

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

АВГУСТ, 1979

ВЫПУСК 3

УДК 523.841.1

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ КРИВЫЕ БЛЕСКА СВЕРХНОВЫХ ЗВЕЗД

В. В. СОБОЛЕВ

Поступила 26 февраля 1979

Рассматривается перенос излучения через оболочку возрастающего радиуса и убывающей оптической толщины при отсутствии лучистого равновесия. Предполагается, что энергия поступает в оболочку при первоначальном взрыве и затем — по заданному закону от звезды. Светимость оболочки определяется методом, предложенным автором ранее [1]. Полученные кривые блеска в общих чертах согласуются с кривыми, найденными из наблюдений. Оценена оптическая толщина оболочки в максимуме блеска и масса оболочки. Для сверхновых I типа соответствующие значения равны $\tau_m = 15$ и $M = 0.4M_{\odot}$.

Для понимания процессов, происходящих при вспышках сверхновых звезд, большое значение имеет интерпретация их кривых блеска. Такая интерпретация особенно важна для первого периода вспышки, когда на кривой блеска непосредственно сказываются последствия первоначального взрыва.

Как известно, при вспышке от звезды отделяется оболочка, которая постепенно расширяется и рассеивается в пространстве. Физические условия в оболочке с течением времени меняются. В частности, ее оптическая толщина, которая сначала гораздо больше единицы, быстро убывает до значений порядка единицы и меньше.

Теоретическое определение изменений блеска и спектра оболочки сводится к решению задачи о переносе энергии через среду с меняющимися оптическими свойствами. Математически эта задача очень сложна. Приближенное ее решение было дано автором [1] (см. также [2], стр. 392) с целью применения к новым звездам. Здесь мы воспользуемся этим решением для интерпретации изменений блеска сверхновой звезды. Как и ранее [1],

будем рассматривать первый период вспышки, когда оболочка светится лишь в непрерывном спектре.

Из сравнения теории с наблюдениями можно оценить некоторые параметры оболочки (в частности, оптическую толщину и массу). Такие оценки делаются ниже для средней сверхновой I типа. Применение теории к конкретным сверхновым различных типов будет сделано позднее.

Следует отметить, что интерпретация кривых блеска сверхновых производилась ранее в ряде работ (см. [3] и [4]). Особенного внимания заслуживают работы В. С. Имшенника, Д. К. Надежина и их сотрудников [5—7], рассмотревших перенос энергии ударными волнами, и И. С. Шкловского [8], высказавшего идею о поступлении жесткого излучения звезды-пульсара в оболочку.

1. *Изменение светимости.* Как уже сказано, для определения изменения светимости оболочки с течением времени мы воспользуемся формулами, полученными в работе [1]. С целью большей ясности изложения дадим краткий вывод этих формул.

Будем считать, что в момент времени $t = 0$ от звезды отрывается оболочка с запасом тепловой энергии E . Эта величина складывается из тепловой энергии, первоначально содержащейся в оболочке, и из части энергии взрыва, перешедшей в тепловую энергию. Допустим также, что оболочка находится под воздействием излучения звезды, светимость которой равна $L_*(t)$.

Чтобы найти светимость оболочки $L(t)$, надо решить задачу о переносе энергии через оболочку с возрастающим радиусом $r(t)$ и с убывающей оптической толщиной $\tau(t)$. Для упрощения задачи применим прием (обоснование его см. в [1]), заключающийся в том, что диффузия излучения в реальной протяженной оболочке заменяется отражением фотонов от тонкой оболочки и их перемещением в полости, созданной этой оболочкой. Так как в начале вспышки оптическая толщина оболочки очень велика (порядка 10^{10}), то фотоны задерживаются в полости. С течением времени оптическая толщина оболочки убывает, выход фотонов из полости наружу ускоряется и светимость оболочки возрастает.

Учитывая сказанное, на основании закона сохранения энергии имеем

$$L_*(t) - L(t) = \frac{d}{dt} \left[\frac{4}{3} \pi r^3(t) \rho(t) \right], \quad (1)$$

где $\rho(t)$ — плотность излучения в полости.

Очевидно, что величина $\rho(t)$ может быть выражена через $L(t)$. Чтобы сделать это, заметим, что поток излучения, выходящего из оболочки наружу, равен $L(t)/4\pi r^2(t)$, а поток излучения, отраженного оболочкой

внутри, равен $(c/4)\rho(t)$, где c — скорость света. Так как отношение этих потоков равно $1/\tau(t)$, то мы получаем

$$\rho(t) = \frac{L(t)\tau(t)}{\pi cr^2(t)} \quad (2)$$

Подстановка (2) в (1) приводит к уравнению

$$L_*(t) - L(t) = \frac{4}{3c} \frac{d}{dt} [\tau(t)r(t)L(t)], \quad (3)$$

которое и может служить для определения светимости оболочки $L(t)$.

Решение уравнения (3) имеет вид

$$L(t) = \frac{3c}{4\tau(t)r(t)} \left[E e^{-\frac{3c}{4} \int_0^t \frac{dt'}{\tau(t')r(t')}} + \int_0^t L_*(t') e^{-\frac{3c}{4} \int_t^{t'} \frac{dt''}{\tau(t'')r(t'')}} dt' \right], \quad (4)$$

где произвольная постоянная определена из очевидного условия

$$\int_0^\infty L(t) dt = E + \int_0^\infty L_*(t) dt. \quad (5)$$

Для вычисления светимости оболочки по формуле (4) необходимо задать зависимость величин r и τ от времени. Мы примем, что

$$r = r_* + vt, \quad \tau = \tau_* \left(\frac{r_*}{r} \right)^k, \quad (6)$$

где k — некоторый параметр, v — скорость расширения оболочки (считаемая постоянной), r_* — радиус оболочки и τ_* — ее оптическая толщина в момент $t=0$.

Подставляя (6) в (4), произведем интегрирование при пренебрежении величиной r_* по сравнению с vt . Тогда, вводя вместо t безразмерное время u при помощи соотношения

$$\frac{3cv^{k-1}}{4\tau_* r_*^k} t^k = u^k \quad (7)$$

и обозначая

$$L_1 = \left(\frac{3cv^{k-1}}{4\tau_* r_*^k} \right)^{1/k} E, \quad (8)$$

получаем

$$L(u) = L_1 u^{k-1} e^{-u^k/k} + u^{k-1} \int_0^u L_*(u') e^{-1/k(u^k - u'^k)} du'. \quad (5)$$

Формула (9) дает возможность определить светимость оболочки $L(u)$ по светимости звезды $L_*(u)$ и величине L_1 .

В случае, когда светимость звезды мала, имеем

$$L(u) = L_1 u^{k-1} e^{-u^k/k}. \quad (10)$$

Из этой формулы видно, что светимость оболочки сначала растет до значения u , равного

$$u_m = (k-1)^{1/k}, \quad (11)$$

а затем убывает. С помощью формул (6) и (7) получаем, что максимум светимости оболочки достигается в момент времени

$$t_m = \left[\frac{4(k-1)\tau_* r_*^k}{3c v^{k-1}} \right]^{1/k}, \quad (12)$$

а оптическая толщина оболочки в этот момент равна

$$\tau_m = \frac{3}{4(k-1)} \frac{c}{v}. \quad (13)$$

В случае, когда величина L_1 мала, формула (9) принимает вид

$$L(u) = u^{k-1} \int_0^u L_*(u') e^{-1/k(u^k - u'^k)} du'. \quad (14)$$

Если светимость звезды $L_*(u)$ убывает с ростом u , то светимость оболочки $L(u)$ сначала растет, а затем уменьшается, приближаясь к $L_*(u)$. Легко убедиться, что максимум светимости оболочки соответствует значению $u = u_m$, которое находится из уравнения

$$u_m^k = \frac{k-1}{1 - \frac{L_*(u_m)}{L(u_m)}}. \quad (15)$$

Следует отметить, что формулу (10) можно считать частным случаем формулы (14) при $L_*(u) = L_1 \delta(u)$, где δ — функция Дирака. Поэтому и формула (11) получается из формулы (15) при $L_*(u_m) = 0$.

Как будет выяснено ниже, наиболее вероятные значения параметра k близки к 2. Поэтому значения величины u_m , найденные по формуле (11),

близки к 1. Формула (15) дает для u_m значения такого же порядка, хотя и несколько большие, чем формула (11). При значениях u порядка единицы происходит выход наружу основной части энергии, накопленной оболочкой (т. е. оболочка «высвечивается»). Этим, собственно, и объясняется максимум светимости оболочки.

В качестве примера по формуле (14) была вычислена светимость оболочки $L(u)$ для случая, когда светимость звезды дается формулой

$$L_*(u) = \frac{L_0}{u^s}, \quad (16)$$

где s — некоторый параметр. На рис. 1 приведены результаты вычислений при $s=1/2$ для случаев $k=2$ и $k=3$. Рисунок иллюстрирует описанный выше характер изменения светимости оболочки с течением времени.

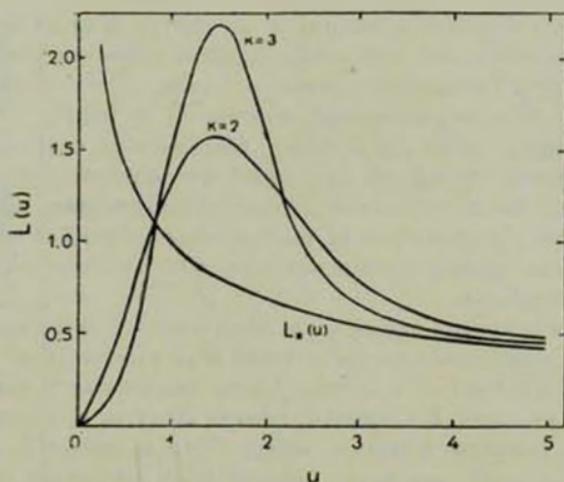


Рис. 1. Кривые изменения светимости оболочки при $L_*(u) = 1/\sqrt{u}$.

2. *Изменение блеска и температуры.* Для сравнения теории с наблюдениями целесообразно перейти от светимости к величинам, которые могут быть найдены непосредственно из наблюдений, т. е. к блеску и температуре.

Обозначим через T_m эффективную температуру оболочки в момент максимума светимости. Тогда эффективная температура в любой другой момент времени u будет равна

$$T = T_m \left| \frac{L(u)}{L(u_m)} \right|^{1/4} \left(\frac{u_m}{u} \right)^{1/2}. \quad (17)$$

Обозначим через Δm разность фотографических величин в момент времени u и в момент максимума светимости. Для этой разности имеем

$$\Delta m = -S \lg \frac{u}{u_m} + 36700 \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_m} \right). \quad (18)$$

Формулы (17) и (18) позволяют определить величины T и Δm по теоретической светимости $L(u)$ и по принятой температуре T_m в момент максимума светимости. Для перехода от безразмерного времени u к времени t имеем формулу (7), из которой следует, что $t = t_m(u/u_m)$.

На рис. 2 приведены кривые блеска, построенные по формулам (17) и (18). При этом светимость оболочки находилась по формуле (14), а светимость самой звезды по формуле (16) с разными значениями параметра s . На том же рисунке изображена кривая блеска для случая, когда светимость оболочки дается формулой (10), т. е. когда оболочка светится за счет собственной тепловой энергии и за счет энергии взрыва. Во всех случаях было принято, что оптическая толщина оболочки убывает по закону (6) при $k = 2$ (обоснование этого см. ниже). Для температуры в момент максимума блеска принималось значение $T_m = 10000^\circ$.

По оси абсцисс на рис. 2 отложено безразмерное время u , а по оси ординат — величина Δm , причем нуль-пункт для каждой кривой для удобства смещен на 1 звездную величину относительно соседних кривых. Каждая кривая может продолжаться до тех пор, пока оптическая толщина оболочки остается по порядку больше единицы, т. е. пока оболочка представляет собой «фотосферу».

Теоретические кривые блеска могут быть сопоставлены с соответствующими кривыми, найденными из наблюдений. Как известно (см. [3] и [4]), наблюдения показывают, что кривые блеска сверхновых I типа мало отличаются друг от друга. В среднем в течение 20 суток происходит подъем блеска, а затем примерно в течение месяца блеск падает на 2—3 звездных величины. После этого происходит гораздо более медленное падение блеска. Этот излом на кривой блеска связывается с тем, что оболочка перестает играть роль фотосферы. Температура в максимуме блеска оказывается около 10000° , а во время упомянутого излома кривой блеска — порядка 5000 — 6000° . Отдельные наблюдения, проводившиеся до максимума блеска, дают температуры более высокие, чем 10000° . Кривые блеска сверхновых II типа отличаются большим разнообразием.

Сравнение кривых блеска, найденных теоретически и из наблюдений, показывает, что при подходящем выборе параметра s они могут быть согласованы между собой. Для сверхновых I типа согласие получается при значениях s , близких к $3/4$. Для сверхновых II типа, которые характеризуются более медленным падением блеска после максимума, более подходящими являются меньшие значения s . Самая низкая кривая на рис. 2,

соответствующая «высвечиванию» оболочки после первоначального взрыва, дает очень быстрое падение блеска и температуры. Так как подобное падение не наблюдается, то надо считать, что уже в первый период вспышки оболочка светится в значительной мере за счет энергии, поступающей в нее от звезды.

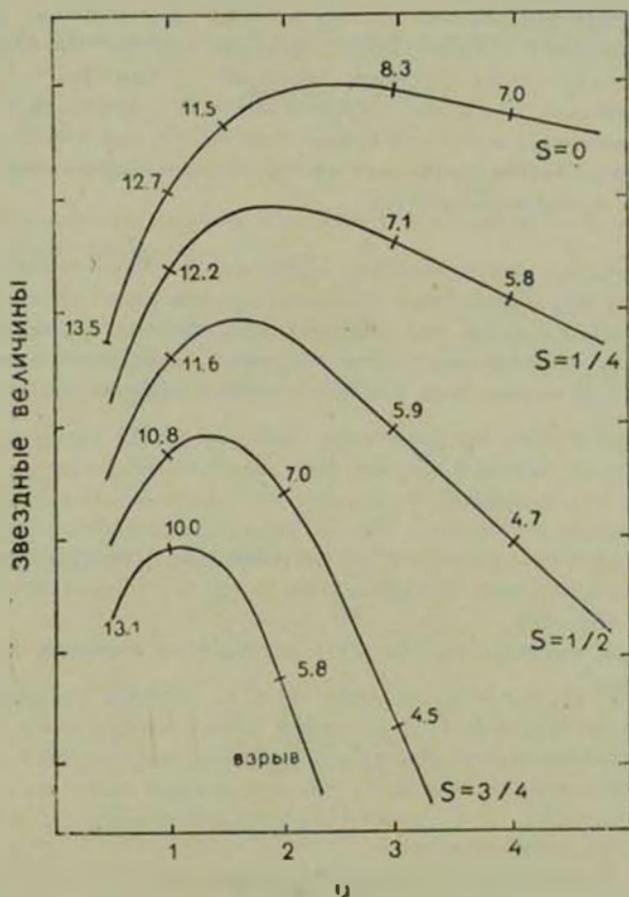


Рис. 2. Теоретические кривые блеска при $k = 2$ и $T_m = 10000^\circ$. Для разных моментов времени отмечены значения температуры в тысячах градусов.

При более подробной интерпретации результатов наблюдений следует перейти от безразмерного времени u к времени t . Поскольку для сверхновых I типа время достижения максимума t_m порядка 20 суток, то $t \approx 20 u / u_m$ суток. Если принять, что $s = 3.4$, то будет $u_m = 1.2$ и, следовательно,

$t = 17$ и суток. Найдем характеристики излучения оболочки для момента излома кривой блеска. Так как для этого момента $t \approx 50$ суток, то $u \approx 3$. Как видно из рис. 2, в этот момент $\Delta m = 2.5$ и $T = 4500^\circ$, что более или менее согласуется с результатами наблюдений.

Можно также найти оптические толщины оболочки в моменты максимума и излома кривой блеска. В том случае, когда светимость оболочки дается формулой (10), первая из этих величин определяется формулой (13). При $k = 2$ и $v = 10000$ км/с эта формула дает $\tau_m = 22$. Однако при $s = 3/4$ максимум блеска наступает несколько позже ($u_m = 1.2$ вместо $u_m = 1$) и поэтому в данном случае в согласии с формулой (6) имеем $\tau_m = 15$. Для момента же излома кривой блеска (т. е. при $u = 3$) получаем $\tau = 2.4$. Таким образом, величина τ в этот момент оказывается порядка единицы, как и следовало ожидать.

3. *Определение массы оболочки.* Приведенная выше интерпретация кривых блеска сверхновых звезд позволяет оценить массы их оболочек.

Прежде всего заметим, что непрозрачность оболочек сверхновых звезд обусловлена в основном рассеянием излучения свободными электронами (см. [9—11]). В соответствии с этим оптическая толщина оболочки равна

$$\tau = \tau_0 \int_0^r n_e dr, \quad (19)$$

где τ_0 — коэффициент рассеяния, рассчитанный на один свободный электрон, n_e — концентрация свободных электронов и r — радиус внутренней границы оболочки.

Принимая, что оболочка состоит в основном из водорода, для массы оболочки имеем

$$M = 4\pi m_H \int_0^r n_e r^2 dr, \quad (20)$$

где m_H — масса атома водорода.

Чтобы произвести интегрирование в формулах (19) и (20), надо задать закон изменения величины n_e в оболочке. Мы примем, что $n_e \sim r^{-2}$, где p — некоторый параметр. Тогда из упомянутых формул находим

$$M = 4\pi \frac{m_H}{\tau_0} \tau r^2 f(\tau, p), \quad (21)$$

где

$$f(x, p) = \frac{1 - x^{2-p} - 1 - p}{1 - x^{2-p} - 3 - p}. \quad (22)$$

Легко убедиться, что функция $f(x, p)$ не сильно меняется в оболочке, если только величина x не очень мала. Например, для однослойной оболочки имеем: $f(x, 0) = 1/3(1 + x + x^2)$, а для оболочки, в которой n убывает обратно пропорционально расстоянию от звезды: $f(x, 1) = x$. Принимая, что $f = 1/2$, вместо формулы (21) получаем

$$M = 2\pi \frac{m_n}{\tau_0} r^2. \quad (23)$$

Из формулы (23) можно сделать два вывода:

1) Оптическая толщина оболочки убывает обратно пропорционально расстоянию от звезды, т. е.

$$\tau \sim \frac{1}{r^2}. \quad (24)$$

Этим выводом мы уже пользовались выше.

2) Формула (23) может быть применена для определения массы оболочки, если для какого-либо момента времени известна ее оптическая толщина. Выше было показано, что оптическая толщина оболочки может быть найдена для момента максимума блеска. Следовательно, массу оболочки можно определить по формуле

$$M = 2\pi \frac{m_n}{\tau_m} r_m^2. \quad (25)$$

Входящая в формулу (25) величина τ_m в случае, когда оболочка высвечивается после взрыва, дается формулой (13). В случае же свечения оболочки за счет поступающей в нее энергии от звезды максимум блеска достигается несколько позднее, т. е. при несколько меньшем значении τ_m . Так как $\tau \sim u^{-2}$, то вместо формулы (13) имеем

$$\tau_m = \frac{3c}{4vu_m^2}. \quad (26)$$

Для сверхновых I типа выше принималось $s = 3/4$ и, следовательно, $u_n = 1.2$. Подставляя выражение (26) с этим значением u_m в формулу (25) и учитывая, что $r_m = v t_m$, получаем

$$M = 2 \cdot 10^{11} v t_m^2. \quad (27)$$

Формула (27) позволяет находить массу оболочки M по скорости ее расширения v и по времени достижения максимума блеска t_m . Принимая $v = 10000$ км/с и $t_m = 20$ суток, получаем

$$M = 8 \cdot 10^{22} \text{ г} = 0.4 M_{\odot}.$$

Если считать, что оболочка состоит в основном из гелия, а не из водорода, это значение массы оболочки должно быть увеличено вдвое, так как в формуле (20) следует заменить m_H на $1/2 m_{He}$.

Сверхновые II типа по своим наблюдаемым характеристикам весьма разнообразны. Если допустить, что $u_m = 1.7$, $v = 5000$ км/с и $t_m = 40$ суток, то для массы оболочки опять получаем $M = 8 \cdot 10^{22}$ г. Вероятно, массы оболочек отдельных звезд могут сильно отличаться от этого значения.

Произведенные здесь оценки масс оболочек сверхновых звезд интересны потому, что до настоящего времени эти массы были известны плохо. Поэтому теоретики в своих исследованиях принимали для масс оболочек весьма произвольные значения.

4. *Заключительные замечания.* В настоящей статье получены теоретические кривые блеска сверхновых звезд при простейших предположениях о процессах, происходящих при вспышке. Как показано выше, эти кривые могут быть согласованы с некоторыми средними кривыми блеска, найденными из наблюдений. Для получения более подробной информации о вспышках желательно сравнить теорию с наблюдениями для ряда конкретных сверхновых звезд.

Особый интерес представляет обратная задача, т. е. определение по наблюдаемому излучению оболочки той энергии, которая поступает в оболочку от звезды (вместе с энергией первоначального взрыва). В сущности решение этой задачи уже известно — оно дается формулой (3). В дальнейшем предполагается применить эту формулу для определения характеристик сверхновых звезд различных типов.

Ленинградский государственный
университет

THEORETICAL LIGHT CURVES OF SUPERNOVAE

V. V. SOBOLEV

The transfer of radiation through envelope of increasing radius and decreasing optical thickness and without radiative equilibrium is considered. It is assumed that energy is injected into the envelope at initial explosion and then according to the given law from the star.

The luminosity of the envelope is determined by the method proposed by the author earlier [1]. Light curves obtained are in general agreement with the observed light curves. The envelope optical thickness at the maximum and the mass of the envelope are estimated. For type I supernovae corresponding values are $\tau_m = 15$ and $M = 0.4 M_{\odot}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Соболев, Астрон. ж., 31, 15, 1954.
2. В. В. Соболев, Курс теоретической астрофизики, Наука, М., 1975.
3. И. С. Шкловский, Сверхновые звезды, Наука, М., 1976.
4. Ю. П. Псковский, в со. «Явления нестационарности и звездная эволюция», гл. 7, Наука, М., 1974.
5. В. С. Имшенник, Д. К. Надежин, Астрон. ж., 41, 829, 1964.
6. E. K. Grasberg, V. S. Imshennik, D. K. Nadezhin, Astrophys. Space Sci., 10, 3, 1971.
7. Д. К. Надежин, В. П. Утробин, Препринт ИПМ.
8. И. С. Шкловский, Астрон. ж., 49, 913, 1972; 32, 911, 1975.
9. В. А. Амбарцумян, Теоретическая астрофизика, Гостехиздат, М., 1939.
10. R. P. Kirshner, J. V. Oke, M. V. Penston, L. Seurle, Ap. J., 185, 303, 1973.
11. В. В. Соболев, Астрофизика, 10, 185, 1974.