

После обнаружения двойственности Новой Геркулеса 1934 г. были подробно исследованы и некоторые другие звезды, вспыхивавшие в виде новых, и все они оказались входящими в двойные системы. На этом основании было высказано предположение, что двойственность звезды — необходимое условие вспышки (см. [10]).

В качестве конкретного механизма вспышки принимается акреция вещества на белый карлик от холодной звезды. Так как в белых карликах содержится очень мало водорода, то в них почти не происходят ядерные реакции. Когда же на белый карлик падает вещество от холодной звезды, то у него образуется оболочка, богатая водородом. Постепенно масса оболочки возрастает, а с ней растет и температура ее глубоких слоев. По достижении массой критического значения (порядка 10^{29} г) в этих слоях начинаются ядерные реакции, преобразующие водород в гелий. В результате происходит взрыв, приводящий к отделению оболочки от звезды. После сбрасывания одной оболочки начинается наращивание другой, а затем и она сбрасывается. Так объясняется многократность вспышек звезды в виде новой.

Изложенная точка зрения на причину вспышек подтверждается детальным изучением бывших новых звезд через много лет после вспышки, т. е. в период между вспышками. Так как некоторые из этих звезд оказались затменными переменными, то по изменениям их блеска и спектра было сделано заключение о наличии в них газовых потоков. В первом приближении эти потоки имеют форму диска, подобного тому, который впервые был обнаружен в случае Новой Геркулеса 1934 г. По интенсивностям и профилям эмиссионных линий были определены плотности и скорости вещества в газовых потоках. Было также оценено количество вещества, переносимого потоком от холодной звезды к белому карлику за единицу времени. Оно оказалось порядка $10^{-8} M_{\odot}$ в год, т. е. достаточным для образования оболочки критической массы за несколько тысяч лет (подробнее см. [11]).

§ 30. Движение и свечение оболочек

1. Энергия, выделяемая при вспышке. В предыдущем параграфе мы занимались в основном интерпретацией изменений спектра новой звезды, вызванных удалением от звезды выброшенной оболочки. Теперь рассмотрим вопросы, связанные с выбрасыванием вещества и выделением энергии при вспышке.

Найдем сначала полную энергию, выделяемую при вспышке новой звезды. Эта энергия складывается из трех частей: 1) лучистой, 2) кинетической энергии оболочки и 3) энергии отрыва оболочки от звезды.

Лучистая энергия определяется по формуле

$$E_{\text{луч}} = \int L(t) dt, \quad (30.1)$$

где $L(t)$ — светимость новой, а интегрирование распространяется на весь период вспышки. Для каждой новой интеграл (30.1) может быть вычислен с помощью кривой блеска. Оказывается, что $E_{\text{луч}} \approx 10^{45}—10^{46}$ эрг.

Кинетическая энергия равна

$$E_{\text{кин}} = \frac{1}{2} M v^2. \quad (30.2)$$

Принимая для массы оболочки M значение порядка $10^{28}—10^{29}$ г, а для ее скорости v — значение порядка 1000 км/с, получаем, что $E_{\text{кин}} \approx 10^{44}—10^{45}$ эрг.

Для вычисления энергии отрыва оболочки от звезды надо воспользоваться формулой

$$E_{\text{отр}} = G \frac{M_* M}{r_*}, \quad (30.3)$$

где G — постоянная тяготения, M_* — масса звезды и r_* — ее радиус. Считая, что $M_* \approx M_\odot$ и $r_* \approx 0,1 r_\odot$, находим: $E_{\text{отр}} \approx 10^{44}—10^{45}$ эрг.

Таким образом, при вспышке новой выделяется весьма большое количество энергии (порядка $10^{45}—10^{46}$ эрг). Для сравнения можно отметить, что Солнце излучает такую же энергию за время $10^5—10^6$ лет.

Очень важен вопрос об источниках энергии, выделяемой при вспышке новой. Для решения указанного вопроса определим физические условия в слое отрыва оболочки от звезды. При этом будем считать известной массу оболочки M . Принимая, что оболочка состоит в основном из водорода, имеем

$$M = 4\pi r_*^2 m_H \int_{r_*}^{\infty} n dr, \quad (30.4)$$

где r_* — радиус слоя отрыва и n — концентрация водородных атомов в оболочке.

Для вычисления интеграла (30.4) нам надо знать зависимость n от r . Эта зависимость дается в теории фотосфер (см. § 4). Так как температура в оболочке очень высока, то для объемного коэффициента поглощения мы возьмем выражение

$$\alpha = C \frac{n^2}{T^{7/2}}, \quad (30.5)$$

где C — некоторая постоянная (порядка 10^{-23}). В таком случае из формул (4.51) и (4.52) следует, что

$$n = n_* \left(\frac{T}{T_*} \right)^{13/4} \quad (30.6)$$

и

$$\frac{dT}{dr} = - \frac{2}{17} \frac{m_H g}{k}, \quad (30.7)$$

где n_* и T_* — значения n и T в слое отрыва, g — ускорение силы тяжести на поверхности звезды, k — постоянная Больцмана. Подставляя (30.6) в (30.4) и пользуясь (30.7), получаем

$$M = 8\pi r_*^2 \frac{k}{g} n_* T_*. \quad (30.8)$$

Формула (30.8) дает одну зависимость между искомыми величинами n_* и T_* . Для нахождения другой зависимости между ними мы можем воспользоваться соотношением

$$T_*^4 = T_0^4 \left(1 + \frac{3}{2} \tau_* \right), \quad (30.9)$$

где T_0 — поверхностная температура звезды и τ_* — оптическая глубина слоя отрыва, т. е.

$$\tau_* = \int_{r_*}^{\infty} \alpha dr. \quad (30.10)$$

Подставляя в (30.10) выражение (30.5) и учитывая (30.6) и (30.7), имеем

$$\tau_* = \frac{17}{8} \frac{Ck}{m_H g} \frac{n_*^2}{T_*^{5/2}}. \quad (30.11)$$

Соотношения (30.8), (30.9) и (30.11) дают возможность определить величины n_* , T_* и τ_* . Принимая, что $T_0=50\,000$ К, $r_*=10^{10}$ см, $g=10^7$ см/с², $M=10^{28}$ г (эти значения следует считать наиболее вероятными), находим

$$n_* \approx 5 \cdot 10^{22} \text{ г/см}^3, \quad T_* \approx 5 \cdot 10^6 \text{ К}, \quad \tau_* \approx 10^8.$$

Одним из источников свечения новой является энергия, заключенная в оболочке в начале вспышки. Эта энергия складывается из тепловой, лучистой и ионизационной. По мере расширения оболочки заключенная в ней энергия выходит наружу в виде излучения, т. е. оболочка высвечивается.

Количество тепловой энергии в оболочке дается формулой

$$E_{\text{тепл}} = 4\pi r_*^2 \frac{3}{2} k \cdot 2 \int_0^{T_*} n T \left(-\frac{dr}{dT} \right) dT, \quad (30.12)$$

где $2n$ — полное число частиц (протонов и свободных электронов) в 1 см³. При помощи формул (30.6) — (30.8) получаем

$$E_{\text{тепл}} = \frac{17}{7} k T_* \frac{M}{m_H}. \quad (30.13)$$

Считая, что $T_* \approx 5 \cdot 10^6$ К и $M \approx 10^{28}—10^{29}$ г, находим $E_{\text{тепл}} \approx 10^{43}—10^{44}$ эрг.

Количество лучистой энергии в оболочке равно

$$E_{\text{изл}} = 4\pi r_*^2 a \int_0^{T_*} T^4 \left(-\frac{dr}{dT} \right) dT, \quad (30.14)$$

или, при учете (30.7),

$$E_{\text{изл}} = 4\pi r_*^2 \frac{17}{10} \frac{k a T_*^5}{g m_H}. \quad (30.15)$$

Принимая для величин r_* , T_* , g приведенные выше значения, получаем $E_{\text{изл}} \approx 10^{42}$ эрг. Следовательно, количество лучистой энергии в оболочке значительно меньше количества тепловой энергии.

Количество ионизационной энергии в оболочке (переходящей в излучение при падении степени ионизации) также мало по сравнению с количеством тепловой энергии. Это следует из того, что при температурах порядка миллиона градусов энергия ионизации наиболее распространенных элементов (водорода и гелия) мала по сравнению с kT .

Таким образом, внутренняя энергия оболочки (находящаяся, как выяснено, преимущественно в форме тепловой энергии) оказывается порядка 10^{43} — 10^{44} эрг. Эта энергия излучается при расширении оболочки. Однако она составляет лишь небольшую долю полной энергии, излучаемой при вспышке новой. Как мы увидим дальше, внутренняя энергия оболочки играет некоторую роль в ее свечении только в первый период вспышки.

Другим источником свечения новой является излучение звезды после отрыва от нее оболочки. Так как температура слоя отрыва очень высока, то светимость звезды сразу после отрыва оболочки должна быть очень большой. Однако такая светимость не соответствует энергии, вырабатываемой внутри звезды, и поэтому температура звезды должна постепенно убывать. Этот процесс усложняется непрерывным истечением вещества из звезды. Оценка энергии, излучаемой звездой после отрыва оболочки, весьма трудна, однако несомненно, что через некоторое время после начала вспышки оболочка светится за счет именно этой энергии.

Наконец, источником свечения новой может служить и дополнительная энергия, выделяемая при вспышке, т. е. энергия взрыва. За счет этой энергии происходит отрыв оболочки от звезды и последующее ее расширение. Как мы видели, на это тратится энергия, равная 10^{44} — 10^{45} эрг. Если такая же по порядку часть энергии взрыва переходит в излучение, то она может играть существенную роль в свечении новой.

2. Интерпретация кривой блеска. Знание источников свечения новой и закона расширения оболочки позволяет в принципе определить изменение светимости оболочки с течением времени, т. е. построить теоретическую кривую блеска новой. При этом надо иметь в виду существенное различие в механизмах свечения обо-

лочки до момента максимума блеска и после него. В период возрастаания блеска светимость оболочки обусловлена излучением в непрерывном спектре, т. е. оболочка является фотосферой. В эпоху максимума блеска оптическая толщина оболочки в непрерывном спектре становится порядка единицы и в спектре новой появляются яркие линии. Относительная роль ярких линий в свечении оболочки постепенно возрастает и через некоторое время оказывается преобладающей.

Мы сейчас остановимся на периоде от начала вспышки до момента максимума блеска. В этот период физические условия в оболочке меняются со временем чрезвычайно быстро. В частности, оптическая толщина оболочки убывает от значения порядка 10^8 до значения порядка единицы. Поэтому для определения изменения светимости оболочки с течением времени должна быть решена очень трудная задача о переносе излучения в среде с меняющимися оптическими свойствами. Строго говоря, эти свойства не являются даже заданными, а в свою очередь зависят от поля излучения, однако это обстоятельство мы не будем учитывать.

Стоящая перед нами задача может быть сформулирована так. Пусть свечение оболочки происходит как за счет энергии, находившейся в ней в начале вспышки, так и за счет излучения звезды после отрыва оболочки. Начальную энергию оболочки обозначим через E , а светимость звезды через $L_*(t)$, где t — время, отсчитываемое от начала вспышки. Пусть $r(t)$ — радиус оболочки и $\tau_0(t)$ — ее оптическая толщина. Все перечисленные величины считаются заданными. Требуется определить светимость оболочки $L(t)$.

Для упрощения задачи будем считать, что толщина оболочки мала по сравнению с ее радиусом, и пренебрежем временем пребывания излучения в самой оболочке по сравнению с временем пребывания его в полости, созданной оболочкой. Иными словами, процесс диффузии излучения в оболочке заменим процессом перемещения фотонов в упомянутой полости при почти мгновенном отражении их от оболочки. При допущении о существовании в самой оболочке лучистого равновесия вероятность отражения от нее фотона равна $\frac{\tau_0(t)}{1+\tau_0(t)}$, а вероятность прохождения фотона через оболочку равна $\frac{1}{1+\tau_0(t)}$. В начале вспышки величина $\tau_0(t)$ очень велика, вследствие чего каждый фотон до своего прохождения через оболочку испытывает огромное число перемещений в полости. С течением времени величина $\tau_0(t)$ убывает, процесс выхода фотонов из полости наружу ускоряется и светимость оболочки возрастает.

Для определения светимости оболочки $L(t)$ следует рассмотреть изменение с течением времени количества энергии в полости, созданной оболочкой. Возрастание количества энергии в полости происходит за счет излучения звезды, убывание — за счет выхода

излучения из оболочки наружу. На основании закона сохранения энергии получаем

$$L_*(t) - L(t) = \frac{d}{dt} \left[\frac{4}{3} \pi r^3(t) \rho(t) \right], \quad (30.16)$$

где $\rho(t)$ — плотность излучения в полости (не зависящая, очевидно, от места).

Плотность излучения $\rho(t)$ легко можно связать со светимостью оболочки $L(t)$. Если обозначить через $I_1(t)$ и $I_2(t)$ интенсивности излучения, отраженного и пропущенного оболочкой соответственно, то мы имеем

$$I_1(t) = \tau_0(t) I_2(t). \quad (30.17)$$

Но плотность излучения $\rho(t)$ равна

$$\rho(t) = \frac{4\pi}{c} I_1(t), \quad (30.18)$$

а светимость оболочки $L(t)$ связана с величиной $I_2(t)$ соотношением

$$I_2(t) = \frac{L(t)}{4\pi r^2(t)}. \quad (30.19)$$

Поэтому получаем

$$\rho(t) = \frac{L(t) \tau_0(t)}{\pi c r^2(t)}. \quad (30.20)$$

Подстановка (30.20) в (30.16) приводит к следующему уравнению для определения $L(t)$:

$$L_*(t) - L(t) = \frac{4}{3c} \frac{d}{dt} [\tau_0(t) r(t) L(t)]. \quad (30.21)$$

Очевидно, что решение уравнения (30.21) должно удовлетворять условию

$$\int_0^\infty L(t) dt = E + \int_0^\infty L_*(t) dt. \quad (30.22)$$

Такое решение имеет вид

$$L(t) = \frac{3c}{4\tau_0(t) r(t)} \left[E e^{-\frac{3c}{4} \int_0^t \frac{dt'}{\tau_0(t') r(t')}} + \int_0^t L_*(t') e^{-\frac{3c}{4} \int_{t'}^t \frac{dt''}{\tau_0(t'') r(t'')}} dt' \right]. \quad (30.23)$$

Для вычисления светимости оболочки $L(t)$ по формуле (30.23) надо знать величины $r(t)$ и $\tau_0(t)$. Для примера мы примем

$$r = vt, \quad \tau_0 = \tau_* \left(\frac{r_*}{r} \right)^k. \quad (30.24)$$

где k — некоторый параметр. Тогда вместо формулы (30.23) получаем

$$L(t) = kbt^{k-1} \left[Ee^{-bt^k} + \int_0^t L_*(t') e^{-b(t'^k - t^k)} dt' \right], \quad (30.25)$$

где обозначено

$$b = \frac{3cv^{k-1}}{4k\tau_* r_*^k}. \quad (30.26)$$

Допустим сначала, что оболочка светится только за счет своей внутренней энергии, т. е. $L_*(t) = 0$. В этом случае из формулы (30.25) видно, что светимость оболочки сначала растет, а затем убывает (если $k > 1$). Легко получить, что светимость достигает максимума при значении оптической толщины оболочки, равном

$$\tau_0 = \frac{3}{4(k-1)} \frac{c}{v}. \quad (30.27)$$

Полагая $v \approx 1000$ км/с и $k=2$, из формулы (30.27) находим $\tau_0 \approx 200$. Когда оптическая толщина оболочки становится в несколько раз меньше этого значения, высвечивание оболочки в основном завершается.

Рассмотрение формулы (30.25) в общем виде показывает, что когда светимость звезды $L_*(t)$ убывает, то светимость оболочки $L(t)$ сначала возрастает [примерно до тех пор, пока τ_0 не уменьшится до значения, даваемого формулой (30.27)], а затем убывает, постепенно приближаясь к светимости звезды $L_*(t)$ (рис. 41).

Для сравнения теории с наблюдениями целесообразно перейти от светимости оболочки к величинам, которые непосредственно получаются из наблюдений. Такими величинами являются визуальный блеск новой и ее эффективная температура (или соответствующий спектральный класс).

Эффективная температура оболочки $T_e(t)$ определяется известным соотношением

$$L(t) = 4\pi r^2(t) \sigma T_e^4(t), \quad (30.28)$$

из которого видно, что величина $T_e(t)$ с течением времени медленно убывает (если только светимость оболочки не возрастает быстрее, чем r^2).

Будем считать, что распределение энергии в спектре оболочки дается формулой Планка. В таком случае абсолютная визуальная

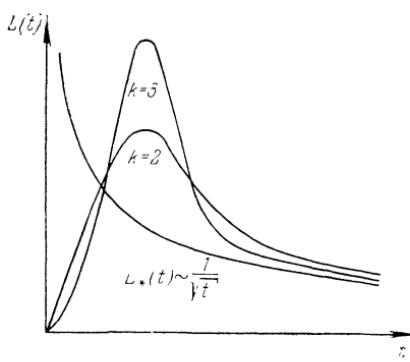


Рис. 41

величина оболочки определяется формулой

$$M_v(t) = -0,08 - 5 \lg r(t) + \frac{29500}{T_e(t)} + 2,5 \lg \left(1 - e^{-\frac{27000}{T_e(t)}} \right), \quad (30.29)$$

в которую надо подставить T_e из (30.28).

Из формулы (30.29) следует, что с течением времени должно происходить быстрое возрастание визуального блеска новой, вызванное быстрым увеличением поверхности оболочки при сравнительно медленном падении температуры. Интересно отметить, что возрастание визуального блеска может происходить даже при убывании полной светимости (так как увеличение поверхности оболочки не компенсируется уменьшением температуры).

Как показывают вычисления по приведенным формулам, визуальный блеск оболочки сначала быстро возрастает, затем испытывает задержку (обусловленную высвечиванием оболочки в это время) и после нее возрастает более медленно при убывающей полной светимости. Этот процесс продолжается до достижения главного максимума блеска, когда оптическая толщина оболочки становится порядка единицы. После этого оболочка поглощает уже не все излучение звезды, как раньше, а убывающую с течением времени часть его, вследствие чего блеск новой падает.

Изложенные теоретические выводы в общих чертах подтверждаются наблюдательными данными. Наблюдения действительно показывают, что с ростом блеска новой происходит медленное уменьшение температуры. Вместе с тем перед главным максимумом блеска у ряда новых наблюдалась задержка в возрастании блеска или даже его небольшое падение.

Однако для достижения лучшего согласия теории с наблюдениями надо, по-видимому, считать, что светимость оболочки и после задержки в возрастании блеска продолжает увеличиваться. Как будет показано ниже, это, возможно, связано с выбрасыванием вещества из звезды, которое начинается после отрыва оболочки.

3. Выбрасывание вещества из звезды. После отрыва оболочки от звезды обнажаются очень горячие слои звезды, находящиеся в неустойчивом состоянии. Под действием силы давления излучения должно начаться истечение вещества из звезды. Когда оптическая толщина оболочки в непрерывном спектре становится меньше единицы, этот процесс непосредственно наблюдается. О нем можно судить по так называемому диффузно-искровому спектру, появляющемуся после максимума блеска новой. Смещение линий этого спектра свидетельствует о том, что скорость истечения вещества из звезды превосходит скорость движения оболочки.

Очевидно, что истечение вещества из звезды должно приводить к увеличению светимости новой. Это вызывается как высвечиванием выброшенного вещества, так и более медленным остыванием поверхностных слоев самой звезды. Вместе с тем при столкновении

выброшенного вещества с оболочкой часть кинетической энергии переходит в тепловую энергию, а затем в излучение.

Сейчас мы рассмотрим задачу о движении оболочки, которую догоняет выбрасываемое из звезды вещество. При этом определим как изменение скорости движения оболочки, так и количество кинетической энергии, переходящей в излучение (подробнее см. [2]).

Пусть в некоторый фиксированный момент времени t_0 оболочка имеет массу M_0 и скорость v_0 . Предположим, что после отрыва оболочки происходит истечение вещества из звезды с постоянной скоростью u , причем количество вещества, выбрасываемого за 1 с, равно au . Мы считаем, что $u > v_0$, и поэтому с течением времени масса оболочки M и ее скорость v должны возрастать.

Чтобы найти зависимость M и v от времени t , надо написать уравнение движения оболочки. Обозначая через q массу вещества, присоединяющегося к оболочке за 1 с, имеем

$$\frac{d(Mv)}{dt} = qu \quad (30.30)$$

и

$$q = \frac{dM}{dt} = a(u - v). \quad (30.31)$$

Полученные уравнения решаются весьма просто. Подставляя в (30.30) $q = dM/dt$ и интегрируя, находим

$$M(u - v) = M_0(u - v_0). \quad (30.32)$$

Вводя M из (30.32) в (30.31), имеем

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{u - v} \right) = \frac{a(u - v)}{M_0(u - v_0)}. \quad (30.33)$$

Интегрирование этого уравнения дает

$$v = u - \frac{u - v_0}{\sqrt{1 + \frac{2a}{M_0}(u - v_0)(t - t_0)}}. \quad (30.34)$$

Формула (30.34) определяет искомую скорость движения оболочки. Подставляя v из (30.34) в (30.32), получаем следующее выражение для массы оболочки в зависимости от t :

$$M = M_0 \sqrt{1 + \frac{2a}{M_0}(u - v_0)(t - t_0)}. \quad (30.35)$$

Пользуясь формулой (30.35), мы можем определить количество вещества, присоединившегося к оболочке за время $t - t_0$, т. е. величину $Q = M - M_0$. Эта величина при помощи формулы (30.32) может быть также представлена в виде

$$Q = M \frac{v - v_0}{u - v_0}. \quad (30.36)$$

Обратимся теперь к рассмотрению изменений энергии оболочки. Кинетическая энергия вещества, присоединившегося к оболочке за время $t - t_0$, равна $\frac{1}{2}Qu^2$. Часть этой энергии идет на увеличение кинетической энергии оболочки, которая за то же время меняется от значения $\frac{1}{2}M_0v_0^2$ до значения $\frac{1}{2}Mv^2$. За счет другой же части происходит возрастание внутренней энергии оболочки, переходящей затем в излучение. Очевидно, что увеличение внутренней энергии оболочки равно

$$\Delta E = \frac{1}{2}M_0v_0^2 + \frac{1}{2}Qu^2 - \frac{1}{2}Mv^2. \quad (30.37)$$

Пользуясь формулами (30.32) и (30.36), получаем

$$\Delta E = \frac{1}{2}M(u - v)(v - v_0). \quad (30.38)$$

Эта формула и определяет искомую энергию, излучаемую оболочкой в результате столкновений с выбрасываемым из звезды веществом.

Для вычисления по приведенным формулам изменений скорости, массы и внутренней энергии оболочки надо иметь данные о скорости истечения вещества из звезды u и мощности истечения au . Очевидно, что до момента максимума блеска таких данных у нас нет. После этого момента становится наблюдаемым диффузно-искровой спектр и по смещениям линий этого спектра определяется скорость u . Вместе с тем после максимума блеска наблюдается увеличение смещений абсорбционных линий главного спектра, которое может быть истолковано как возрастание скорости движения оболочки под воздействием вещества, выбрасываемого из звезды. Наблюдения позволяют найти скорость v_0 в момент t_0 , за который можно принять момент максимума блеска, и скорость v в некоторый момент t . Масса оболочки может быть определена одним из способов, указанных в предыдущем параграфе. Все это дает возможность вычислить по формулам (30.36) и (30.38) количество вещества, выбрасываемого звездой, и количество кинетической энергии, переходящей в излучение, за некоторое время после максимума блеска. Эти результаты можно экстраполировать и на период до максимума блеска. При этом получается, что энергия ΔE должна играть существенную роль в свечении новой в указанный период.

4. Движение оболочки в межзвездной среде. При расширении оболочки новой ее масса возрастает не только за счет вещества, выбрасываемого из звезды и догоняющего оболочку, но и за счет межзвездного вещества, захватываемого оболочкой. Так как плотность межзвездной среды очень мала, то ее влияние на движение оболочки оказывается лишь на поздней стадии развития оболочки. Сейчас мы остановимся на этой стадии, причем уже не будем учитывать поступление вещества из звезды в оболочку.

Допустим, что новая вспыхнула в однородной среде с плотностью ρ . Если в момент вспышки масса оболочки равна M_0 , то на расстоянии r от звезды она станет равной

$$\frac{4}{3} \pi r^3 \rho + M_0.$$

На основании закона сохранения количества движения имеем

$$\left(\frac{4}{3} \pi r^3 \rho + M_0 \right) v = M_0 v_0, \quad (30.39)$$

где v_0 — скорость оболочки в начальный момент и v — скорость оболочки на расстоянии r от звезды.

Подставляя в уравнение (30.39) dr/dt вместо v и интегрируя, получаем

$$\frac{1}{3} \pi r^4 \rho + M_0 r = M_0 v_0 t, \quad (30.40)$$

где t — время, прошедшее от начала вспышки. Соотношение (30.40) определяет радиус оболочки r в зависимости от времени t .

Чтобы найти, как меняется скорость расширения оболочки с течением времени, надо воспользоваться формулами (30.39) и (30.40). Найдем, например, промежуток времени, в течение которого скорость уменьшится вдвое. Из (30.39) видно, что v будет равно $\frac{1}{2}v_0$, когда

$$\frac{4}{3} \pi r^3 \rho = M_0. \quad (30.41)$$

Подставляя (30.41) в (30.40), для искомого промежутка времени получаем

$$t = \frac{5}{4v_0} \left(\frac{3M_0}{4\pi\rho} \right)^{1/4} \quad (30.42)$$

В таблице 48 даны промежутки времени, в течение которых скорость оболочки уменьшается соответственно в два и сто раз, а также радиусы оболочки в моменты достижения указанных скоростей.

Таблица 48

Торможение оболочек под действием сопротивления межзвездной среды

M_0/M_\odot	10^{-5}		10^{-4}		10	
v/v_0	0,5	0,01	0,5	0,01	0,5	0,01
t в годах	48	4500	102	9800	4800	450 000
r в парсеках	0,04	0,18	0,08	0,38	3,8	17,6

Для плотности межзвездной среды принято ее среднее значение $\rho = 3 \cdot 10^{-24}$ г/см³, а для начальной скорости оболочки $v_0 = 1000$ км/с. Таблица составлена для трех значений массы оболочки: 10^{-5} , 10^{-4} и 10 масс Солнца.

Оорт, впервые занимавшийся рассматриваемой задачей, произвел также сравнение теории с наблюдениями. Из таблицы видно, что торможение оболочек новых должно стать заметным через несколько десятилетий. Однако, вообще говоря, это не наблюдается. Например, оболочка Новой Орла 1918 г. расширялась без замедления 30 лет. По-видимому, отсутствие заметного торможения в данном случае объясняется сравнительно большой массой оболочки (равной $10^{-4} M_{\odot}$). Другое возможное объяснение состоит в том, что за промежуток времени между вспышками новая не успевает покинуть область, из которой межзвездное вещество было изгнано предыдущей вспышкой.

Если вспышка новой произошла в месте с повышенной плотностью межзвездного вещества, то обнаружение торможения оболочки становится более вероятным. В связи с этим большой интерес представляет Новая Персея 1901 г., вспыхнувшая, как мы знаем, внутри пылевой туманности и осветившая ее. Сравнение фотографий оболочки этой новой, полученных в 1917 и 1934 гг., показало, что за указанное время оболочка замедлила свое движение и в некоторых случаях деформировалась. Последнее можно объяснить неоднородностью пылевой туманности. Интересно, что деформированный край оболочки является весьма ярким. Согласно Оорту свечение вызывается столкновениями атомов оболочки с частицами пылевой туманности. В этом состоит дополнительное подтверждение торможения оболочки.

Как уже сказано, при изучении движения оболочки новой следует одновременно учитывать как ускорение оболочки выбрасываемым из звезды веществом, так и торможение ее межзвездной средой. Это было сделано в работе И. Н. Минина (см. [2]). Из его решения в виде частных случаев вытекают законы движения оболочки, приведенные выше.

§ 31. Сверхновые звезды

1. Результаты наблюдений. Как мы уже знаем, абсолютные величины новых звезд в максимуме блеска равны в среднем — 7^m. Однако существуют и такие вспыхивающие звезды, которые в максимуме блеска в тысячи и десятки тысяч раз ярче новых. Эти звезды называются сверхновыми.

Сверхновые звезды вспыхивают гораздо реже новых. За последнее тысячелетие в нашей Галактике наблюдалось только три сверхновых. Одна из них, согласно китайским летописям, вспыхнула в созвездии Тельца в 1054 г. Вторую сверхновую наблюдал Тихо Браге в 1572 г. в Кассиопее, а третью — Кеплер в 1604 г. в Змеен-