

УДК: 524.338.6

## О НАЧАЛЬНОЙ ФАЗЕ ВСПЫШЕК ЗВЕЗД ТИПА UV КИТА

В. П. ГРИНИН, В. В. СОБОЛЕВ

Поступила 24 декабря 1987

Приводятся соображения в пользу того, что оптические вспышки на звездах типа UV Кита происходят при нагревании области атмосферы проточами высоких энергий, порожденными первоначальным «взрывом». Оценены значения температуры и концентрации атомов в этой области. Получено, что  $T \approx 7000 - 13000$  К и  $n_H \approx 10^{16}$  см<sup>-3</sup> при начальной энергии протона порядка 10 МэВ. Подобные значения  $T$  и  $n_H$  были найдены ранее авторами [7] при интерпретации результатов наблюдений вспышек.

1. *Введение.* Одной из важных задач современной астрофизики является изучение вспыхивающих звезд. Их характерными представителями являются звезды типа UV Кита, принадлежащие к карликам спектрального класса M. Вспышки этих звезд происходят иррегулярно, причем блеск звезды очень быстро (часто за несколько секунд) возрастает в несколько раз. Во время вспышки на нормальный спектр звезды накладывается дополнительный непрерывный спектр с эмиссионными линиями. Результаты наблюдений вспыхивающих звезд вместе с различными гипотезами о причинах вспышек изложены в ряде монографий и обзоров [1—6].

При интерпретации вспышек сначала принималось, что вспышка в оптической области спектра представляет собой излучение горячего газа с концентрацией атомов порядка  $10^{13} - 10^{14}$  см<sup>-3</sup>, т. е. находящегося в хромосфере. Однако сравнение теории с наблюдениями не подтвердило эту точку зрения.

Потом в работе авторов [7] вспышка была «перенесена» в более глубокие слои атмосферы — с концентрацией атомов порядка  $10^{15} - 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Тогда при температурах порядка  $5000 - 20\,000^\circ$  удалось объяснить: 1) цветовую диаграмму для подавляющей части вспышек, 2) значения бальмеровского скачка, 3) распределение энергии в непрерывном спектре, 4) энергетику вспышек. При этом оказалось, что при сильных вспышках излучающий газ более горячий и менее прозрачный, чем при слабых.

В работе [7] считалось, что оптическая вспышка представляет собой вторичное явление. Первоначально же в верхних слоях атмосферы проис-

ходит мгновенное выделение (подобно «взрыву») огромных количеств фотонов и частиц высоких энергий. При этом фотоны, покинувшие звезду и достигшие Земли, наблюдаются здесь в виде рентгеновского излучения вспыхивающих звезд. Часть же фотонов и частиц, идущих в более глубокие слои атмосферы, нагревает их, вызывая оптическую вспышку. Разумеется, в видимой области спектра может наблюдаться и излучение, порожденное непосредственно «взрывом», но его трудно отделить от вторичного теплового излучения вспышки.

Расчет характеристик теплового излучения газа при вспышке был сделан нами ранее при заданных плотностях и температурах. Вопрос же о механизме нагревания газа оставался открытым. Теперь мы займемся этим вопросом, принимая, что нагревание производится потоком протонов высоких энергий. Такие протоны обладают большой проникающей способностью и могут непосредственно нагревать те довольно плотные слои атмосферы, в которых, согласно нашим представлениям, в основном и происходит оптическая вспышка. Роль же электронов и фотонов в нагревании газа при вспышке будет рассмотрена нами позднее.

*2. Температура в области вспышки.* Принимая, что во время вспышки некоторая область атмосферы нагревается потоком протонов определенной энергии, попытаемся оценить температуру в этой области. Так как температура зависит от места и от времени, то при строгом рассмотрении этой задачи следует использовать уравнения нестационарного переноса энергии. Однако сейчас мы намерены произвести лишь грубую оценку температуры и поэтому сделаем ряд упрощающих предположений.

Мы будем рассматривать вспышку вблизи максимума блеска и допустим, что энергия, получаемая каждым элементарным объемом при нагревании протонами, равна лучистой энергии, выходящей из этого объема и покидающей звезду. Что же касается энергии, излучаемой объемом и поглощаемой в атмосфере, то она будет считаться приближенно компенсированной той энергией, которая поступает в объем из атмосферы и поглощается в нем.

Рассмотрим «одномерную вспышку», т. е. будем считать, что фотоны и частицы перемещаются лишь вдоль перпендикуляра к атмосферным слоям. Обозначим через  $N$  число протонов, падающих на  $1 \text{ см}^2$  за 1 секунду, и через  $E$  — энергию протона. Согласно [8], потеря энергии быстрыми протонами в частично ионизованном газе происходит преимущественно при ионизации. Учитывая это, а также принимая, что атмосфера состоит в основном из водорода, для энергии протонов, поглощенных в  $1 \text{ см}^{-3}$  за 1 с, можем написать выражение  $NE n_1 \alpha$ , где  $n_1$  — концентрация нейтральных атомов водорода в первом состоянии и  $\alpha$  — коэффициент поглощения, рассчитанный на один атом.

С другой стороны, энергия, излучаемая единичным объемом за 1 секунду и выходящая из звезды, равна  $\int \varepsilon_0 e^{-\tau_\nu} d\nu$ , где  $\varepsilon_0$  — объемный коэффициент излучения и  $\tau_\nu$  — оптическая глубина данного объема в частоте  $\nu$ . Для простоты будем считать, что эта энергия излучается только при рекомбинациях, т. е. пренебрегаем излучением при свободно-свободных переходах и в спектральных линиях. Поэтому рассматриваемую энергию можно представить в виде  $n_e n^+ C k T$ , где  $n_e$  и  $n^+$  — концентрации свободных электронов и ионизованных атомов водорода соответственно,  $n_e n^+ C$  — число рекомбинаций на все уровни (кроме первого и, возможно, второго),  $k$  — постоянная Больцмана и  $T$  — температура. Здесь принимается, что излучение, возникающее при рекомбинациях на первый уровень (и, может быть, также на второй) поглощается атмосферой. Средняя энергия фотона, возникающего при рекомбинациях на верхние уровни, считается приближенно равной  $kT$ .

Приравняв друг другу приведенные выражения, получаем соотношение

$$HE_{n_1} \tau = n_e n^+ C k T, \tag{1}$$

которое и позволяет получить зависимость между потоком энергии протонов и температурой в области вспышки.

Можно считать, что при плотностях, предполагаемых в области вспышки, величина  $n_e n^+ / n_1$  определяется формулой Саха (так как ионизационное равновесие устанавливается благодаря столкновениям). Поэтому вместо (1) имеем

$$HE \tau = \frac{(2\pi m k T)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{\chi_1}{kT}} C k T, \tag{2}$$

где  $\chi_1$  — энергия ионизации атома водорода с первого уровня.

Входящий в соотношение (2) коэффициент поглощения  $\alpha$  довольно сильно зависит от энергии протона  $E$ . Согласно [8], величину  $\alpha$  можно представить в виде

$$\alpha = \frac{A}{E^2}, \tag{3}$$

где  $A$  — сравнительно слабо меняющаяся функция от  $E$ . Мы будем считать, что энергия протона очень велика — от 1 до 100 МэВ (обоснование этого см. ниже). Принимая  $E \approx 10$  МэВ (т. е. около  $10^{-5}$  эрг), из формулы (3) находим  $\alpha \approx 10^{-23}$  см<sup>2</sup>. Что касается величины  $C$ , то она слабо

зависит от температуры и можно принять, что  $C \approx 10^{-13} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$  (см., например, [6]).

Подставляя в (2) численные значения физических величин, имеем

$$F = 10^0 T^{5/2} e^{-\frac{157200}{T}}, \quad (4)$$

где  $F = HE$  поток энергии протонов.

Поскольку мы считаем, что вспышка происходит за счет энергии протонов, то величина  $F$  может быть найдена по наблюдаемой энергии вспышки. Для этого следует воспользоваться формулой

$$QF_0 = L, \quad (5)$$

где  $F_0$  — начальный поток энергии протонов (на верхней границе области вспышки),  $Q$  — площадь вспышки и  $L$  — ее светимость в визуальных лучах в максимуме блеска. Согласно наблюдениям, величина  $L$  заключена в интервале  $10^{28}$ — $10^{32}$  эрг/с, а величина  $Q$  составляет примерно одну сотую площади звезды, т. е. равна  $10^{18}$ — $10^{19}$  см<sup>2</sup> (см. [7]). Поэтому по формуле (5) получаем:  $F_0 \approx 10^9$ — $10^{13}$  эрг/см<sup>2</sup> с. Поток  $F$ , равный на границе  $F_0$ , постепенно убывает при удалении от границы вследствие торможения протонов. Однако при наших приближенных оценках мы просто примем, что  $F \approx F_0$ .

При полученных значениях потока энергии протонов формула (4) дает для температуры области вспышки значения порядка 7000—13 000 К, т. е. примерно такие же значения, какие были найдены ранее [7] при интерпретации результатов наблюдений вспышек. Из формул (4) и (5) также видно, что с увеличением потока энергии протонов возрастает светимость вспышки и повышается ее средняя температура (что, конечно, вполне естественно).

Выше было сделано допущение, что все протоны обладают одной и той же начальной энергией  $E_0$ . Чтобы уточнить полученные оценки, следует принять закон распределения протонов по начальной энергии и учесть изменение энергии протона при его проникновении вглубь атмосферы. Тогда вместо уравнения (1) будем иметь

$$n_1 \int H(E) E \alpha(E) dE = \int n_e n^+ C k T, \quad (6)$$

С помощью уравнения (6) можно попытаться определить не только среднюю температуру области вспышки, но и изменение температуры с глубиной. Однако здесь мы не будем останавливаться на этом. Отметим лишь, что протоны с небольшой энергией нагревают только поверхностные слои атмосферы, а нагревание глубоких слоев производится протонами высоких энергий.

3. Плотность в области вспышки. Для определения плотности в области вспышки следует выяснить, как глубоко проникают протоны в атмосферу. С этой целью найдем закон уменьшения энергии протона с возрастанием глубины  $x$ . Пользуясь выражением (3) для коэффициента поглощения, получаем

$$\frac{dE}{dx} = -n_1 \frac{A}{E} \quad (7)$$

Интегрирование (7) дает

$$E(x) = \sqrt{E_0^2 - 2A\xi}, \quad (8)$$

где обозначено

$$\xi = \int_0^x n_1(x) dx. \quad (9)$$

Из формулы (8) вытекает, что протон остановится при значении  $x = X$ , определяемом соотношением

$$E_0^2 = 2A\xi(X). \quad (10)$$

Следовательно, величина  $X$ , найденная из (10), определяет собой нижнюю границу области вспышки.

Чтобы оценить концентрацию атомов водорода на границе, примем, что концентрация меняется в атмосфере по барометрическому закону

$$n_H(x) \sim e^{bx}. \quad (11)$$

Если атомы в основном нейтральны, т. е.  $n_1 \simeq n_H$ , то с помощью формул (9), (10) и (11) находим

$$n_H(X) = \frac{b}{2A} E_0^2. \quad (12)$$

Так как величина  $A$  в формуле (3) порядка  $10^{-33}$  эрг<sup>2</sup> см<sup>2</sup>, величина  $b$  в случае карликовых звезд поздних классов порядка  $10^{-6}$  см<sup>-1</sup>, то при начальной энергии протона  $E_0 \simeq 10$  МэВ для искомой концентрации атомов по формуле (12) находим:  $n_H \simeq 10^{16}$  см<sup>-3</sup>.

При температуре  $T \simeq 10^4$  К и концентрации атомов  $n_H \simeq 10^{16}$  см<sup>-3</sup>, ионизационная формула дает  $n_e \simeq n^+ \simeq 10^{15}$  см<sup>-3</sup>, а значит  $n_1 \simeq n_H$ , как нами и предполагалось. При более высоких температурах может оказаться, что  $n^+ \simeq n_H$ , однако и в этом случае порядковая оценка величины  $n_H(X)$  мало изменится.

Как уже говорилось, в работе [7] при интерпретации наблюдательных данных об излучении вспышек было получено, что концентрации атомов в области вспышки заключены в интервале  $10^{15}$ — $10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Теперь из совершенно других соображений мы пришли к концентрации  $n_H \simeq 10^{16}$  см<sup>-3</sup>, попадающей в тот же самый интервал. Эта концентрация соответствует энергии протона  $E_0 \simeq 10$  МэВ. Если увеличить или уменьшить энергию  $E_0$  всего в несколько раз, то, как видно из формулы (12), можно получить любое значение концентрации атомов в указанном интервале.

4. *Сравнение с солнечными вспышками.* Для понимания процессов, происходящих при вспышках звезд типа UV Кита, большое значение имеет изучение солнечных вспышек. Во многих отношениях звездные вспышки подобны солнечным. Их сходство проявляется во взрывном характере, в изменениях блеска и спектра, в появлении вместе с оптической вспышкой также рентгеновского излучения. Однако звездные вспышки гораздо мощнее вспышек на Солнце. Только самые мощные (так называемые «белые») солнечные вспышки достигают светимости в максимуме блеска порядка  $10^{28}$  эрг/с, т. е. они на один-два порядка слабее средних звездных вспышек.

В современных моделях солнечных вспышек [9—11] предполагается, что первичный нагрев хромосферы Солнца производится потоками электронов с энергиями порядка 10—100 кэВ. Обладая сравнительно короткой длиной свободного пробега (обусловленной кулоновскими столкновениями), электроны быстро теряют свою энергию и нагревают газ до высоких температур порядка  $10^7$  К. Прогрев же более глубоких слоев атмосферы, в которых образуется оптическая вспышка, осуществляется либо за счет теплопроводности, либо ударной волной. По аналогии с солнечными вспышками такой двухступенчатый механизм нагрева газа рассматривается в настоящее время и применительно к звездным вспышкам [12, 13].

В отличие от указанных моделей мы считаем, что явление оптической звездной вспышки вызывается прямым нагревом атмосферы пучков быстрых протонов. Помимо сделанных выше оценок в пользу такого подхода свидетельствует тот факт, что при самых мощных солнечных вспышках (которые по нашему мнению и должны рассматриваться как аналог звездных вспышек) на Земле наблюдаются быстрые протоны, вследствие чего оптическое излучение этих вспышек также связывается с протонным нагревом [14—16].

Если считать, что электроны и протоны движутся в одном потоке с одинаковой скоростью, то из-за различия в массах энергия протона будет приблизительно в 2000 раз больше энергии электрона. Это значит, что при энергии электронов в 10—100 кэВ энергия протонов будет 10—100 МэВ. Поэтому проникающая способность протона будет гораздо больше, чем электрона. При этом полная энергия протонов в пучке может быть срав-

нима с энергией электронов даже в том случае, если концентрация последних значительно (например, в  $10^3$  раз) превышает концентрацию протонов.

5. *Заключительные замечания.* Данная статья является естественным продолжением нашей статьи [7], опубликованной десять лет назад. В предыдущей статье при анализе наблюдательных данных о свечении вспышек звезд типа UV Кита были определены плотности и температуры в области вспышки. В данной статье показано, что к таким же плотностям и температурам приводит нагревание атмосферы потоком протонов с энергиями порядка 10 МэВ. Приблизительное совпадение как плотностей, так и температур в области вспышки, полученных двумя совершенно различными методами, может служить доводом в пользу правильности предложенного механизма нагрева и принятой средней энергии протона.

В настоящей статье дается лишь некоторый набросок теории. В дальнейшем предстоит провести более детальное исследование излучения звездных вспышек, нагреваемых электрон-протонными пучками с учетом их начального спектра. Следует также выяснить, в какой мере справедливы предположения, сделанные при написании уравнения (1). Должна быть, наконец, рассмотрена задача о нестационарном переносе энергии при вспышке, решение которой позволит построить теоретическую кривую блеска вспыхивающей звезды.

Крымская астрофизическая  
обсерватория  
Ленинградский государственный  
университет

## ON THE INITIAL PHASE OF THE FLARES OF THE UV CETI TYPE STARS

V. P. GRININ, V. V. SOBOLEV

The arguments for the protons heating of the optical emission region in the flares of the UV Ceti type stars are given. The electron temperature and number density of atoms in this region are evaluated:  $T \approx 7000-13000$  K and  $n_H \approx 10^{10}$  cm $^{-3}$  at the energy of protons  $E \approx 10$  MeV. The similar values of  $T$  and  $n_H$  were found earlier [7] in the interpretation of the observations.

### ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. II, Ереван, 1960.
2. K. Kodaira, In "Activity in Red-Dwarf stars" IAU Coll N 71, Ed's by P. B. Byrne and Rodono, Catania 1982, p. 561. Reidel Publ. Co, Dordrecht-Boston-Lancaster, 1983.

3. Р. Е. Гершберг, Вспыхивающие звезды малых масс, Наука, М., 1978.
4. Л. В. Мирзоян, Нестационарность и эволюция звезд, Ереван, 1981.
5. Г. А. Гурвадян, Звездные вспышки, Наука, М., 1985.
6. В. В. Соболев, Курс теоретической астрофизики, Наука, М., 1985.
7. В. П. Гринин, В. В. Соболев, Астрофизика, 13, 587, 1977.
8. С. В. Стародубцев, А. М. Романов, Прохождение заряженных частиц через вещества, Изд-во АН Узб.ССР, Ташкент, 1962, стр. 53.
9. S. I. Syrovatskij, B. V. Somov, Astrophys. Space Phys. Rev., 2, 429, 1983.
10. А. Т. Алтынцев, В. Г. Банин, Г. В. Ку克林, В. М. Томозов, Солнечные вспышки, Наука, М., 1982, стр. 125.
11. А. G. Emslie, Solar Phys., 86, 133, 1983.
12. L. E. Sram, D. T. Woods, Astrophys. J., 257, 269, 1982.
13. М. М. Кацова, А. Г. Косовичев, М. А. Дивизиц, Астрофизика, 17, 285, 1981.
14. Э. Е. Дубов, ДАН СССР, 150, 1246, 1963.
15. Z. Svestka, Solar Phys., 13, 471, 1970.
16. K. Najita, F. Q. Orrall, Solar Phys., 15, 176, 1970.