АСТРОФИЗИКА

ТОМ 31 ДЕКАБРЬ, 1989 ВЫПУСК 3

УДК: 524.338.6

О НАГРЕВЕ ГАЗА ПРИ ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШКАХ. I. НАГРЕВ ПРОТОНАМИ

В. П. ГРИНИН, В. В. СОБОЛЕВ

Поступила 4 июля 1989

В предыдущей статье мы привели аргументы в пользу того, что важную роль в возникновении оптических вспышек звезд типа UV Кита могут играть протоны высоких энергий ($E \gtrsim 10$ МэВ). В настоящей статье даются результаты детальных расчетов протонных вспышек. При заданном энергетическом спектре протонов вычисляется распределение температуры в области вспышки. При этом учитывается диффузное излучение вспышки. Находится распределение энергии в спектре вспышки и строится теоретическая двухцветовая диаграмма $U—B$, $B—V$. Установлено, что теоретическая зависимость показателей цвета вспышки от их амплитуды согласуется с наблюдательными данными.

1. *Введение.* В большом числе исследований установлено, что звездные вспышки, под которыми мы понимаем вспышки звезд типа UV Кита, во многих отношениях подобны вспышкам на Солнце. Это подобие обнаружено наблюдениями вспышечных явлений в широком интервале длин волн — от радиодиапазона до рентгеновской области спектра (подробнее об этом см. в обзоре К. Кодайры [1]). Однако, по крайней мере в одном отношении, звездные вспышки существенно отличаются от солнечных — они гораздо мощнее. Даже самые сильные вспышки на Солнце обладают светимостью в максимуме блеска порядка 10^{28} эрг/с, т. е. они в десятки и сотни раз слабее средних звездных вспышек.

Как известно, солнечные вспышки происходят в хромосферных слоях с концентрацией атомов порядка $10^{13} — 10^{14}$ см$^{-3}$. Однако принятие подобного представления в отношении звездных вспышек влечет за собой вывод о неправдоподобно большом объеме светящегося газа. Поэтому десять лет назад в работе авторов [2] был высказан взгляд, согласно которому звездные вспышки происходят в гораздо более глубоких слоях атмосферы. В упомянутой работе были рассчитаны характеристики светящегося газа при различных плотностях и температурах и показано, что наилучшее согласие между теоретическими и наблюденными характеристиками имеет

место при концентрациях атомов порядка 10^{15}—10^{17} см$^{-3}$ и температурах порядка 5000—20 000 К. При этом площадь вспышки занимает сравнительно небольшую часть поверхности звезды.

Из сравнения данной теории с наблюдениями также следовало, что в случае сильных вспышек излучающая область должна быть оптически толстой в непрерывном спектре, а выходящее из нее излучение — близким к планковскому. Впоследствии квазипланковское излучение действительно наблюдалось при вспышках звезды YZ CMi (С. В. Мохнацкий и Г. Зырин [3], С. Калер и др. [4]) и звезды BY Dra (П. Ф. Чугайнов [5], С. Де Ягер и др. [6]).

В статье авторов [7] сделан еще один шаг в направлении объяснения звездных вспышек — указан возможный механизм нагревания столь глубоких слоев звездных атмосфер. Таким механизмом может являться образование при первоначальном «взрыве» (природа которого пока не выяснена) потоков быстрых протонов, обладающих большой проникающей способностью. Показано, что протоны с энергией порядка 10 МэВ вполне способны проникать до слоев с концентрацией атомов порядка 10^{16} см$^{-3}$ и нагревать их до температур порядка 10 000 К, т. е. вызывать свечение, наблюдаемое при вспышках. Из других соображений идея протонного нагрева газа при звездных вспышках была высказана также Ван ден Оордом [8].

В настоящей статье приведены результаты подробного изучения модели звездных вспышек, вызываемых протонным нагревом атмосферы. Принимая начальный степенной спектр протонов, мы определяем изменение температуры с глубиной. При этом учитываем влияние на температуру диффузного излучения, возникающего вследствие непрозрачности области вспышки. В результате найдено распределение энергии в излучении вспышки и, в частности, показатели цвета $U—B$, $B—V$, которые сравниваются с наблюденными значениями этих величин (предварительное сообщение об этом см. в [9]).

Все результаты, полученные в настоящей статье, относятся к начальной (иначе называемой импульсной) фазе вспышки.

2. *Нагрев атмосферы протонами.* Чтобы определить энергию, приобретаемую в разных местах атмосферы от падающих на нее протонов, необходимо знать закон уменьшения энергии протона при прохождении его через газ. Известно, что протоны теряют свою энергию при ионизации атомов и при кулоновском взаимодействии со свободными электронами. Уменьшение энергии протона E на пути dx в водородном газе приближенно описывается уравнением (см., например, [10])

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{\sigma}{E}, \tag{1}$$

где

$$\sigma = n_1 A_1 + n_e A_e, \tag{2}$$

n_1 и n_e — концентрации нейтральных атомов и свободных электронов соответственно, A_1 и A_e — величины, слабо зависящие от температуры T. При температурах порядка 10 000 К можно принять: $A_1 \approx 1.8 \cdot 10^{-21}$ см^2/МэВ^2, $A_e \approx 3.9 \cdot 10^{-21}$ см^2/МэВ^2.

Интегрирование уравнения (1) дает

$$E(x) = \sqrt{E_0^2 - 2D(x)}, \tag{3}$$

где

$$D(x) = \int_0^x \sigma(x)\, dx \tag{4}$$

и E_0 — начальная энергия протона.

Будем считать, что на 1 см^2 границы атмосферы перпендикулярно к ней за 1 с падают протоны, число которых в интервале энергии от E_0 до $E_0 + dE_0$ равно $H(E_0)dE_0$. Тогда энергия, поглощаемая единичным объемом атмосферы и переходящая в тепло на расстоянии x от границы за 1 с, будет равна

$$q(x) = \sigma(x) \int H(E_0) \frac{dE_0}{E(x)}, \tag{5}$$

где энергия $E(x)$ дается формулой (3).

Примем, что величина $H(E_0)$ убывает с ростом энергии E_0 по степенному закону, т. е.

$$H(E_0) = C E_0^{-\gamma} \text{ при } E_0 > E_1, \tag{6}$$

где E_1 — пороговая энергия, C и γ — постоянные. Так как полный поток энергии протонов на границе атмосферы равен

$$F(0) = \int_{E_1}^{\infty} H(E_0)\, E_0\, dE_0, \tag{7}$$

то, подставляя (6) в (7), находим

$$C = (\gamma - 2)\, E_1^{\gamma-2} F(0). \tag{8}$$

Пользуясь формулами (3), (6), (8), вместо (5) получаем

$$q(x) = (\gamma - 2)\, E_1^{\gamma-2}\, F(0)\, \sigma(x) \int_{E_1}^{\infty} \frac{E_0^{-\gamma}\, dE_0}{\sqrt{E_0^2 - 2D(x)}}. \tag{9}$$

Следует, однако, иметь в виду, что формула (9) справедлива только при $x < X$, где X определяется из условия

$$E_1^2 = 2D(x). \tag{10}$$

При значении $x = X$ протон с энергией E_1, исчерпав свою энергию, останавливается. Когда же $x > X$, то нижний предел интегрирования в формуле (9) должен быть $\sqrt{2D(x)}$.

Формулу (9) можно переписать в виде

$$q(x) = (\gamma - 2)\frac{t_1^{\gamma}}{E_1^{\gamma}} F(0)\, \sigma(x) \int_{z_*}^{\infty} \frac{dz}{(1+z^2)^{\frac{\gamma+1}{2}}}, \tag{11}$$

где $z_* = \sqrt{t_1^2 - 1}$ при $x < X$ и $z_* = 0$ при $x > X$, а $t_1 = E_1/\sqrt{2D(x)}$.

Формула для величины $q(x)$ была также получена в работе [10], но в ней не была учтена зависимость пороговой энергии от глубины, и поэтому она носит приближенный характер.

3. *Изменение температуры с глубиной.* Применяя формулу (11), определяющую энергию нагрева атмосферы протонами на разных глубинах, мы можем найти распределение температуры в области вспышки. Для этого воспользуемся уравнением энергетического равновесия

$$4\pi \int_0^{\infty} \varepsilon_\nu\, d\nu = q, \tag{12}$$

где $4\pi\,\varepsilon_\nu$ — энергия частоты ν, излучаемая единичным объемом за 1с на глубине x.

Будем считать, что атмосфера состоит в основном из водорода. Тогда величина ε_ν будет определяться излучением атомов водорода при рекомбинациях и свободно-свободных переходах, а также излучением отрицательных ионов водорода. Принимая, что распределение атомов по состояниям дается формулами Больцмана и Саха вследствие большой роли столкновений, мы можем представить коэффициент излучения в виде

$$\varepsilon_\nu = n_e\, n^+\, \varphi_\nu(T) + n_e\, n_1\, \psi_\nu(T), \tag{13}$$

где n^+ — концентрация ионизованных атомов водорода, а $\varphi_\nu(T)$ и $\psi_\nu(T)$ — известные функции от температуры (см., например, [11]).

Чтобы знать величины n_1 и $n_e = n^+$ на разных глубинах, надо задать закон изменения плотности с глубиной. Для простоты примем, что величина $n_H = n_1 + n^+$ возрастает с глубиной по экспоненциальному закону

$$n_H \sim e^{bx}, \tag{14}$$

где для карликовых звезд поздних классов $b \approx 10^{-6}$ см$^{-1}$.

Подстановка выражений (11), (13) и (14) в соотношение (12) дает искомое уравнение для определения температуры в области вспышки в зависимости от глубины.

Изложенным методом была определена температура при различных значениях потока энергии протонов $F(0)$ и пороговой энергии E_1. При этом выяснилось, что соотношение (12) может применяться лишь для сравнительно слабых вспышек. В случае же сильных вспышек оптические толщины области вспышки за границами субординатных серий становятся больше единицы. Это значит, что в правую часть соотношения (12) следует добавить член, учитывающий поглощение элементарным объемом диффузного излучения, возникающего при вспышке.

На основании сказанного уравнение энергетического равновесия должно иметь вид

$$4\pi \int_0^\infty \varepsilon_\nu \, d\nu = q + \int_0^\infty \alpha_\nu \, d\nu \int I_\nu \, d\omega, \tag{15}$$

где I_ν — интенсивность диффузного излучения и α_ν — объемный коэффициент поглощения. Для определения величины I_ν к уравнению (15) должно быть еще присоединено уравнение переноса излучения

$$\cos\vartheta \frac{dI_\nu}{dx} = \alpha_\nu I_\nu - \varepsilon_\nu, \tag{16}$$

где ϑ—угол между направлением излучения и внешней нормали к атмосферным слоям. Что же касается величины α_ν, то она может быть найдена из соотношения $\varepsilon_\nu = \alpha_\nu B_\nu(T)$, где ε_ν дается формулой (13) и $B_\nu(T)$ — функция Планка.

Следует подчеркнуть, что сделанные нами выше предположения, соответствующие наличию ЛТР, справедливы в большей степени для сильных вспышек, чем для слабых, так как непрозрачность области вспышки и «запертость» в ней излучения существенно способствуют термализации.

Задача, состоящая в решении уравнений (15) и (16), довольно сложна, так как оптические расстояния в области вспышки заранее не заданы. Поэтому вместе с определением температуры приходится находить и опти-

ческие расстояния, от которых зависит поле диффузного излучения, влияющее в свою очередь на температуру. Таким образом, мы имеем нелинейную задачу, заслуживающую специального рассмотрения.

Наиболее естественный путь для решения данной задачи состоит в использовании итерационного процесса. В качестве первого приближения можно взять температуру, получающуюся при непосредственном нагреве атмосферы протонами, а затем при этой температуре найти оптические расстояния, интенсивности диффузного излучения и новую температуру, которая может служить исходной для следующего приближения. Однако такой способ решения задачи при больших оптических толщинах является довольно трудоемким. Поэтому мы сначала находили решение для случая «серой» атмосферы, а затем уточняли его с учетом зависимости коэффициентов поглощения и излучения от частоты.

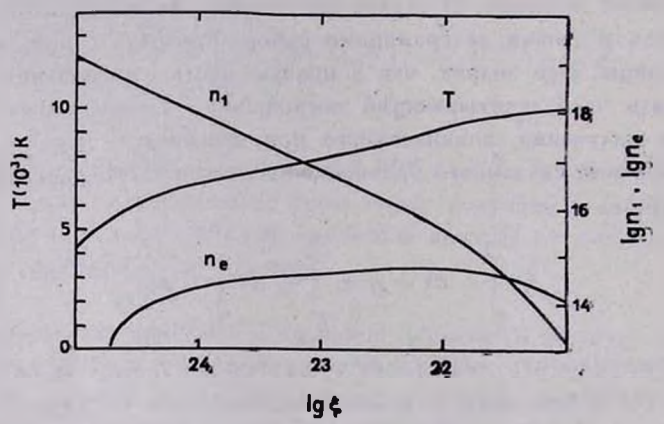

Рис. 1. Изменение температуры T, концентрации нейтральных атомов водорода n_1 и концентрации свободных электронов n_e с глубиной ξ.

Путем численного решения уравнений (15) и (16) было найдено распределение температуры в области вспышки для многих частных случаев, отличающихся друг от друга значениями параметров $F(0)$, E_1, γ, b. Для примера на рис. 1 изображен ход с глубиной температуры T и концентраций n_1 и n_e при следующих значениях параметров: $F(0) = 5 \cdot 10^{11} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2\text{с}}$, $E_1 = 5$ МэВ, $\gamma = 3$, $b = 10^{-6}$ см$^{-1}$. По оси абсцисс отложена величина ξ, связанная с глубиной x формулой

$$\xi = \int_0^x n_H(x)\, dx. \qquad (17)$$

Из рис. 1 видно, что в принятом случае температура с глубиной убывает. Такой результат получился, как и ожидалось, и в других рассмотренных нами случаях.

Разумеется, убывание температуры с глубиной происходило бы еще быстрее, если бы в области вспышки не возникало поле диффузного излучения. Как показывают расчеты, это излучение вызывается непрозрачностью, обусловленной в основном появлением большого числа отрицательных ионов водорода при температурах, меньших 8000 К.

На рис. 2 отражена относительная роль двух факторов, определяющих температуру: непосредственного нагрева газа протонами и поглощения диффузного излучения, возникающего в области вспышки. Эти факторы характеризуются двумя слагаемыми в правой части уравнения (15) (первое есть q, а второе сбозначено через W). Мы видим, что в верхних слоях области вспышки роль диффузного излучения невелика, однако она возрастает с глубиной. На том же рисунке показано, как меняются с глуби-

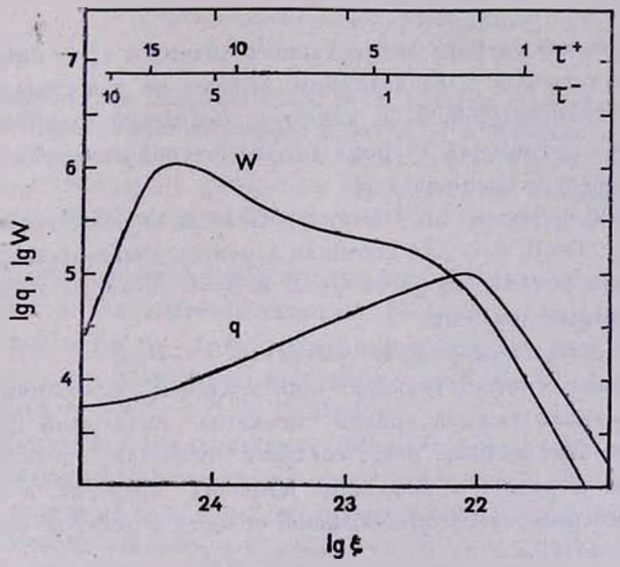

Рис. 2. Изменение с глубиной ξ величин q и w (эрг/см³с), а также величин τ^- и τ^+, представляющих собой соответственно оптические глубины до бальмеровского предела и после него.

ной ξ оптические глубины до бальмеровского предела и после него (τ^- и τ^+ соответственно). В верхних слоях поглощение вызывается в основном атомами водорода, и поэтому величина τ^+ значительно превышает величину τ^-. С ростом же глубины, а значит с уменьшением температуры, в поглощении становится преобладающей роль отрицательных ионов водорода, и величины τ^- и τ^+ возрастают примерно одинаково быстро.

Результаты вычислений, представленные на рис. 1 и 2, относятся к случаю $F(0) = 5 \cdot 10^{11} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2\,\text{с}}$, т. е. к сильной вспышке. Когда величина $F(0)$ по порядку меньше этого значения, то вспышка должна быть слабой. В таком случае влияние диффузного излучения на температуру невелико.

4. *Излучение вспышки.* Зная распределение температуры и плотности в области вспышки, мы можем определить излучение вспышки в разных частотах.

Для интенсивности излучения вспышки в частоте ν, выходящего наружу под углом ϑ к нормали, имеем

$$I_\nu(0, \vartheta) = \int_0^{\tau_\nu^0} B_\nu(T)\, e^{-\tau_\nu \sec\vartheta} \sec\vartheta\, d\tau_\nu, \qquad (18)$$

где τ_ν — оптическая глубина элементарного объема и τ_ν^0 — оптическая толщина области вспышки. Обе величины заранее не известны и определялись вместе с температурой T. В качестве оптической толщины τ_ν^0 условно принимается оптическая глубина τ_ν, на которой температура вспышки близка к температуре самой звезды.

С помощью формулы (18) были вычислены интенсивности излучения I_ν для случая $\vartheta = 0$, т. е. для вспышки в центре диска звезды. Это позволило определить показатели цвета $U—B$ и $B—V$, которые можно сравнить с наблюдательными данными.

На рис. 3 дана теоретическая диаграмма $U—B$, $B—V$. На ней изображены три кривые, соответствующие определенным значениям пороговой энергии E_1, а вдоль каждой кривой меняется начальный поток энергии протонов $F(0)$. Мы видим, что, согласно расчетам, показатели цвета вспышек могут меняться в довольно широких пределах, а для сильных вспышек они сосредоточены в небольшой области с центром около $U—B \approx \approx -1$, $B—V \approx 0.2$.

Наблюдательные данные в общем подтверждают это теоретическое заключение. На рис. 3 разными значками отмечены средние значения показателей цвета $U—B$, $B—V$ в максимумах блеска сильных вспышек пяти наиболее активных вспыхивающих звезд, наблюдавшихся Т. Моффеттом [12] и П. Ф. Чугайновым [13]. Мы видим, что все они попадают в указанную выше небольшую область.

С физической точки зрения сгущение показателей цвета сильных вспышек в небольшой области может быть объяснено тем обстоятельством, что в таких вспышках далеко заходит процесс термализации (см. выше). Поэтому излучение сильных вспышек оказывается близким к планковско-

му излучению с температурой порядка 10 000 К. Нагревание плотного газа до более высоких температур потоком протонов не происходит вследствие быстрого охлаждения газа через излучение.

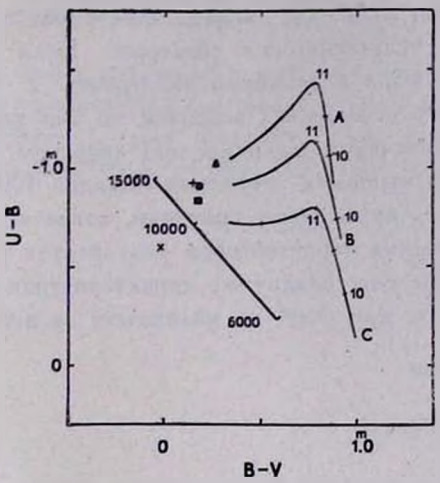

Рис. 3. Теоретическая диаграмма $U—B$, $B—V$ для ряда моделей вспышки. Кривые A, B, C соответствуют значениям энергии $E_1 = 10{,}5$ и 3 МэВ при $\gamma = 3$. Вдоль кривых показаны значения $\lg F(0)$. Приведены также средние значения показателей цвета сильных вспышек UV Ceti (x), EV Lac (+), YZ CMi (●), AD Leo (▲) и CN Leo (■) в максимуме блеска по наблюдениям Моффетта (1974) и Чугайнова (1982).

Заметим, что расчеты, сделанные для различных значений показателя γ, приводят к аналогичным выводам. Например, теоретические цветовые треки в моделях с $\gamma = 3, 4, 5$ при фиксированном $E_1 = 5$ МэВ занимают примерно ту же область на диаграмме $U—B$, $B—V$, что и теоретические треки при $\gamma = 3$ и $E_1 = 3, 5, 10$ МэВ.

При исследовании вспыхивающих звезд был обнаружен еще один важный факт, касающийся показателей цвета (получен в [2] и подтвержден в [13]). Он состоит в том, что с увеличением амплитуды вспышек величина $B—V$ монотонно убывает, а величина $U—B$ не показывает зависимости от амплитуды. Как следует из рис. 3, к такому же выводу приводит и теория.

Пользуясь формулой (18), мы можем определить не только величину $I_\nu(0, 0)$, как это было сделано выше, но и величину $I_\nu(0, \vartheta)$, т. е. интенсивность излучения вспышки, находящейся на любом угловом расстоянии ϑ от центра диска звезды. Тем самым может быть найдено и изменение различных оптических характеристик вспышки (показателей цвета, бальмеровского скачка и др.) с возрастанием угла ϑ. Очевидно, что для определения этих изменений необходимо особенно точно знать физические ус-

ловия в верхних слоях вспышки, так как с ростом ϑ возрастает роль этих слоев в излучении, идущем к наблюдателю.

В заключение заметим, что в дальнейшем мы предполагаем решить задачу о свечении вспышки при одновременном натревании атмосферы протонами и электронами. Ясно, что вклад электронов в нагрев определяется их начальным энергетическим спектром. Если при первоначальном «взрыве» образуются в основном электроны с энергиями порядка 10 КэВ, как и в случае солнечных вспышек, то они нагревают только поверхностные слои атмосферы. Если же при «взрыве» возникают также субрелятивистские электроны с энергиями порядка 100 КэВ и больше, то они, подобно рассмотренным выше протонам, нагревают и более глубокие слои. С целью сравнения теоретических результатов с наблюдательными данными будут определены различные характеристики излучения, идущего от вспышек (причем при учете их положения на диске звезды).

Крымская астрофизическая
обсерватория
Ленинградский государственный
университет

ON THE GAS HEATING IN STELLAR FLARES. I. THE HEATING BY PROTONS

V. P. GRININ, V. V. SOBOLEV

In the previous paper we led the arguments in favour or the fact, that an important role in producing the optical flares of UV Ceti—type stars can be played by high energetic protons ($E \approx 10$ *Mev*). In the present paper the results of detailed calculations of the proton flares are given. At the initial proton power spectrum the temperature distribution in flares is calculated. The diffuse radiation of the flare was taken into account. The energy distribution in the flare spectra is found and theoretical two — colour diagrams $U-B$, $B-V$ are calculated. It is established, that theoretical dependences of the colour—indexes of flares versus their amplitude agree with the observational data.

ЛИТЕРАТУРА

1. *K. Kodaira*, In „Activity in Red—Dwarf Stars", IAU Coll. № 71, Eds. P. B. Byrne, M. Rodono, D. Reidel Publ. Co., 1983, p. 561.
2. *В. П. Гринин, В. В. Соболев*, Астрофизика, 13, 587, 1977.
3. *S. W. Mochnacki, H. Zirin*, Astrophys. J. Lett., 239, L27, 1986.
4. *S. Kaler et al.*, Astrophys. J., 252, 239, 1982.
5. *П. Ф. Чугайнов*, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 65, 155, 1982.

5. *C. deJager et al.*, Astron. and Astrophys., 156, 95, 1986.
7. *В. П. Гринин, В. В. Соболев*, Астрофизика, 28, 355, 1988.
8. *G. H. J. Van den Oord*, Astron. and Astrophys., 207, 101, 1988.
9. *V. P. Grinin, V. V. Sobolev*, In „Solar and Stellar Flares", IAU Coll. 104, Eds. B. M. Haish, M. Rodono, Catania Astrophys. Obs. Special Publication, 1989, p. 297.
10. *F. Q. Orral, J. R. Zirker*, Astrophys. J., 208, 618, 1976.
11. *В. В. Соболев*, Курс теоретической астрофизики, Наука, М., 1985.
12. *T. J. Moffett*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 29, 1, 1974.
13. *П. Ф. Чугайнов*, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 78, 53, 1987.