

ВЕТЕР ПРЕДСВЕРХНОВОЙ IIp SN 1997eg

© 2019 г. Н. Н. Чугай^{1*}

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 01.10.2018 г.; после доработки 01.10.2018 г.; принята к публикации 30.10.2018 г.

Спектры и фотометрия сверхновой типа IIp SN 1997eg использованы для определения характеристик околосредного газа, потерянного предсверхновой в течение 200 лет перед взрывом. Анализ узких линий $H\alpha$ и $[Fe\ X] 6374\ \text{\AA}$ приводит к величине скорости ветра предсверхновой $u = 20\ \text{км с}^{-1}$, значительно меньше принятой ранее величины ($160\ \text{км с}^{-1}$), которая основывалась на лучевой скорости синего крыла узкой абсорбции линий $H\alpha$. Высокая скорость ветра в нашей картине связана с прекурсором ударной волны, который образован ускоренными релятивистскими частицами. На основе моделирования взаимодействия сверхновой с околосредным газом найден параметр плотности ветра M/u , который в сочетании с величиной скорости ветра приводит к темпу потери массы предсверхновой $1.6 \times 10^{-3} M_{\odot}\ \text{год}^{-1}$. Плотность ветра согласуется со светимостью ветра в линии $[Fe\ X] 6374\ \text{\AA}$. Светимость $H\alpha$ в предложенной модели также соответствует наблюдаемой величине. Найденные свойства ветра указывают на то, что предсверхновая на заключительном этапе эволюции была массивным красным сверхгигантом с высоким темпом потери массы, а не LBV-сверхгигантом, как считалось ранее.

Ключевые слова: звезды — эволюция, сверхновые звезды.

DOI: 10.1134/S0320010819020049

ВВЕДЕНИЕ

Сверхновая SN 1997eg (Накано, Аоки, 1997) принадлежит типу IIp (Филиппенко, Барт, 1997) с признаками плотного околосредного газа. Известно, что свечение большинства SN IIp в линиях и континууме обусловлено диссипацией кинетической энергии в прямой и обратной ударных волнах при столкновении оболочки сверхновой с околосредным газом. Так же как и в каноническом случае SN 1988Z (Филиппенко, 1991; Статакис, Садлер, 1991), эмиссионные линии в спектре SN 1997eg показывают три компонента (Хоффман и др., 2008): узкие линии околосредного газа, широкий компонент ($\text{FWHM} \approx 10^4\ \text{км с}^{-1}$) и промежуточный компонент ($\text{FWHM} \approx 2000\ \text{км с}^{-1}$). Широкий компонент обусловлен излучением невозмущенной оболочки сверхновой и плотной оболочки между двумя ударными волнами. Промежуточный компонент возникает в плотных конденсациях (облаках) околосредного газа при их взаимодействии с внешней ударной волной (Чугай, Данцигер, 1994).

Происхождение сверхновых SN IIp, в частности, начальная масса предсверхновой и механизм мощной потери массы, далеки от полного

понимания. В этой связи важное значение имеют характеристики околосредного вещества: скорость, плотность и характерный масштаб распределения газа, которые могли бы пролить свет на проблему. Следует подчеркнуть, что источником плотного околосредного газа не всегда является звездный ветер. В некоторых случаях околосредное вещество представляет собой массивную оболочку, сброшенную в результате взрывного возмущения, как например, SN 2006gy (Вусли и др., 2007; Смит, МакКрей, 2007). Представление о плотности околосредного газа можно получить путем моделирования болометрической светимости и эволюции скорости расширения сверхновой. Последняя определяется по профилям линий излучения. С болометрической светимостью в случае SN 1997eg ситуация осложняется отсутствием длительных фотометрических наблюдений. Все-таки несколько фотометрических наблюдений около 90-го дня (Цветков, Павлюк, 2004) в сочетании с оценками скорости расширения сверхновой могут оказаться достаточными для определения плотности околосредного газа.

При известной скорости и плотности ветра на фиксированном радиусе немедленно приходим к оценке темпа потери массы предсверхновой. Однако в подавляющем числе SN IIp низкое спектральное разрешение не позволяет найти скорость ветра.

*Электронный адрес: nchugai@inasan.ru

В этой связи особую ценность представляет спектр SN 1997eg на 198-й день с разрешением 7 км с^{-1} (Саламанка и др., 2002). Вместе с тем предложенная ранее интерпретация узких линий в терминах скорости ветра является сомнительной. Дело в том, что наряду с узкими эмиссионными линиями с шириной $30\text{--}40 \text{ км с}^{-1}$ в спектре наблюдается довольно широкий абсорбционный компонент $\text{H}\alpha$ со скоростью $\sim 160 \text{ км с}^{-1}$ в синем крыле; именно эта величина ассоциируется со скоростью ветра. Неопределенность в скорости ветра — важнейший повод для того, чтобы вновь обратиться к интерпретации наблюдений SN 1997eg и заново оценить параметры околозвездной среды. Подчеркнем, что скорость ветра предсверхновой имеет принципиальное значение для понимания природы сверхновых II. Скорость ветра $10\text{--}30 \text{ км с}^{-1}$ указывала бы на то, что предсверхновая перед взрывом была красным сверхгигантом, тогда как при скорости ветра $\sim 200 \text{ км с}^{-1}$ предсверхновая должна быть скорее всего LBV-сверхгигантом. Последние действительно ассоциируются с некоторыми сверхновыми SN II, как например SN 2009ip (Фоли и др., 2011; Пасторелло и др., 2013).

Определение скорости и плотности ветра предсверхновой SN 1997eg является основной целью данной работы. Изложение начинается с описания и реализации модели формирования эмиссионных профилей $\text{H}\alpha$ и $\text{He I } 5876 \text{ \AA}$. Результатом этого являются величины скорости расширения невозмущенной оболочки сверхновой на границе с обратной ударной волной, которые будут использоваться для оценки плотности ветра в модели взаимодействия сверхновой с ветром предсверхновой. С целью определения скорости ветра предлагается модель формирования узкой линии $\text{H}\alpha$ в медленном ветре, ускоренном на границе с внешней ударной волной прекурсором, сформированным космическими лучами. Кроме того, будут определены скорость ветра и температура в области формирования корональной линии $[\text{Fe X}] 6374 \text{ \AA}$. Затем моделируется взаимодействие сверхновой с ветром предсверхновой для определения плотности ветра. В заключение обсуждаются результаты и высказываются предположения относительно природы предсверхновой.

Следуя Хоффман и др. (2008), примем расстояние до SN 1997eg, равное 40 Мпк. Момент взрыва определяется неуверенно. Однако высокие начальные скорости и их быстрое уменьшение на ранней стадии указывают на то, что сверхновая была обнаружена вскоре после взрыва. Поэтому в согласии с Хоффман и др. (2008) примем, что взрыв сверхновой имел место за 9 дней до обнаружения.

ШИРОКИЕ ЭМИССИОННЫЕ ЛИНИИ И СКОРОСТЬ РАСШИРЕНИЯ СВЕРХНОВОЙ

Известно, что расширение оболочки сверхновой в плотной околозвездной среде, образованной ветром предсверхновой, порождает две ударных волны: внешнюю (прямую) и внутреннюю (обратную). Между ударными волнами формируется холодная ($T \sim 10^4 \text{ К}$) плотная оболочка, поскольку внутренняя ударная волна является сильно радиативной; внешняя ударная волна при этом частично радиативная, но может быть и адиабатической при умеренной плотности ветра. Эффекты торможения оболочки сверхновой, которые проявляются в уменьшении лучевой скорости крыльев широких линий, могут быть использованы для оценки плотности ветра в модели гидродинамического взаимодействия сверхновой с околозвездной средой. Наиболее важной характеристикой торможения является эволюция максимальной скорости невозмущенной оболочки сверхновой (v_{sn}) перед обратной ударной волной. Приемлемой оценкой v_{sn} может быть максимальная скорость в синем крыле эмиссионной линии $\text{H}\alpha$, поскольку красное крыло подвержено эффекту томсоновского рассеяния. Впрочем, скачок скорости между сверхновой и плотной оболочкой ($v_{sn} > v_{ds}$) может приводить к усилению синего крыла из-за томсоновского рассеяния и даже к появлению фотонов с более высокими лучевыми скоростями в сравнении с v_{sn} (аналог механизма Ферми ускорения частиц). По этой причине корректный способ определения скорости расширения оболочки сверхновой должен основываться на моделировании профилей широких линий.

Универсальной модели формирования линий в SN II не существует, поскольку само семейство таких сверхновых крайне неоднородно. Не вызывает сомнения, однако, что источником свечения является диссипация кинетической энергии в ударных волнах. Как уже сказано, эмиссионные профили сильных линий, в частности $\text{H}\alpha$, в спектре SN 1997eg состоят из трех компонентов: широкого, узкого и промежуточного (Хоффман и др., 2008). Узкий компонент SN 1997eg, возникающий в околозвездном газе, не имеет отношения к скорости расширения сверхновой; он рассматривается в отдельном разделе. Однако следует иметь в виду, что на ранней стадии линия, излучаемая в межзвездном газе, может иметь очень широкие крылья за счет многократного томсоновского рассеяния фотонов узкой линии в оптически толстом околозвездном коконе, как это имело место на ранней стадии SN 1998S (Чугай, 2001). Для SN 1997eg, впрочем, данный эффект пренебрежимо мал на рассматриваемых стадиях.

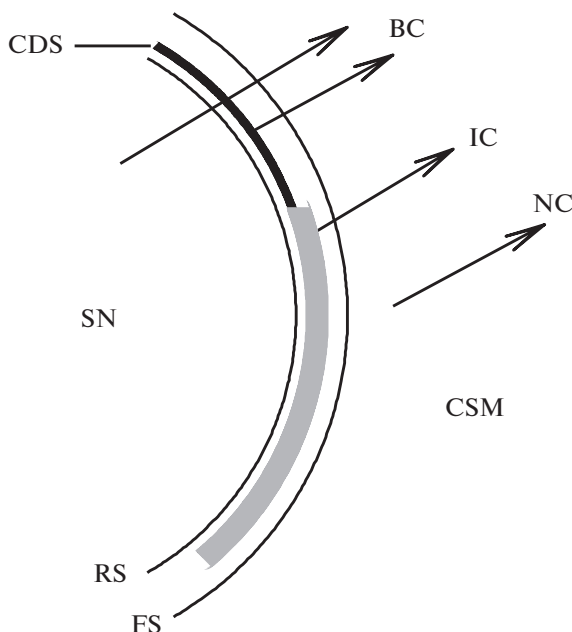


Рис. 1. Схематическая картина взаимодействия оболочки сверхновой (SN) с околозвездным веществом (CSM), которая показывает области формирования трех компонентов эмиссионных линий: узкого компонента (NC), широкого компонента (BC) и промежуточного компонента (IC). Две дуги, показанные тонкими линиями, соответствуют внешней ударной волне (FS), обратной ударной волне (RS); толстой линией показана холодная плотная оболочка (CDS); серым цветом фрагментарно показана зона, в которой распределен холодный плотный газ околозвездных облаков, сжатых, фрагментированных и ускоренных внешней ударной волной. В этом слое формируется промежуточный компонент.

Схема, иллюстрирующая взаимодействие сверхновой с околозвездным газом с указанием основных зон излучения широкого, узкого и промежуточного компонента, представлена на рис. 1. Заметим, что на самом деле широкий компонент состоит из двух компонентов: излучения невозмущенной оболочки сверхновой и плотной оболочки между ударными волнами. Моделирование профиля линии от невозмущенной оболочки сверхновой с кинематикой $v = r/t$ при известном распределении источников по радиусу является довольно простой задачей. Расчет профиля широкой линии от плотной оболочки требует более сложной модели, которая рассматривается ниже.

Эмиссионная линия от плотной оболочки

В одномерной картине холодная плотная оболочка довольно тонкая в согласии с сохранением потока импульса: $\Delta R/R \sim (v_{th}/v_{ds})^2 \sim 10^{-6} - 10^{-5}$ (где $v_{th} \sim 10 \text{ км с}^{-1}$ — тепловая скорость). С этим связаны две проблемы. Выход фотонов оптически толстой линии, в частности $\text{H}\alpha$, из такой оболочки происходит в режиме свечения поверхности. Ширина этой линии в сопутствующей системе отсчета мала: при оптической толщине линии $< 10^5$ она составляет $\Delta\nu \lesssim 6v_{th}/\lambda$. Даже при термализованной функции источников светимость $\text{H}\alpha$

$L_{32} = 4\pi^2 R_{ds}^2 B_\nu(T) \Delta\nu$ от тонкой оболочки может оказаться заметно меньше наблюдаемой. Другая проблема в том, что профиль оптически толстой линии в этом случае должен иметь М-образный вид (Герасимович, 1933), чего не наблюдается в SN 1997eg.

В реальности плотная оболочка подвержена сильной деформации из-за неустойчивости Рэлея—Тейлора (Шевалье, Блондин, 1995; Блондин, Эллисон, 2001), которая приводит к проникновению пальцев холодного плотного газа в горячий газ внешней ударной волны с последующим формированием грибов и, в конечном счете, сложного трехмерного распределения холодного плотного газа, в котором преобладают двумерные элементы поверхности. Такая структура с низким фактором заполнения объема распределена в слое толщиной $\Delta R/R \sim 0.1$ (Блондин, Эллисон, 2001). Площадь контактной поверхности S холодного плотного газа значительно превышает $4\pi R^2$, так что отношение площадей $A = S/(4\pi R^2) \gg 1$. Формирование оптически толстой линии, излучаемой плотным газом в такой оболочке, рассматривалось ранее, и главный результат состоит в том, что при отношении площадей $A \gg 1$ светимость линии, излучаемой плотной оболочкой, возрастает, а профиль сильно изменяется по сравнению с профилем линии от

тонкой сферической оболочки (Чугай и др., 2004). В дальнейшем, говоря о линии излучаемой плотной оболочкой, мы будем иметь в виду ту часть оболочки, которая подверглась сильной деформации.

В аналитической модели (Чугай и др., 2004) хаотическое распределение холодного газа плотной оболочки описывается ансамблем случайных элементов поверхности, представленных дисками. Каждый диск рассматривается как частица, которая может излучать и поглощать резонансное излучение. Перенос резонансного излучения в такой оболочке рассматривается в приближении Соболева локального выхода фотонов с вероятностью выхода в направлении, задаваемом косинусом μ угла между волновым вектором фотона:

$$\beta = (1 - e^{-Q})/Q, \quad Q = Q_0/(1 - \mu^2). \quad (1)$$

Здесь предполагается нулевой радиальный градиент скорости, что является хорошим приближением. Величина Q_0 зависит от отношения площадей A , тепловой ширины локального профиля поглощения $\Delta R/R$ и оптической толщины диска (Чугай и др., 2004). По сути величина β является макроскопическим аналогом соболевской вероятности выхода резонансных квантов из оболочки с нулевым радиальным градиентом скорости. Влияние параметра Q_0 на профиль оптически толстой линии состоит в том, что при $0.1 < Q_0 < 0.5$ профиль имеет плоскую вершину, тогда как при $Q_0 \gtrsim 1$ профиль становится параболическим. Расчеты профилей линий в рамках данного подхода приводятся ниже.

Промежуточный компонент

Промежуточный компонент, который вносит значительный вклад в $\text{H}\alpha$, возникает в результате взаимодействия внешней ударной волны с плотными околосветными облаками (Чугай, Данцигер, 1994). Типичная скорость ударной волны в облаке, v_c , определяется контрастом плотности облака относительно межоблачного газа $\chi = \rho_c/\rho_{ic}$ и скоростью потока газа во внешней ударной волне, которая в рассматриваемом случае совпадает со скоростью плотной оболочки v_{ds} :

$$v_c \approx 2v_{ds}/\sqrt{\chi}, \quad (2)$$

где фактор двойка учитывает, что плотность в адиабатической ударной волне в межоблачном газе в четыре раза превышает плотность перед ударной волной. При контрасте $\chi \sim 10^2$ и скорости плотной оболочки $v_{ds} = 5000 \text{ км с}^{-1}$ скорость ударной волны в облаке составляет $v_c \sim 10^3 \text{ км с}^{-1}$, что характерно для промежуточного компонента.

Более высокие скорости, наблюдаемые в крыльях промежуточного компонента, являются следствием ускорения фрагментов облака во внешней ударной волне; в пределе фрагменты ускоряются до скоростей, сравнимых со скоростью потока газа во внешней ударной волне (Клейн и др., 1994). Подчеркнем, что ударная волна в облаках является радиативной, и, следовательно, фрагменты облаков — это плотный холодный ($T \sim 10^4 \text{ К}$) газ. Моделирование профиля промежуточного компонента требует знания распределения коэффициента излучения фрагментированных облаков во внешней ударной волне по скоростям и по радиусу, $j(v, r)$. Мы ограничимся однородным по радиусу распределением источников и параметрическим заданием $j(v)$ на интервале $v_{\min} < v < v_{\max}$, где $v_{\min} \sim v_c$, а $v_{\max} \lesssim v_{ds}$:

$$j(v) \propto \begin{cases} \frac{v - v_{\min}}{v_c - v_{\min}}, & \text{при } v_{\min} < v < v_c, \\ \left(\frac{v_{\max} - v}{v_{\max} - v_c} \right)^q, & \text{при } v_c < v < v_{\max}, \\ 0, & \text{в остальных случаях.} \end{cases} \quad (3)$$

В этом выражении показатель степени q близок к единице. Функция $j(v)$ имеет максимум при типичной скорости ударной волны в облаке $v = v_c$, которая является свободным параметром. Область линейного роста $v_{c,\min} < v < v_c$ введена для того, чтобы учесть разброс свойств облаков. В отсутствие этой области вершина профиля промежуточного компонента была бы плоской, что не наблюдается; мы примем $v_{\min} = 0.9v_c$. Пространственное распределение $j(r) = \text{const}$ в слое толщиной $\delta R = 0.2R$ предполагается однородным. Близкое к этому представление $j(v, r)$ использовалось ранее (Чугай, 2009) при описании профилей линий в SN 2006jc.

$\text{H}\alpha$, He I 5876 Å и скорость оболочки сверхновой

Модель формирования профиля широкой линии включает три области: (1) свободно расширяющаяся оболочка сверхновой ($v = r/t$, $r < R_0 = 1$), (2) возмущенная холодная плотная оболочка ($R_0 < r < R_1 = 1.1$) со средней скоростью расширения v_{ds} и случайными скоростями в диапазоне $\pm 0.05v_{ds}$ (Блондин, Эллисон, 2001) и (3) холодный плотный газ фрагментированных облаков во внешней ударной волне ($R_0 < r < R_2 = 1.2$). Первые две структуры отвечают за широкий компонент, а последняя — за промежуточный компонент. Толщиной обратной ударной волны можно пренебречь и принять радиус невозмущенной оболочки сверхновой, равным R_0 . Относительный вклад оболочки

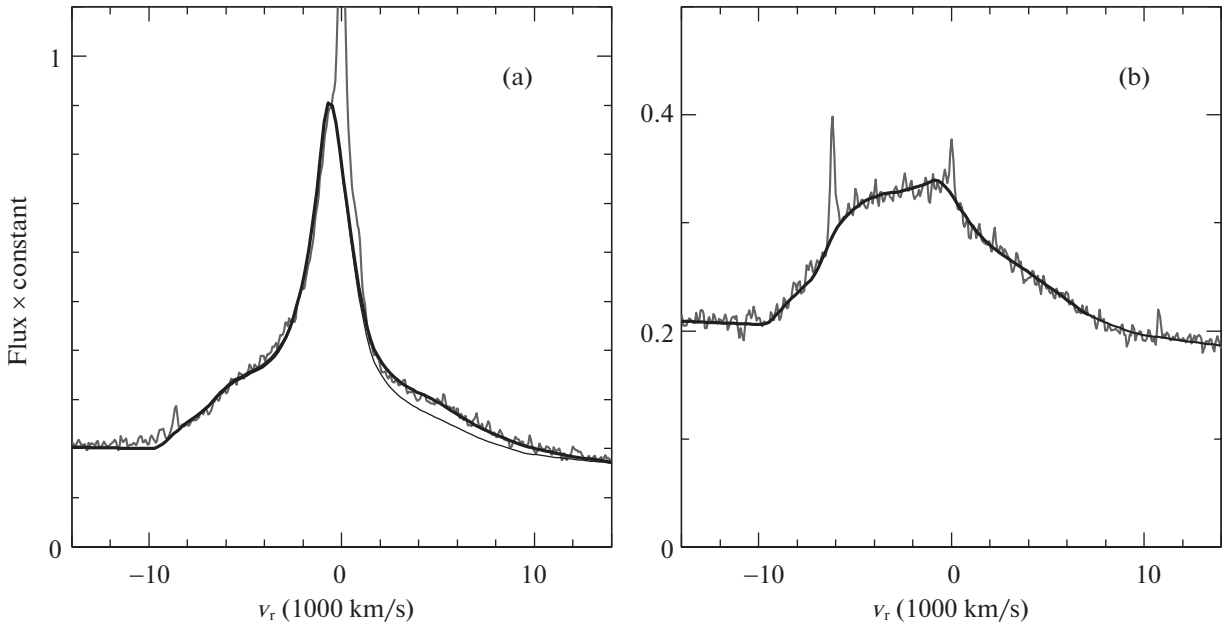


Рис. 2. Линии $H\alpha$ (a) и He I 5876 Å (b) в спектре SN 1997eg на 57-й день после обнаружения (серый цвет) в сравнении с моделями (см. табл. 1). Тонкая линия на рисунке (a) показывает модель $H\alpha$ без учета вклада линии He I 6674 Å.

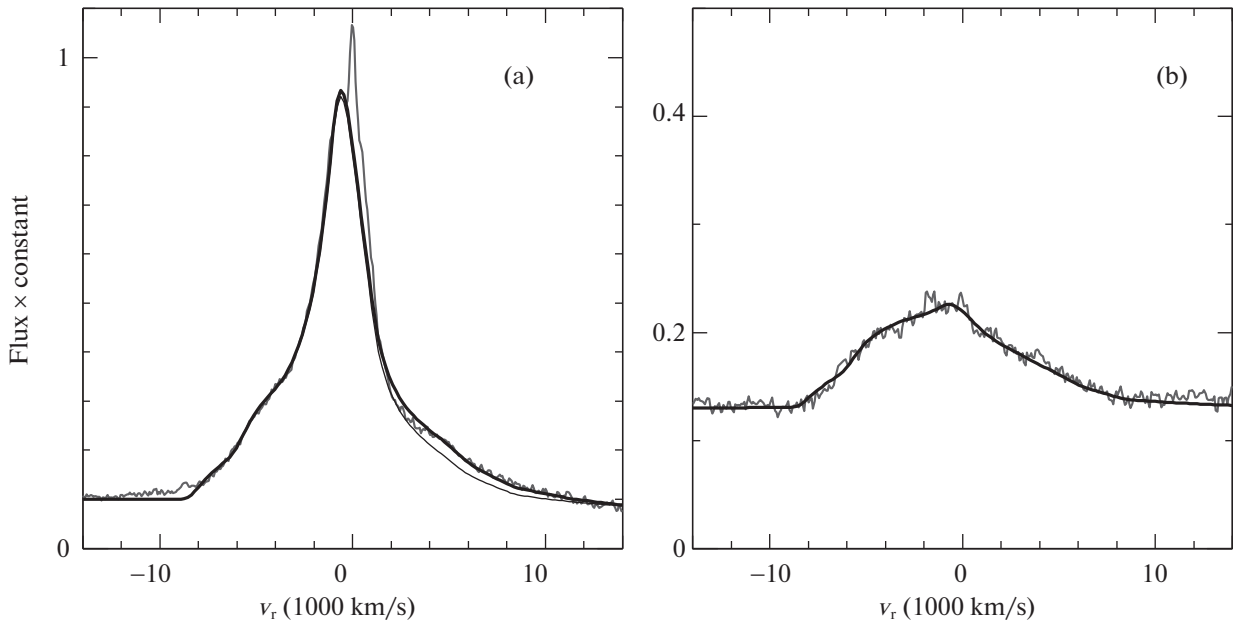


Рис. 3. То же, что на рис. 2, но для 80-го дня.

сверхновой в излучение линии описывается величиной f_{sn} , вклад плотной оболочки — f_{ds} , оставшаяся доля $(1 - f_{ds} - f_{sn})$ приходится на промежуточный компонент.

Перенос излучения моделируется методом Монте-Карло. Сравнение рассчитанных профилей

линий $H\alpha$ и He I 5876 Å с наблюдаемыми для моментов 57, 80 и 204 сут после обнаружения показано на рис. 2, 3 и 4. Наблюдаемые спектры SN 1997eg на рисунках взяты из базы данных *Weizmann supernova data repository* (Ярон, Гал-Ям, 2012). Значения параметров моделей

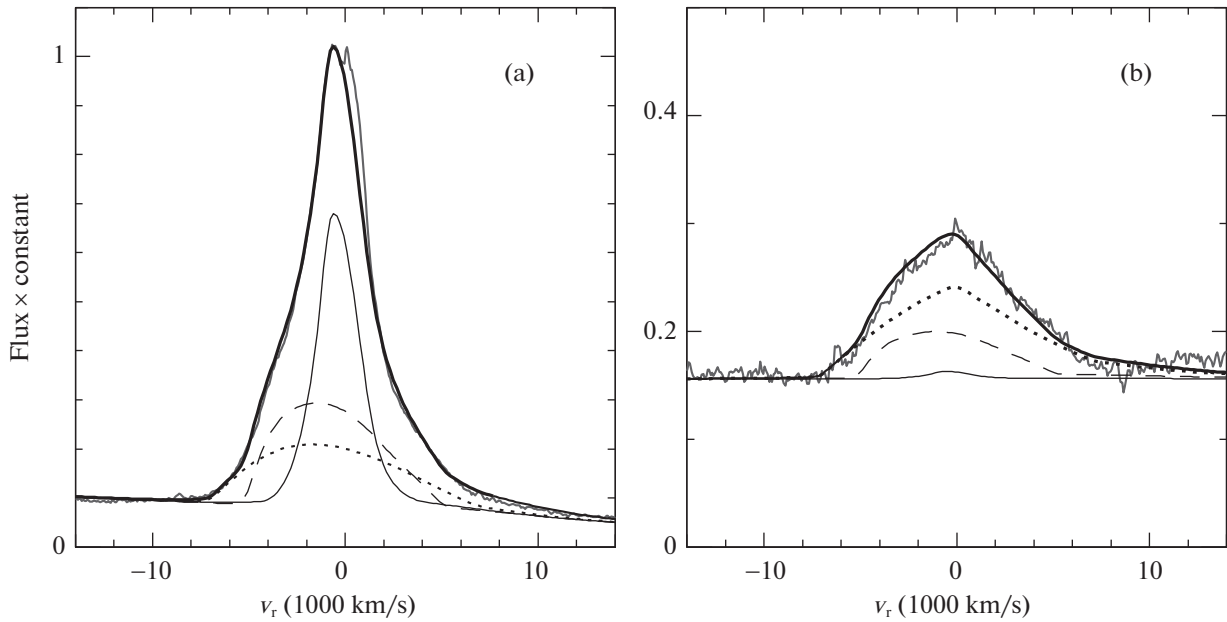


Рис. 4. То же, что на рис. 3, но для 204-го дня. Дополнительно показаны: промежуточный компонент (тонкая сплошная линия), вклад плотной оболочки (штриховая линия) и вклад невозмущенной оболочки сверхновой (пунктир).

даются в табл. 1, в которой, начиная с первого столбца, представлены: момент после обнаружения (04.12.1997), скорость расширения невозмущенной оболочки сверхновой, скорость плотной оболочки, максимальная скорость газа, ответственной за промежуточный компонент, показатели степени в распределении источников излучения промежуточного компонента в уравнении (3), параметр Q_0 , оптическая толщина оболочки сверхновой и плотной оболочки в континууме, альbedo однократного рассеяния сверхновой и плотной оболочки, вклады сверхновой и плотной оболочки в профиль $\text{H}\alpha$ и в $\text{He I } 5876 \text{ \AA}$. Скорость ударной волны в облаке v_c составляет 850 km s^{-1} на 57-й и 80 -й дни и 920 km s^{-1} на 204-й день.

Для моментов 57 и 80 сут широкий компонент одинаков для $\text{He I } 5876 \text{ \AA}$ и $\text{H}\alpha$, причем в обоих случаях использовалось однородное распределение источников в оболочке сверхновой. На 204-й день для линии $\text{He I } 5876 \text{ \AA}$ распределение источников в оболочке сверхновой $j \propto 1/v$, тогда как для $\text{H}\alpha$ по-прежнему $j = \text{const}$. Интересно, что вклад промежуточного компонента в линию $\text{He I } 5876 \text{ \AA}$ очень мал по сравнению с $\text{H}\alpha$. Это указывает на то, что степень возбуждения гелия в плотном газе фрагментированных облаков, ответственных за промежуточный компонент, относительно низка. В спектре на 204-й день выделение компонентов не вполне очевидно, и поэтому для этого случая приведены профили всех трех компонентов.

Основной целью спектрального моделирования являлась скорость невозмущенной оболочки сверхновой на границе с плотной оболочкой, представленная во втором столбце табл. 1; относительная точность этой величины около 10%. Интересно сопоставить эти результаты с прямыми измерениями предельной скорости в синем крыле $\text{H}\alpha$. Для рассматриваемых трех моментов эти скорости равны $10\,000 \text{ km s}^{-1}$, 8500 km s^{-1} и 7000 km s^{-1} на 57-й, 80-й и 204-й дни соответственно, что хорошо согласуется с результатами в табл. 1. Скорость плотной оболочки и скорость v_{max} определяются с ошибкой около 15%. Неопределенность в остальных параметрах не превышает 20%, причем эти параметры практически не влияют на определяемые величины скорости сверхновой.

УЗКИЕ ЛИНИИ И СКОРОСТЬ ВЕТРА

В спектре SN 1997eg высокого разрешения (7 km s^{-1}) на 198-й день (Саламанка и др., 2002), наряду с узкими эмиссионными линиями с шириной на уровне половины интенсивности $30\text{--}40 \text{ km s}^{-1}$, присутствует абсорбционный компонент $\text{H}\alpha$ с лучевой скоростью в синем крыле около -160 km s^{-1} . Столь высокую скорость естественно объяснить так же, как и аналогичное явление широкой абсорбции в профиле узкой линии $\text{H}\alpha$ сверхновой SN II_L/p SN 1998S (Чугай и др., 2002). Важнейший пункт интерпретации абсорбционного профиля состоит в том, что высокая скорость отождествляется

Таблица 1. Параметры модели формирования линий $\text{H}\alpha$ и $\text{He I } 5876 \text{ \AA}$

| Эпоха | v_{sn} | v_{ds} | v_{\max} | q | Q_0 | τ_{sn} | τ_{ds} | ω_{sn} | ω_{ds} | f_{sn} | f_{ds} | $f_{sn,He}$ | $f_{ds,He}$ |
|-------|----------|----------|------------|-----|-------|-------------|-------------|---------------|---------------|----------|----------|-------------|-------------|
| 57 | 9500 | 7000 | 5000 | 1.5 | 0.5 | 0.9 | 0.13 | 0.4 | 0.4 | 0.5 | 0.1 | 0.66 | 0.3 |
| 80 | 8500 | 6100 | 4500 | 1.1 | 0.7 | 0.7 | 0.1 | 0.4 | 0.4 | 0.42 | 0.19 | 0.7 | 0.25 |
| 204 | 7100 | 5200 | 4300 | 1 | 1 | 0.6 | 0.05 | 1 | 0.3 | 0.27 | 0.33 | 0.68 | 0.3 |

с ускорением газа перед внешней ударной волной прекурсором ударной волны, образованном релятивистскими протонами (Друри, Фолк, 1981).

Давление космических лучей на фронте ударной волны, которое требуется для ускорения газа перед ударной волной до скорости $u = 160 \text{ км с}^{-1}$, можно оценить из уравнения сохранения потока импульса. Интегрирование в области перед ударной волной в пределах $-\infty < x < 0$ (нуль соответствует вязкому скачку) дает

$$(p + \rho v^2)_0 - (p + \rho v^2)_{-\infty} = 0. \quad (4)$$

Пренебрегая небольшим изменением плотности газа в прекурсор, используя естественные приближения $v_{-\infty} \approx v_{ds}$, $p_{-\infty} = 0$, $p_0 = p_c$, $v_0 = v_{ds} - u$, и учитывая, что $u/v_{ds} \ll 1$, получаем из уравнения (4) $p_c/\rho v_{fs}^2 \approx 2(u/v_{fs})$. Подставляя $u = 160 \text{ км с}^{-1}$ и $v_{fs} = 5000 \text{ км с}^{-1}$, находим отношение давления космических лучей к динамическому давлению газа, набегающего на ударную волну, $p_c/\rho v_{fs}^2 \approx 0.06$. Это вполне умеренное требование в контексте утверждения, что в остатках сверхновых давление за ударной волной на 50% может быть обусловлено давлением ускоренных релятивистских частиц (Хелдер и др., 2009).

Целесообразно перед моделированием узкой линии $\text{H}\alpha$ определить скорость невозмущенного ветра, используя наиболее интенсивную корональную линию $[\text{Fe X}] 6374 \text{ \AA}$ в том же спектре. На рис. 5 показан модельный спектр этой линии в сравнении с наблюдаемой линией (Саламанка и др., 2002). В предположении стационарного ветра наилучшее согласие получено при скорости ветра 19.7 км с^{-1} и доплеровском уширении, соответствующем температуре газа $0.9 \times 10^6 \text{ К}$; точность указанных величин около 10%. Найденная температура близка к величине $1.1 \times 10^6 \text{ К}$, при которой наступает максимум относительного содержания ионов Fe X (Бургесс, Ситон, 1964) в корональном приближении.

Для моделирования $\text{H}\alpha$ используем кинематическую модель, в которой скорость ветра уменьшается от 160 км с^{-1} до 20 км с^{-1} в интервале радиусов $1.2 < r < 1.4$ и далее остается неизменной. Область формирования узкой линии $\text{H}\alpha$ ограничим интервалом $r \leq 1.6$. Это оправдано тем, что населенность второго уровня должна убывать с расстоянием из-за падения плотности и связанного с этим выхода $\text{Ly}\alpha$ квантов из среды. Для оптимальной модели принято, что в интервале $1.2 < r < 1.6$ населенность второго уровня монотонно уменьшается в 1.7 раза. Предполагается доплеровский локальный профиль коэффициента поглощения в $\text{H}\alpha$ $k = k_0 \exp[-(\Delta\lambda/\Delta\lambda_D)^2]$, где $\Delta\lambda$ — смещение от лабораторной длины волны, $\Delta\lambda_D = \lambda_0(v_{th}/c)$ — доплеровская ширина, $v_{th} = (2k_B T N_A)^{1/2}$, k_B — константа Больцмана, T — температура газа, N_A — число Авогадро. Предполагается консервативное рассеяние в линии с полным перераспределением по частотам. В качестве фонового излучения для узкой линии рассматривается излучение в широком и промежуточном компонентах $\text{H}\alpha$. В оболочке сверхновой предполагается та же величина коэффициента экстинкции, которая получена выше в модели на 204-й день.

Оптимальная модель (рис. 5) удовлетворительно воспроизводит наблюдаемый спектр узкой линии $\text{H}\alpha$ при величине оптической толщины постоянного ветра в центре линии 0.4, скорости ветра $u = 20 \text{ км с}^{-1}$ и тепловой скорости водорода 30 км с^{-1} , что соответствует температуре газа $5.4 \times 10^4 \text{ К}$. Важный результат моделирования $\text{H}\alpha$ заключается в том, что значительная часть рассеянного в линии излучения формируется в ветре со скоростью 20 км с^{-1} в согласии с оценкой скорости ветра по линии $[\text{Fe X}] 6374 \text{ \AA}$.

В этой связи возникает вопрос о причине различия температур, полученных из анализа корональной линии $[\text{Fe X}] 6374 \text{ \AA}$ ($9 \times 10^5 \text{ К}$) и $\text{H}\alpha$ ($5.4 \times 10^4 \text{ К}$). Возможное объяснение состоит в том, что $\text{H}\alpha$ формируется во внутренней зоне ветра, где

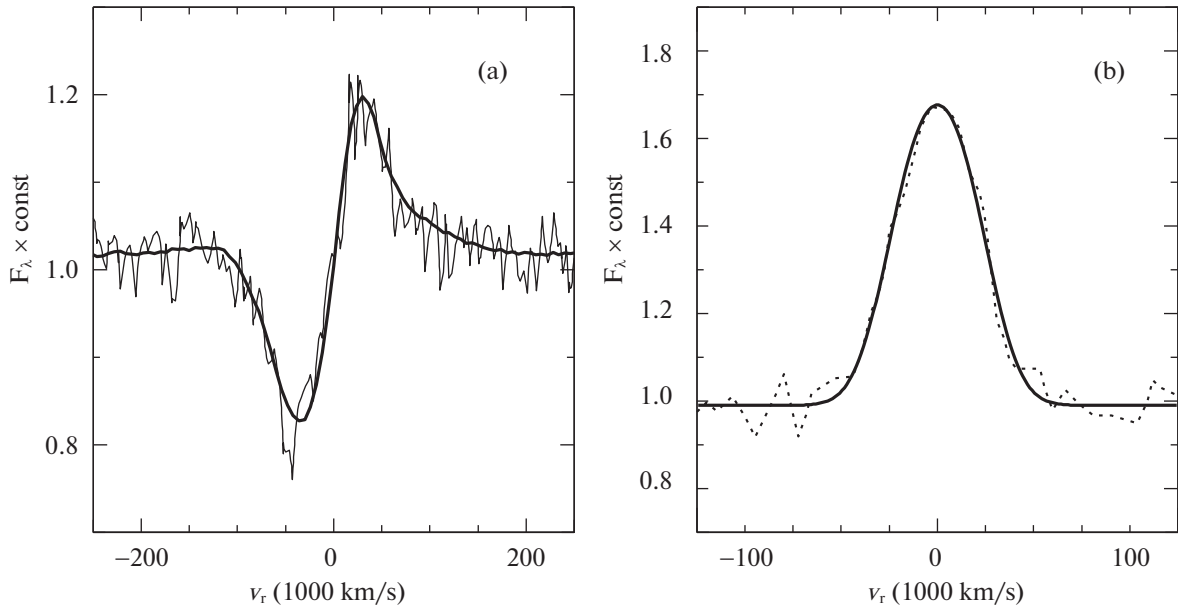


Рис. 5. Узкие линии $H\alpha$ (а) и $[Fe X] 6374 \text{ \AA}$ (пунктир) в спектре SN 1997eg на 198-й день после обнаружения в сравнении с моделями (толстые сплошные линии).

температура ниже, чем во внешней зоне, в которой излучаются корональные линии. Такое положение может возникнуть из-за близости физических условий в ветре к состоянию тепловой неустойчивости, когда оказывается возможным при сопоставимых удельных скоростях нагрева газа существование областей ветра с корональной температурой и холодных областей по аналогии с резким переходом от хромосферы к короне на Солнце.

ТОРМОЖЕНИЕ СВЕРХНОВОЙ И ПЛОТНОСТЬ ВЕТРА

Взаимодействие оболочки сверхновой с ветром моделируется в приближении тонкого слоя (Шевалье, 1982; Джулиани, 1982). Поскольку используемая модель описана ранее (Чугай, 2001), мы ограничимся краткими сведениями. Газ, заметаемый прямой и обратной ударными волнами, формирует оболочку, которая предполагается тонкой ($\delta r/r \ll 1$). Ее движение контролируется уравнениями движения и сохранения массы. Оптические светимости внешней и обратной ударных волн вычисляются как полные кинетические светимости ударных волн с факторами радиационной эффективности $\eta = t/(t + t_c)$ соответствующих ударных волн, где t_c — время охлаждения газа за ударной волной при плотности, в четыре раза превышающей плотность перед ударной волной. Эффектами диффузии излучения и высвечиванием внутренней энергии взрыва сверхновой пренебрегаем. Распределение плотности в оболочке сверхновой задается соотношением

$\rho = \rho_0/[1 + (v/v_0)^8]$, где ρ_0 и v_0 определяются массой и кинетической энергией оболочки сверхновой. Принятое распределение близко к распределению плотности в оболочке сверхновой в гидродинамических моделях SN II.

Высокая скорость расширения оболочки SN 1997eg на 57-й день ($\approx 10^4 \text{ км с}^{-1}$) указывает на слабое торможение внешних слоев на ранней стадии. Это означает, что плотность ветра на малых радиусах должна быть ниже экстраполированной внутрь по закону стационарного ветра $\rho \propto 1/r^2$. В самом деле моделирование показывает, что при околосветной плотности $\rho \propto 1/r^2$ в области $r < 4 \times 10^{15} \text{ см}$ невозможно описать светимость и эволюцию скорости сверхновой. Успешная модель предполагает околосветной газ с постоянной плотностью при $r < r_b = 4 \times 10^{15}$ и $\rho \propto r^{-2}$ при $r > r_b$. Представленная модель хорошо описывает болометрическую светимость согласно фотометрии (Цветков, Павлюк, 2004) и эволюцию скорости сверхновой (рис. 6). В модели принята масса сверхновой $15 M_\odot$. При этом значении оптимальная кинетическая энергия равна $2.2 \times 10^{51} \text{ эрг}$. Полученный в модели параметр плотности ветра в области $r \geq r_b$ составляет $w = \dot{M}/u = 5 \times 10^{16} \text{ г см}^{-1}$. С этой величиной плотности ветра и скорости ветра 20 км с^{-1} темп потери массы предсверхновой составляет $1.6 \times 10^{-3} M_\odot \text{ год}^{-1}$. Следует подчеркнуть, что параметр плотности ветра в модели нечувствителен к принятой величине

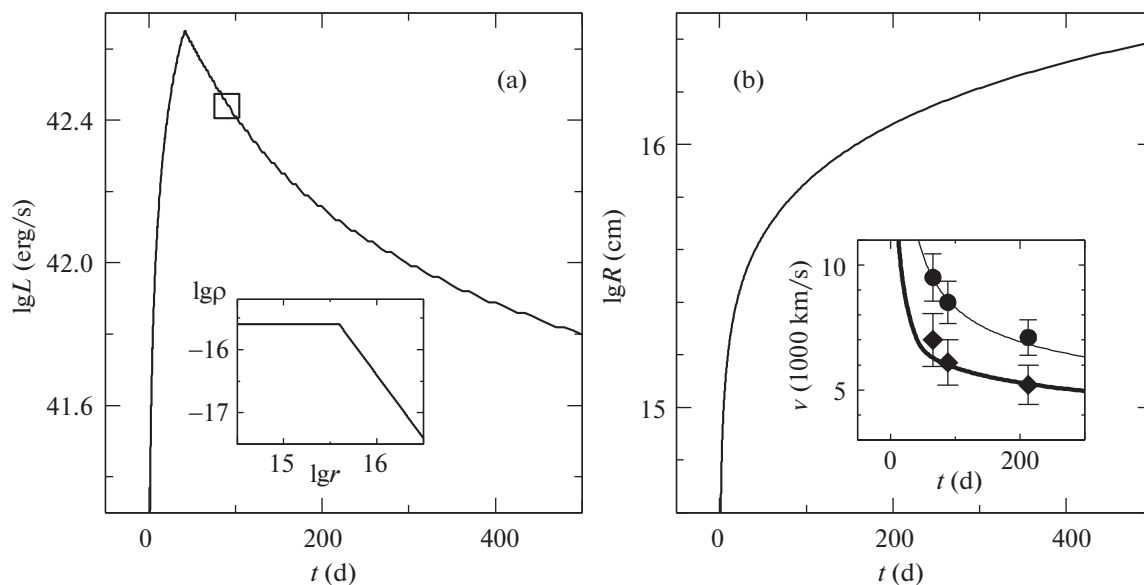


Рис. 6. Болومترическая кривая блеска (а) и радиус плотной оболочки (б) в модели взаимодействия оболочки сверхновой с околозвездным газом. На рисунке (а) приведена оценка болومترической светимости (квадрат) по фотометрии (Цветков, Павлюк, 2004); врезка — распределение плотности в ветре. На врезке рисунка (б) представлены модельная максимальная скорость невозмущенной оболочки сверхновой (тонкая линия) в сравнении со скоростью согласно $H\alpha$ (кружки) и модельная скорость плотной оболочки в сравнении с оценками по профилю $H\alpha$ (ромбы).

массы оболочки сверхновой. Например, модель с массой оболочки сверхновой $M = 1 M_{\odot}$ и кинетической энергией $E = 4.5 \times 10^{50}$ эрг воспроизводит наблюдения так же успешно, как и в случае $15 M_{\odot}$, при том же параметре плотности ветра. Причина вырождения по массе кроется в степенной зависимости плотности сверхновой от скорости, которая может быть одинаковой при разных комбинациях массы и энергии.

ОБСУЖДЕНИЕ

Параметр плотности ветра и его скорость (20 км с^{-1}) являются основными результатами интерпретации наблюдательных данных о сверхновой II_n SN 1997eg. Полученные значения предполагают темп потери массы предсверхновой $1.6 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$. Радиус внешней ударной волны на 213-й день после взрыва в нашей модели составляет 1.26×10^{16} см. При скорости ветра 20 км с^{-1} вещество на этом радиусе было потеряно предсверхновой за 200 лет до взрыва. Примечательно, что скорость ветра, полученная в работе, значительно (в 8 раз) меньше скорости ветра 160 км с^{-1} , принятой ранее.

Важнейшим пунктом новой интерпретации узких линий в SN 1997eg является утверждение, что высокие скорости, наблюдаемые в синем крыле узкой абсорбции $H\alpha$, обусловлены ускорением

вещества ветра в прекурсор ударной волны. Это предположение согласуется с интерпретацией аналогичного явления в абсорбции $H\alpha$ в SN 1998S (Чугай и др., 2002). Таким образом, на сегодня мы имеем два случая SN II_n, которые демонстрируют признаки ускорения ветра релятивистским прекурсором ударной волны в абсорбционном компоненте узкой линии $H\alpha$. Есть подозрение, что в спектре высокого разрешения SN 2002ic (SN II_n), полученного на 256-й день Котак и др. (2004), также наблюдается подобное явление в узком компоненте $H\alpha$: эмиссионный компонент имеет ширину FWHM около 80 км с^{-1} , тогда как синее крыло абсорбции простирается до 250 км с^{-1} . Ускорение газа в релятивистском прекурсоре наблюдается и в остатке сверхновой Тихо. Ли и др. (2007) зарегистрировали скорости газа перед ударной волной в диапазоне $60\text{--}130 \text{ км с}^{-1}$, которые они приписали ускорению газа в релятивистском прекурсоре, образованном ускоренными космическими лучами. Приведенный диапазон скоростей по отношению к скорости внешней ударной волны в остатке Тихо оставляет $0.03\text{--}0.06$. Перенося это отношение на случай SN 1997eg, следует ожидать, что при скорости внешней ударной волны $v_{fs} = 5000 \text{ км с}^{-1}$ скорость ветра перед ударной волной должна быть в интервале $150\text{--}300 \text{ км с}^{-1}$, что находится в согласии с наблюдаемой величиной.

Рассмотрим следствия ускорения космических лучей в SN 1997eg для интерпретации радиоизлучения, поскольку здесь впервые для радиосверхновых мы располагаем независимой оценкой плотности релятивистских частиц. На 177-й и 186-й дни поток радиоизлучения на 3.6 см от SN 1997eg составил 0.52 мЯн (Лэси и др., 1998). Поток соответствует светимости в радио $\nu L_\nu = 8.4 \times 10^{36}$ эрг с^{-1} . В межоблачном ветре с температурой $T = 10^6$ К и радиусом ударной волны $R = 1.24 \times 10^{16}$ см оптическая толщина для свободно-свободного поглощения на волне 3.6 см при $T = 10^6$ К равна 1.45 и, следовательно, непоглощенная светимость в радио составляет 3.6×10^{37} эрг с^{-1} . Предположим, что излучающие ускоренные электроны и усиленное магнитное поле однородно распределены в слое $\Delta R = 0.1R$ с плотностью энергии релятивистских электронов $\epsilon_e = 3K_{ep}p_c = 1.26 \times 10^{-2}$ эрг см^{-3} , где принято $K_{ep} = 10^{-2}$, стандартное отношение плотности энергии релятивистских электронов к плотности энергии протонов в космических лучах, учтено найденное выше отношение $p_c/\rho v_{fs}^2 = 0.06$, а также использованы $v_{fs} = 5200$ км с^{-1} и найденная плотность ветра. Лорентц-фактор электронов, вносящих основной вклад в излучение на 3.6 см, составляет $\gamma = 55B^{-0.5}$. При стандартном степенном спектре электронов $dn/dE \propto E^{-2}$ в интервале энергий $E_1 < E < E_2$ радиосветимость составляет $\nu L_\nu = \epsilon_e V/[2t_s \ln(E_2/E_1)]$, где V — излучающий объем, $t_s = 3m_e c^2/(4\sigma_T c W_m \gamma)$ — характерное время синхротронных потерь излучающих электронов и $W_m = B^2/8\pi$. При $E_1 = 1$ МэВ и $E_2 = 10^3$ МэВ получаем $\nu L_\nu = 1.3 \times 10^{38} B^{3/2}$ эрг с^{-1} . Отсюда следует, что согласие с величиной непоглощенной светимости в радио требует $B \approx 0.4$ Г. Примечательно, что эта величина лежит в пределах оценок магнитного поля 0.1–0.6 Г, полученных Шевалье (1998) для 12 радиосверхновых на основе анализа синхротронного самопоглощения. Таким образом, полученная оценка магнитного поля в SN 1997eg требует значительного усиления первоначального поля, но сама по себе величина является довольно типичной для радиосверхновых.

Полезно сопоставить модельную и наблюдаемую светимость $\text{H}\alpha$ для проверки адекватности модели широких линий. В модели на 204-й день оптическая толщина по томсоновскому рассеянию в оболочке сверхновой равна $\tau_T = 0.6$. При радиусе плотной оболочки на этой стадии $r = 1.26 \times 10^{16}$ см получаем оценку средней электронной концентрации в оболочке сверхновой $n_e = 7.2 \times 10^7$ см^{-3} . Предполагая солнечное содержание водорода и

используя эффективный коэффициент рекомбинации для $\text{H}\alpha$ в случае $C \alpha_{32} = 3.4 \times 10^{-13}$ $\text{см}^3 \text{с}^{-1}$ при $T_e = 5000$ К (Остерброк, 1989), находим рекомбинационную светимость оболочки сверхновой в $\text{H}\alpha$ $L_{sn} = 4.4 \times 10^{40}$ эрг с^{-1} . Поскольку вклад оболочки сверхновой в светимость $\text{H}\alpha$ составляет 0.27, то полная светимость $\text{H}\alpha$ в модели равна 1.6×10^{41} эрг с^{-1} , что согласуется с наблюдаемой светимостью $\text{H}\alpha$ на 220-й день 1.7×10^{41} эрг с^{-1} (Саламанка и др., 2002).

Интересно понять, в какой мере найденная величина параметра плотности ветра согласуется с другими наблюдательными данными. В рамках нашей модели можно определить светимость корональной линии $[\text{Fe X}] 6374 \text{ \AA}$ на 198-й день и сопоставить ее с наблюдаемой светимостью линии 1.5×10^{38} эрг с^{-1} (Саламанка и др., 2002) при расстоянии 40 Мпк. Максимальная доля Fe X по отношению ко всему железу $f_{10} = 0.33$ достигается при температуре $\approx 10^6$ К (Бургесс, Ситон, 1964). Коэффициент столкновительного возбуждения при данной температуре в линии $[\text{Fe X}] 6374 \text{ \AA}$ составляет 3.8×10^{-9} $\text{см}^3 \text{с}^{-1}$ (Аггарвал, Кинан, 2005). Для оценки меры эмиссии учтем величину радиуса ударной волны на рассматриваемый момент 1.24×10^{16} см, параметр плотности ветра $w = 5 \times 10^{16}$ г см^{-1} и предположим солнечный состав. В этом случае модельная светимость линии $[\text{Fe X}] 6374 \text{ \AA}$ совпадает с наблюдаемой, если массовая доля межоблачного горячего газа, ответственная за излучение $[\text{Fe X}] 6374 \text{ \AA}$, составляет $f_{ic} = 0.6$, вполне разумное допущение, чтобы говорить о согласии между моделью и наблюдениями.

Другая оценка плотности ветра может быть получена из отношения небулярных и авроральной линий $[\text{O III}]$. С учетом ошибок в определении наблюдаемых потоков линий $[\text{O III}]$ в спектре на 198-й день (Саламанка и др., 2002, рис. 3) отношение потоков $F(5007 + 4959)/F(4363)$ оказывается в пределах 0.5–1. При температуре 10^5 К, соответствующей максимальной доли иона O III (Берингер, 1998), указанные пределы отношения потоков линий с использованием теоретической зависимости отношения от температуры и электронной концентрации (Остерброк, 1989) приводят к оценке электронной концентрации $(0.75 - 1.7) \times 10^7$ см^{-3} . Эти величины согласуются с плотностью ветра перед ударной волной, которой соответствует электронная концентрация $n_e = 1.4 \times 10^7$ см^{-3} .

Найденная скорость ветра (20 км с^{-1}) означает, что предсверхновая SN 1997eg была красным сверхгигантом, а не LBV-сверхгигантом, как ранее предполагалось на основе высокой скорости ветра (Саламанка и др., 2002; Хоффман и др., 2008). Некоторые SN IIп действительно ассоциируются с LBV-сверхгигантами, например SN 2009ip. В этом случае скорость ветра 240 км с^{-1} (Пасторелло и др., 2013), причем предсверхновая с высокой светимостью была отождествлена с LBV-сверхгигантом с начальной массой $\gtrsim 60 M_{\odot}$ на основе данных фотометрии (Фоли и др., 2011) еще до основного взрыва 2012 г. Представление о массе предсверхновой SN 1997eg можно получить из анализа выборки 255 красных сверхгигантов в галактике M31 (Мэсси, Эванс, 2016). На HR-диаграмме эта выборка лежит ниже трека $37 M_{\odot}$. Таким образом, есть основание полагать, что начальная масса предсверхновой SN 1997eg была $< 40 M_{\odot}$. Естественный нижний предел близок к $25 M_{\odot}$, поскольку согласно стандартным представлениям звезды из интервала $9\text{--}25 M_{\odot}$ взрываются как SNe IIп (Вусли и др., 2002). Интересно, что зависимость темпа потери массы красными сверхгигантами от светимости $\dot{M} = 10^{-4}(L/10^5 L_{\odot})^{2.1} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$, предложенная Саласнич и др. (1999), для темпа потери массы предсверхновой SN 1997eg приводит к оценке начальной массы $\approx 30 M_{\odot}$ в согласии с указанными пределами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ имеющихся спектральных и фотометрических наблюдений SN 1997eg на основе предложенных модели формирования широких и узких линий в спектрах и модели ударного взаимодействия оболочки сверхновой SN 1997eg с околозвездным ветром позволил определить параметры, характеризующие потерю массы предсверхновой в течение 200 лет перед взрывом: скорость ветра (20 км с^{-1}) и темп потери массы ($1.6 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$) предсверхновой SN 1997eg. Полученная плотность ветра согласуется с величиной, независимо определенной по потоку в корональной линии [Fe X] 6374 Å. Параметры ветра указывают на то, что предсверхновая на заключительном этапе эволюции была красным сверхгигантом с высоким темпом потери массы. Масса предсверхновой на главной последовательности вероятно находилась в интервале $25\text{--}40 M_{\odot}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аггарвал, Кинан (K.M. Aggarwal and F.P. Keenan), *Astron. Astrophys.* **431**, 1215 (2005).
2. Берингер (H. Böhringer), *Lecture Not. Phys.* **506**, 341 (1998).

3. Блондин, Эллисон (J.M. Blondin and D.C. Ellison), *Astrophys. J.* **560**, 244 (2001).
4. Бургесс, Ситон (A. Burgess and M.J. Seaton), *MNRAS* **127**, 355 (1994).
5. Вусли и др. (S.E. Woosley, S.I. Blinnikov, and A. Heger), *Nature* **450**, 390 (2007).
6. Вусли и др. (S.E. Woosley, A. Heger, and T.A. Weaver), *Rev. Mod. Phys.* **74**, 1015 (2002).
7. Герасимович (B.P. Gerasimovič), *Zeitschrift für Astrophysik* **7**, 335 (1933).
8. Джулиани (J.L. Giuliani), *Astrophys. J.* **245**, 903 (1981).
9. Друри, Фолк (L. O'C. Drury and J.H. Völk), *Astrophys. J.* **248**, 344 (1981).
10. Клейн и др. (R.I. Klein, C.F. McKee, and P. Colella), *Astrophys. J.* **420**, 213 (1994).
11. Котак и др. (R. Kotak, W.P.S. Meikle, A. Adamson, and S.K. Leggett), *MNRAS* **354**, L13 (2004).
12. Ли и др. (J.-J. Lee, B.-C. Koo, J. Raymond, P. Ghavamian, T.-S. Pyo, A. Tajitsu, and M. Hayashi), *Astrophys. J.* **659**, 133 (2007).
13. Лэси и др. (C.K. Lacey, K.W. Weiler, R.A. Sramek, and C.D. van Dyk), *IAU Circ.* 7068 (1998).
14. Мэсси, Эванс (P. Massey and K.A. Evans), *Astrophys. J.* **826**, 224 (2016).
15. Накано, Аоки (S. Nakano and M. Aoki), *IAU Circ.* 6790 (1997).
16. Остерброк (D.E. Osterbrock), *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei* (Mill Valley, California, Univer. Sci. Books, 1989), p. 19.
17. Пасторелло и др. (A. Pastorello, E. Cappellaro, C. Inserra, S.J. Smartt, G. Pignata, S. Benetti, S. Valenti, M. Fraser, et al.), *Astrophys. J.* **767**, 1 (2013).
18. Саламанка и др. (I. Salamanca, R.J. Terlevich, and G. Tenorio-Tagle), *MNRAS* **330**, 844 (2002).
19. Саласнич и др. (B. Salasnich, A. Bressan, and C. Chiosi), *Astron. Astrophys.* **342**, 131 (1999).
20. Смит, МакКрей (N. Smith and R. McCray), *Astrophys. J.* **671**, 17 (2007).
21. Статакис, Садлер (R.A. Stathakis and E.M. Sadler), *MNRAS* **250**, 786 (1991).
22. Филиппенко (A.V. Filippenko), *Supernovae* (Springer Verlag, New York, 1991), p. 467.
23. Филиппенко, Барт (A.V. Filippenko and A. J. Barth), *IAU Circ.* 6794 (1997).
24. Хелдер и др. (E.A. Helder, J. Vink, C.G. Bassa, A. Bamba, J.A.M. Bleeker, S. Funk, P. Ghavamian, K.J. van der Heyden, F. Verbunt, and R. Yamazaki), *Science* **325**, 719 (2009).
25. Хоффман и др. (J. Hoffman, D.C. Leonard, R. Chornock, Ryan, A.V. Filippenko, A.J. Barth, and T. Matheson), *Astrophys. J.* **688**, 118 (2008).

26. Цветков Д.Ю., Павлюк Н.Н., Письма в Астрон. журн. **30**, 37 (2004) [D.Yu. Tsvetkov and N.N. Pavlyuk, *Astron. Lett.* **30**, 32 (2004)].
27. Фоли и др. (R.J. Foley, E. Berger, O. Fox, E.M. Levesque, P.J. Challis, I.I. Ivans, J.E. Rhoads, and A.M. Soderberg), *Astrophys. J.* **732**, 32 (2011).
28. Чугай (N.N. Chugai), *MNRAS* **400**, 866 (2009).
29. Чугай и др. (N.N. Chugai, R.A. Chevalier, and P. Lundqvist), *MNRAS* **355**, 627 (2004).
30. Чугай и др. (N.N. Chugai, S.I. Blinnikov, A. Fassia, P. Lundqvist, W.P.S. Meikle, and E.I. Sorokina), *MNRAS* **330**, 473 (2002).
31. Чугай, Данцигер (N.N. Chugai and I.J. Danziger), *MNRAS* **268**, 173 (1994).
32. Шевалье (R.A. Chevalier), *Astrophys. J.* **499**, 810 (1998).
33. Шевалье, Блондин (R.A. Chevalier and J.M. Blondin), *Astrophys. J.* **444**, 312 (1995).
34. Шевалье (R.A. Chevalier), *Astrophys. J.* **259**, 302 (1982).
35. Ярон, Гал-Ям (O. Yaron and A. Gal-Yam), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **124**, 668 (2012).