышек во время фазы медленного угасания (рис.31 в [7]; длины волн, исключаяющие "conundrum = conundrum + continuum"), играет [8,3] отрицательный ион водорода (при T_{bb} приблизительно < 8000 К донорами свободных электронов являются металлы - см. [9], §6.5). В рамках такой интерпретации "связь" [7] голубого и красного компонентов непрерывного излучения вспышек, а также "относительно более важный" [7] вклад красного компонента "в энергетический бюджет во время позднего этапа фазы медленного угасания" [7] выглядят вполне естественными.

Итак, не только голубой, но и красный компоненты оптического континуума мощных вспышек dMe звезд формируются вблизи фотосферы [3], а приведенные утверждения авторов [2] (и, в целом, наметившаяся тенденция "привлекать" для интерпретации наблюдений вспышек "слои" фотосфер dMe звезд) противоречат данным наблюдений.

Быстрое изменение непрерывного оптического излучения околофотосферных слоев во время импульсной фазы вспышек обуславливает трудность изучения газодинамических процессов, развивающихся в выше расположенных слоях хромосферы, так как поле излучения околофотосферного газа влияет [10,11] на состояние ионизации таких слоев. Так, при $T_{bb} = 1.1$ эВ ($\approx 1.3 \cdot 10^4$ К), концентрации электронов $n_e = 10^{14}$ см $^{-3}$, электронной температуре $T_e = 1$ эВ скорость фотоионизации дилутированным (фактор дилуции $W=0.5$) планковским полем излучения со второго уровня атома водорода $\approx$ в 4.6 раза больше ([11], табл.3.2) соответствующей скорости ионизации электронным ударом (результаты получены для максимума блеска мощной вспышки; использованное приближение абсолютно черного тела корректно ввиду того, что квазипланковский голубой континуум в пике вспышки вносит существенный вклад в излучение в том числе и в полосе U - см. подраздел 3.3 в работе Kowalski et al. [12]). В то же время рост величины T_e за фронтом стационарной

ударной волны с высвечиванием за счет упругих столкновений электронов с атомами и ионами при $T_{ai} \gg T_e$ (как в расчетах [2]) предполагает умеренную степень ионизации невозмущенного хромосферного газа (перед фронтом); здесь T_{ai} - атомно-ионная температура плазмы².

3. *Линии нейтрального гелия.* При высоких скоростях v_{sh} нестационарной хромосферной ударной волны, распространяющейся в частично ионизованной плазме по направлению к фотосфере, упомянутое увеличение электронной температуры допускает возможность создания условий для ионизации атомов гелия (HeI) и возбуждения их дискретных уровней электронным ударом (высвечивание существенно нестационарно [2], поэтому степень ионизации и состояние возбуждения атомов определяются не только текущим значением T_e) - эффект известный [13] в теории стационарных ударных волн с высвечиванием. В этом случае последующее девозбуждение разрешенными спонтанными переходами способно обеспечить [1] появление и усиление линий HeI в спектрах мощных солнечных и звездных вспышек (например, линии с $\lambda = 10830 \text{ \AA}$ [14]). Напомним, однако (см. статью [15]), что увеличение v_{sh} достигается за счет роста потока энергии F_0 в пучке ускоренных электронов.

Подчеркнем, что ввиду быстрого высвечивания плотного газа позади фронта ударной волны (например, [1]) описываемая выше ситуация: а) соответствует зонам релаксации плазмы к состоянию теплового равновесия для определенного диапазона скоростей v_{sh} (эффект может быть продемонстрирован в модели "набора" стационарных ударных волн с высвечиванием [2]); б) обнаруживается для импульсов нагрева, частично перекрывающихся во времени и действующих на различные участки верхней хромосферы Солнца и dMe звезд.

4. *Линии H α с "голубой" асимметрией крыльев.* Как известно, в спектрах некоторых вспышек dMe звезд наблюдаются долгоживущие асимметричные профили линий H α с увеличенной интенсивностью излучения не в красном, а в голубом крыле (см., например, работы [16,6]). Honda et al. [6] отмечена возможная связь между формированием такого излучения и присутствием во вспышечной атмосфере красного карлика холодного, $T \sim 10^4$ К [6], газа. В то же время наличие широких крыльев у H α (рис.7 в [16]) свидетельствует (Eason et al. [16], рис.9; аппроксимация части красного крыла

² Обратим внимание на то, что: а) авторами [2] в отличие от [10] неправильно вычислена вероятность выхода θ_{12} резонансного фотона за пределы плазмы без рассеяний (подстановка доплеровской оптической глубины в выражение, полученное для хольцмарковского контура); б) в [10] в случае вылета фотона из центра плоского слоя $\theta_{12}^c \approx 0.6\bar{\theta}_{12} < \bar{\theta}_{12}$, где $\bar{\theta}_{12}$ - величина θ_{12} , усредненная по слою (формула (55) в [10]).

линии штарковским профилем) о достаточно высокой плотности газа, ответственного за их формирование. Обратим внимание на то, что величина $\log n_e$ определена в [16] без учета заметной оптической глубины $H\alpha$ в ядре (характерный "провал" в центре), указывающей на возможную непрозрачность этой линии и в крыльях. Морченко и др. [10], используя величины $\Delta\lambda_D$ (доплеровская полуширина) и $\log n_e$, найденные авторами [16], показали (подраздел 5.3 в [10]), что контур $H\alpha$ в наблюдениях [16] приближенно описывается моделью "доплеровское ядро" и "штарковские крылья".

Honda et al. [6] также приводят возможные объяснения природы "голубой" асимметрии крыльев $H\alpha$ известные из физики солнечных вспышек. Эти объяснения, однако, признаются авторами [6] недостаточными.

Отмеченные характеристики плазмы, создающей излучение в $H\alpha$, его долгоживущий характер и, главное, - отсутствие в спектрах таких вспышек профилей линий с "красной" асимметрией крыльев, позволяют связать это излучение с областью, находящейся между фронтами тепловой и ударной волн.

С учетом сказанного, интерес представляет интерпретация природы голубой асимметрии крыльев $H\alpha$, основанная на существовании поля скоростей газа в х.к. (хромосферная конденсация) и зонах тепловой релаксации [17]. Согласно этой точке зрения, "тип асимметрии определяется знаком градиента скорости в той области, где формируется интенсивность центральной части линии" (красная асимметрия соответствует расширению этой области, а голубая - сжатию [17]); при этом результирующий профиль линии являет собой [17] некоторую суперпозицию профилей, учитывающих неоднородность физических параметров пучка ускоренных электронов (см. рис.3 в [17]). В пользу этой интерпретации говорит отсутствие заметного доплеровского смещения в центре линии $H\alpha$ в результатах наблюдений [16,6].

5. *Излучение в континууме "белого" света.* Таким образом, автором предлагается следующая схема расположения "слоев" плазмы, ответственной за непрерывное (в белом свете) и линейчатое излучение во время импульсной фазы мощных вспышек dMe звезд:

а) прозрачный в бальмеровском континууме газ формируется, главным образом, в динамической неоднородной х.к. (оптическая глубина на длине волны равной $4170 \text{ \AA}$ $\tau_{4170} \ll 1$, как в [18,19]), а также - в зонах тепловой релаксации³ и в области перед фронтом нестационарной хромосферной ударной волны (прекурсор и нагрев высокоэнергичными, $E \gg E_{10}$ (E_{10} - отсечка со стороны низких энергий), электронами из пучка с падающим степенным спектром). Эта точка зрения качественно согласуется (для х.к. и зон тепловой релаксации - заметный бальмеровский скачок) с результатами анализа спектров вспышки

³ Существенно меньшей геометрической толщины по сравнению с х.к. ближе к концу нагрева.

YZ CMi (dM4.5e) в NUV-диапазоне длин волн (от $3350 \text{ \AA}$ до $\lambda < 3646 \text{ \AA}$), проведенного Kowalski et al. [12] (отклик хромосферы красного карлика на нагрев пучком нетепловых электронов с потоком энергии $F_0 = 10^{11} \text{ эрг/см}^2 \text{ с}$);

б) квазипланковский голубой (в максимуме блеска мощных вспышек, $T_{bb} \sim 10^4 \text{ K}$), λ от 4000 до $4800 \text{ \AA}$ и красный (в фазе медленного угасания) компоненты оптического континуума возникают вблизи фотосферы (Гринин и Соболев [3]);

в) эмиссионные линии H I , в основном, локализованы в х.к. и зонах тепловой релаксации. При этом населенности атомных уровней и степень ионизации плазмы: а) близки к равновесным значениям в х.к. достаточной геометрической толщины⁴ (Kowalski и Allred [20], Морченко и др. [10,1]) и в области формирования голубого континуума (в максимуме блеска мощных вспышек) [3,19]; б) резко отличаются от равновесных [20] в зонах тепловой релаксации за фронтом нестационарной хромосферной ударной волны (по общему правилу величины отклонений для населенностей атомных уровней v_k уменьшаются с ростом главного квантового числа k). Газ, высвечивающийся за фронтом нестационарной хромосферной ударной волны, устойчив относительно радиационного охлаждения (этот вывод следует из результатов расчетов [2]). Плотная плазма х.к., находящаяся вблизи состояния полной термализации, обеспечивает (см. обзор [21]) пологие и инверсные бальмеровские декременты, характерные (например, [22]) для максимумов блеска вспышек красных карликовых звезд.

Подтверждениями истинности такой схемы служат следующие наблюдательные факты:

а) временная "эволюция" бальмеровского континуума близко следует за соответствующими временными изменениями бальмеровских линий атома водорода (Kowalski et al. [12], нижняя часть рис.1d), что указывает на некую связь между их формированием;

б) "бальмеровский континуум демонстрирует медленное затухание..., что типично для излучения в линиях серии Бальмера" атома водорода в спектрах вспышек [22,12];

в) во время угасания вспышки область излучения в бальмеровском континууме "всегда значительно (в ~ 3 -16 раз) больше" [12] области, занимаемой компонентом с $T_{bb} \sim 10^4 \text{ K}$. Этот результат может быть интерпретирован как, с одной стороны, увеличение геометрической толщины области между температурным скачком и фронтом нестационарной ударной волны с высвечиванием (во время импульсного нагрева зона тепловой релаксации "перемещается" в диапазон все больших значений лагранжевой координаты

⁴ Фронт нестационарной ударной волны значительно "обогнал" температурный скачок.

ξ (см. рис.3 в [18]), в то время как температурный скачок относительно фронта ударной волны практически неподвижен), а, с другой - переход части плазмы в околофотосферных слоях в состояние, при котором спектр излучения прозрачен за бальмеровским скачком;

г) временная эволюция излучения в полосе U отличается ([12], рис.1d) от поведения бальмеровского континуума, причем наибольшие отклонения соответствуют [12] пикам на кривой блеска (например, при $t \sim 130$ мин), когда в спектре вспышки доминирует [4,12] квазипланковский голубой компонент оптического континуума. Следовательно, эти компоненты излучения в белом свете формируются в разных областях хромосферы;

д) во время фазы медленного угасания вспышек в области за бальмеровским скачком большой диапазон длин волн "занимает" красный компонент оптического континуума (рис.31 в [7]). Этот результат объясняется тем, что при переходе водородной плазмы в состояние, близкое к ЛТР (квазипланковский спектр), сначала термализуется красная часть спектра (Морченко и др. [10], рис.2), а затем - синяя.

Кроме того, увеличение потока энергии F_0 при фиксированных E_{10} и показателе(-ях) спектра нетепловых электронов приводит к уменьшению времени "эволюции" х.к. и зон тепловой релаксации. С физической точки зрения данный результат обусловлен тем, что: а) большим значениям F_0 соответствуют большие величины скорости v_{sh} , в результате чего фронт ударной волны "продвигается" в глубь хромосферы dMe звезды быстрее; б) большие величины v_{sh} обуславливают более сильное сжатие газа позади фронта нестационарной ударной волны (для идеального одноатомного газа с постоянной теплоемкостью предельное сжатие равно 4), а потому более быстрое (например, [1]) высвечивание. Поэтому использование экстремально высоких, $F_0 = 10^{13}$ эрг/см²с (Kowalski et al. [23]), потоков энергии в газодинамических расчетах типа [18] обуславливает сокращение "времени жизни" бальмеровских линий, что плохо согласуется с необходимостью интерпретации их долгоживущей эмиссии [22,12] в спектрах вспышек.

Обратим внимание на то, что в предлагаемой схеме газ, генерирующий квазипланковское излучение (в максимуме блеска мощных вспышек), располагается гораздо глубже, чем плазма, ответственная за линейчатый и прозрачный в бальмеровском континууме спектры (положительный градиент плотности в возмущенной хромосфере красного карлика). Кроме того, такая схема исходит из умеренно высоких, от $\sim 10^{11}$ эрг/см²с до $\sim 10^{12}$ эрг/см²с, величин F_0 (проблема обратного тока) и не противоречит (Цап и др. [24]) стандартной модели солнечных вспышек, поскольку не использует гипотезу существования (см. ссылки в статье [24]) плотных ($n_e > 10^{12}$ см⁻³) вспышечных

корональных петель⁵.

6. *Заключение.* По мнению автора, теоретическая проверка соответствия такой схемы результатам наблюдений вспышек предполагает: а) изучение механизмов ускорения частиц до высоких энергий в модели [3] и б) исследование влияния поля излучения выше расположенной хромосферной плазмы (газ с $T \sim 10^7$ К [18] - тепловая волна; зоны тепловой релаксации; газ перед фронтом нестационарной ударной волны) на глубокие (околофотосферные) слои вспыхивающих (dMe) звезд.

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

ON THE ORIGIN OF OPTICAL RADIATION DURING THE IMPULSIVE PHASE OF FLARES ON dMe STARS. II. CONTINUUM AND LINE RADIATION

E.S.MORCHENKO

It is argued that not only the blue (at the brightness maximum), but also the red (at the flare decay) components of the optical continuum of powerful flares on dMe stars are formed near the photosphere. A possibility is noted for the HeI lines formation in the zones of the plasma relaxation to the state of thermal equilibrium owing to an increase in the electron temperature due to elastic collisions of electrons with atoms and ions (for the sufficiently high speeds of a non-stationary chromospheric shock propagating towards the photosphere of the Sun and the stars). A layout is proposed for the "layers" of plasma, which is responsible for the generation of the white light continuum radiation during the impulsive phase of powerful stellar flares.

Keywords: red dwarf stars: flares: the flare models: optical radiation

⁵ В расчетах [18] роль мягкого рентгеновского излучения в нагреве плотных слоев хромосферы ($\xi \sim 10^{21}$ см⁻² [18]) учтена в функции нагрева $P_e(\xi)$ путем выбора коэффициента $\beta = 1$.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Е.С.Морченко*, *Астрофизика*, **63**, 111, 2020, (*Astrophysics*, **63**, 91, 2020).
2. *О.М.Белова, К.В.Бычков*, *Астрофизика*, **62**, 267, 2019, **61**, 255, 2018 (*Astrophysics*, **62**, 234, 2019, **61**, 224, 2018).
3. *В.П.Гринин, В.В.Соболев*, *Астрофизика*, **13**, 587, 1977, (*Astrophysics*, **13**, 348, 1977).
4. *В.Е.Zhilyaev, Ya.O.Romanyuk, O.A.Svyatogorov et al.*, *Astron. Astrophys.*, **465**, 235, 2007.
5. *Ya.V.Pavlenko, A.Suárez Mascareño, M.R.Zapatero Osorio et al.*, *Astron. Astrophys.*, **626**, A111, 2019.
6. *S.Honda, Y.Notsu, K.Namekata et al.*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **70**, 62, 2018.
7. *A.F.Kowalski, S.L.Hawley, J.P.Wisniewski et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **207**, 15, 2013.
8. *В.П.Гринин*, частное сообщение, 2015.
9. *В.В.Соболев*, *Курс теоретической астрофизики*, М., Наука, 1967.
10. *Е.Морченко, К.Бычков, М.Лившиц*, *Astrophys. Space Sci.*, **357**, 119, 2015.
11. *Е.С.Морченко*, дисс. канд. физ.-мат. наук, МГУ им. М.В.Ломоносова, 2017.
12. *A.F.Kowalski, S.L.Hawley, J.A.Holtzman et al.*, *Astrophys. J. Lett.*, **714**, L98, 2010.
13. *А.А.Коровяковская*, *Астрофизика*, **8**, 247, 1972, (*Astrophysics*, **8**, 148, 1972).
14. *S.J.Schmidt, A.F.Kowalski, S.L.Hawley et al.*, *Astrophys. J.*, **745**, 14, 2012.
15. *M.K.Druett, V.V.Zharkova*, *Astron. Astrophys.*, **610**, A68, 2018.
16. *E.L.E.Eason, M.S.Giampapa, R.R.Radick et al.*, *Astron. J.*, **104**, 1161, 1992.
17. *Н.Д.Костюк*, *Астрон. ж.*, **53**, 361, 1976, (*Soviet Astron.*, **20**, 206, 1976).
18. *М.М.Кацова, А.Г.Косовичев, М.А.Лившиц*, *Астрофизика*, **17**, 285, 1981, (*Astrophysics*, **17**, 156, 1981).
19. *Е.С.Морченко*, *Астрофизика*, **59**, 535, 2016, (*Astrophysics*, **59**, 475, 2016).
20. *A.F.Kowalski, J.C.Allred*, *Astrophys. J.*, **852**, 61, 2018.
21. *В.П.Гринин*, *Астрофизика*, **20**, 365, 1984, (*Astrophysics*, **20**, 190, 1984).
22. *Р.Е.Гершберг*, *Астрофизика*, **13**, 553, 1977, (*Astrophysics*, **13**, 310, 1977).
23. *A.F.Kowalski, S.L.Hawley, M.Carlsson et al.*, *Solar Phys.*, **290**, 3487, 2015.
24. *Ю.Т.Цап, А.В.Степанов, Ю.Г.Копылова и др.*, в сб.: "Солнечная и солнечно-земная физика, 2019", ред. А.В.Степанов и Ю.А.Наговицын, ГАО РАН, СПб., с.431, 2019 (<http://www.gaoran.ru/russian/solphys/2019/book/gao2019.pdf>).