

ОКОЛОЗВЕЗДНАЯ ОБОЛОЧКА И СВЕЧЕНИЕ ПРЕДСВЕРХНОВОЙ SN 2020tlf

© 2022 г. Н. Н. Чугай^{1*}, В. П. Утробин^{2, 1}

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

²НИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия

Поступила в редакцию 21.04.2022 г.

После доработки 05.05.2022 г.; принята к публикации 05.05.2022 г.

Исследовано явление плотной околозвездной оболочки и мощного свечения предсверхновой SN 2020tlf (тип IIр). Моделирование линии H α и ударного взаимодействия с околозвездным веществом предполагает радиус околозвездной оболочки $\sim 10^{15}$ см и массу $\sim 0.2 M_{\odot}$, потерянную предсверхновой в течение ~ 6 лет перед взрывом. Спектральные и фотометрические наблюдения сверхновой после взрыва не показывают явных признаков вещества, потерянного в период высокой светимости предсверхновой. Это вещество, однако, могло присутствовать во внутренней зоне околозвездной оболочки. Предлагается гидродинамическая модель последствий вспышки с энергией 5×10^{48} эрг в конвективной зоне ядерного горения. Модель предсказывает сброс внешних слоев предсверхновой (около $0.1 M_{\odot}$) и свечение в течение сотен дней на уровне 10^{40} эрг с⁻¹ в согласии с наблюдаемой светимостью предсверхновой. Предлагается механизм Лайтхилла генерации акустических волн турбулентностью в конвективной зоне ядерного горения для объяснения явления компактных околозвездных оболочек в сверхновых, связанных с гравитационным коллапсом.

Ключевые слова: звезды — эволюция; звезды сверхновые — SN 2020tlf.

DOI: 10.31857/S032001082206002X

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы в физике сверхновых, обусловленных гравитационным коллапсом (CCSN), привлекает внимание проблема мощной потери массы предсверхновыми в течение последнего года—десятилетия перед взрывом. Не вызывает сомнений, что это явление как-то связано с интенсивным термоядерным горением на финальной стадии эволюции, но в деталях физическая связь пока не вполне ясна.

Признаки мощной потери массы предсверхновой проявляются в спектрах сверхновых на ранней стадии в виде характерных эмиссионных линий (узкое ядро и широкие крылья) водорода (если он есть), He II и N III. Такие линии впервые наблюдались в раннем спектре сверхновой III L SN 1998S (Фассия и др., 2001), и они обусловлены свечением компактной ($\sim 10^{15}$ см) околозвездной оболочки с большой оптической толщиной по томсоновскому рассеянию (Чугай, 2001). Подобные компактные плотные оболочки обнаружены в сверхновых IIр (Ярон и др., 2017) и Ibп (Пасторелло и др., 2015).

В этом ряду находится сверхновая типа II SN 2020tlf, которую следует отнести к типу IIр, поскольку кривая блеска имеет плато с резким переходом на радиоактивный хвост после 100-го дня. Эта сверхновая интересна тем, что, помимо признаков компактной околозвездной оболочки в спектре на 10-й день после взрыва, в течение 130 дней до взрыва наблюдалось свечение предсверхновой со сверх-эддингтоновской светимостью на уровне $\approx 10^{40}$ эрг с⁻¹, которое предположительно связано с процессом формирования околозвездной оболочки (Джекобсон-Галан и др., 2022). Авторы приходят к выводу, что именно вещество, потерянное на стадии высокой светимости предсверхновой, наблюдалось на 10-й день в виде характерных эмиссионных линий. Моделирование кривой блеска и спектров предполагает, что околозвездная оболочка сформирована ветром с темпом потери массы $0.01 M_{\odot}$ год⁻¹ и ограничена радиусом $\sim 10^{15}$ см (Джекобсон-Галан и др., 2022).

Этот сценарий, однако, нуждается в некоторых оговорках. Гидродинамическое моделирование сброса оболочки в результате выделения энергии 5×10^{48} эрг в ядре предсверхновой показывает,

* Электронный адрес: nchugai@inasan.ru

что сброшенное вещество красного сверхгиганта расширяется со скоростью около 50 км с^{-1} (Дессарт и др., 2010). С учетом радиуса предсверхновой радиус околозвездной оболочки за 130 дней должен достичь $r \sim R_0 + (130 \text{ д}) \times (50 \text{ км с}^{-1}) \sim 10^{14} \text{ см}$. Это означает, что после взрыва сверхновой данная оболочка сгребается внешней ударной волной со скоростью $\sim 10^4 \text{ км с}^{-1}$ за время порядка одного дня. С другой стороны, интенсивные эмиссионные линии околозвездной оболочки наблюдались в спектре на 10-й день после взрыва, откуда следует, что излучающий околозвездный газ не связан с веществом, потерянным в период высокой светимости пресверхновой и вопрос о структуре и массе околозвездной оболочки в SN 2020tlf остается открытым.

Центральной все же является проблема механизма мощного свечения предсверхновой в течение 130 дней и величины массы, потерянной за этот период. Одно из объяснений усиленной потери массы перед взрывом основано на явлении генерации гравитационных гидродинамических волн в результате бурной конвекции в зоне горения C, O, Ne. Гравитационные волны предположительно конвертируются в акустические, которые диссипируют в оболочке предсверхновой, вызывая усиленную потерю массы (Кватаэрт, Шиоде 2012; Леунг и др., 2021). Альтернативный сценарий (Джекобсон-Галан и др., 2022) предполагает быстрое выделение во внутренней зоне звезды ядерной энергии порядка энергии связи вышележащей оболочки, которое порождает ударную волну и последующий сброс вещества. Такой механизм исследован ранее. Было показано, что сброс оболочки сопровождается длительным интенсивным свечением в течение сотен дней (Дессарт и др., 2010). Данный механизм, однако, не был исследован в приложении к SN 2020tlf.

Наша работа преследует две основные цели:

1) исследование структуры и параметров околозвездной оболочки на основе моделирования линии $\text{H}\alpha$ в спектре на 10-й день в сочетании с моделированием кривой блеска, обусловленной взаимодействием сверхновой с околозвездным газом;

2) моделирование сброса массы предсверхновой и длительного свечения в результате выделения энергии в зоне ядерного горения.

В соответствии с поставленными задачами в разделе 2 описаны методы моделирования, в разделе 3 приведены результаты моделирования, которые будут обсуждены в последнем разделе.

2. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ МОДЕЛИ

Анализ наблюдательных данных и получение результатов основаны на применении трех различных моделей: (i) модель формирования линии $\text{H}\alpha$, излучаемой в расширяющейся околозвездной оболочке с большой томсоновской оптической толщиной; (ii) модель ударного взаимодействия сверхновой с околозвездным веществом; (iii) гидродинамическая модель выброса массы и ее высвечения в результате выделения энергии в центральной зоне предсверхновой.

2.1. Два компонента околозвездной оболочки

Предшествующее моделирование болометрической кривой блеска (Джекобсон-Галан и др., 2022) предполагает, что предсверхновая SN 2020tlf была красным сверхгигантом с начальной массой около $12 M_{\odot}$ и радиусом $R_0 \sim 500\text{--}1100 R_{\odot}$. Вещество, потерянное предсверхновой в период мощной светимости (130 дней), к моменту взрыва занимало область $r \lesssim r_1 = R_0 + (130 \text{ дней}) \times (50 \text{ км/с}) \sim 10^{14} \text{ см}$, тогда как газ, который наблюдался в эмиссионных линиях на 10-й день после взрыва, занимал зону радиуса $r_2 = (10^4 \text{ км/с}) \times (10 \text{ дней}) \sim 10^{15} \text{ см}$.

Приведенные оценки указывают на то, что околозвездная оболочка SN 2020tlf имеет двухкомпонентную структуру, которая характеризуется наличием “ядра” радиусом $r_1 \sim 10^{14} \text{ см}$, предположительно связанного со сбросом оболочки ударной волной, и “гало” радиусом $r_2 \sim 10^{15} \text{ см}$, которое предположительно является ветром, истекавшим до вспышки предсверхновой. В модели кривой блеска сверхновой предполагается, что ядро имеет однородную плотность в пределах $r < r_1$, тогда как распределение плотности в гало $r_1 < r < r_2$ соответствует стационарному ветру $\rho = Ar^{-2}$. На самом деле, детали распределения вещества в ядре околозвездной оболочки не существенны, поскольку это вещество сгребается сверхновой после взрыва в течение 1–2 дней и практически не проявляется в наблюдениях.

2.2. Моделирование $\text{H}\alpha$

Линия $\text{H}\alpha$ на 10-й день после взрыва сверхновой формируется перед внешней ударной волной. Из-за сильного высвечивания внешняя ударная волна практически совпадает с холодной плотной оболочкой (ХПО), которая формируется между внешней и обратной ударными волнами. На рассматриваемой стадии оптическая толщина ХПО велика, так что фотосфера совпадает с ХПО. В принятой нами модели область формирования $\text{H}\alpha$

представляет собой ветер ($\rho = Ar^{-2}$) между фотосферой и внешним радиусом ($r_p < r < r_2$); радиус ХПО на 10-й день вычисляется в модели взаимодействия сверхновой с околозвездной оболочкой.

На ранней стадии излучение сверхновой существенно ускоряет газ перед ударной волной, в результате чего к начальной скорости расширения околозвездного газа ($u_0 \approx 50 \text{ км с}^{-1}$) прибавляется скорость, обусловленная ускорением газа излучением сверхновой

$$u_{ac} = \frac{kE_r}{4\pi r^2 c} = 90E_{r,49}r_{15}^{-2} \text{ км с}^{-1}, \quad (1)$$

где непрозрачность $k = 0.34 \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$ и c — скорость света. Скорость u_{ac} непосредственно перед ударной волной рассчитывается в модели взаимодействия сверхновой с околозвездной оболочкой.

Спектр $\text{H}\alpha$ моделируется методом Монте-Карло, в котором разыгрывается история фотона, излучаемого в оболочке в пределах локального теплового профиля. Фотон может покинуть оболочку после многократного томсоновского рассеяния на тепловых электронах расширяющейся оболочки, а может погибнуть при столкновении с фотосферой с вероятностью $1 - \Omega$, где Ω — альbedo фотосферы. В процессе блуждания $\text{H}\alpha$ кванта учитываются изменение частоты в сопутствующей системе и перераспределение частоты фотона при томсоновском рассеянии на тепловых электронах. Изменение частоты фотона при рассеянии разыгрывается в рамках усредненной по углам функции перераспределения частоты при рассеянии на тепловых электронах (Хаммер, Михалас, 1967) с поправкой на эффект комптонизации (обмен энергией между электронами и фотонами). Электронная температура предполагается постоянной вдоль радиуса. Оптимальные спектральная модель (SM) и гидродинамическая модель (HM) взаимодействия сверхновой с околозвездной оболочкой являются результатом итеративного процесса $\text{HM} \rightarrow \text{SM} \rightarrow \text{HM} \rightarrow \text{SM} \dots$

2.3. Взаимодействие сверхновой с околозвездным газом

Гидродинамика взаимодействия оболочки сверхновой с околозвездной оболочкой описывается в приближении тонкого слоя (Джулиани, 1981; Шевалье, 1982) с учетом ускорения внешней ударной волны в области крутого ($\rho \propto r^{-\omega}$, $r > r_2$, $\omega > 3$) падения плотности околозвездной оболочки после перехода ударной волны к адиабатическому режиму. Подобная модель взаимодействия сверхновой с околозвездной оболочкой использовалась ранее (Чугай, 2022), и потому ограничимся лишь кратким описанием.

Кинетическая светимость внешней ударной волны и обратной ударной волны конвертируется в рентгеновское излучение, которое, будучи поглощенным невозмущенной оболочкой сверхновой, веществом ХПО и околозвездным газом, перерабатывается в наблюдаемое оптическое излучение. Рентгеновская светимость ударной волны в момент t получается умножением кинетической светимости ударной волны на радиационную эффективность $\eta = t/(t + t_c)$, где t_c — время охлаждения горячего газа ударной волны с функцией охлаждения согласно Сазерлэнд и Дорита (1993). Поглощенная доля рентгеновской светимости определяется с использованием спектра тормозного излучения ударной волны и коэффициента поглощения $k_X = 100(h\nu/1 \text{ кэВ})^{-8/3} \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$.

Модельная болометрическая светимость в момент t предполагает мгновенную переработку поглощенного рентгеновского излучения в выходящее оптическое излучение. Однако на начальной стадии длительностью порядка времени диффузии фотонов в околозвездной оболочке t_{dif} , определяемого условием $t_{\text{dif}} = t_{\text{esc}} = t$, где $t_{\text{esc}} = 0.5\tau r/c$ — среднее время выхода фотона из однородной сферы радиуса r и оптической толщиной τ с центральным источником (Сюняев, Титарчук, 1980), диффузионную задержку выхода фотонов из околозвездной оболочки следует учитывать. Это сделано по упрощенной схеме: болометрическая светимость, рассчитанная без учета диффузии, умножается на сглаженную ступенчатую функцию от $S(x) = x^9/(1 + x^9)$, где $x = t/t_{\text{dif}}$. Модельная болометрическая кривая блеска является суперпозицией светимости, обусловленной ударным взаимодействием с околозвездным газом, и диффузионной светимости сверхновой, рассчитанной в рамках аналитической модели (Арнетт, 1980).

Модель взаимодействия сверхновой с околозвездной оболочкой нацелена на описание начальной стадии ($t < 100$ дней) болометрической кривой блеска и максимальной скорости невозмущенной оболочки сверхновой. Нижний предел этой скорости $v_{\text{max}} = 5400 \pm 200 \text{ км с}^{-1}$ на 95-й день получен из максимальной лучевой скорости в синем крыле абсорбционной линии $\text{Ca II } 8498 \text{ \AA}$ (Джекобсон-Галан и др., 2022). Поскольку при данной плотности околозвездной оболочки кривая блеска и максимальная скорость сверхновой перед обратной ударной волной зависят от кинетической энергии и массы оболочки сверхновой, мы принимаем предельную величину энергии для нейтринного механизма 2×10^{51} эрг (Янка, 2017), а массу считаем свободным параметром. Начальная модель сверхновой предполагает гомологическое расширение с распределением плотности $\rho = \rho_0/[1 + (v/v_0)^n]$,

Таблица 1. Параметры модели $\text{Na}\alpha$

Модель	A (г/см)	r_2 (см)	T_e (К)
A	3.2(16)	1.2(15)	10 000
B	3.2(16)	0.8(15)	10 000
C	1.6(16)	1.2(15)	10 000
D	3.2(16)	1.2(15)	20 000

Примечание. В скобках указана степень десяти.

Таблица 2. Параметры околозвездной оболочки

Параметр	Ядро	Гало
Радиус, см	2.7(14)	1.2(15)
Масса, M_\odot	0.14 M_\odot	0.22 M_\odot
Скорость расширения, км с ⁻¹	45	50

Примечание. Для радиуса в скобках указана степень десяти.

где v_0 и ρ_0 фиксируются массой и кинетической энергией оболочки при $n = 8$.

2.4. Моделирование выброса массы и свечения предсверхновой

Исходной моделью предсверхновой является звезда с начальной массой $12 M_\odot$ в гидростатическом равновесии на стадии, предшествующей коллапсу (Вусли и др., 2002). Выбор звезды с массой $12 M_\odot$ продиктован предшествующим выводом о том, что прародителем SN 2020tlf была звезда с начальной массой $10\text{--}12 M_\odot$ (Джекобсон-Галан и др., 2022).

В рамках радиационной гидродинамики с помощью кода CRAB (Утробин, 2007) рассчитывается эволюция возмущения, порождаемого мгновенным выделением внутренней энергии E_{dep} на уровне с массовой координатой m_{dep} . По аналогии с работой Дессарта и др. (2010), в которой исследованы эффекты выделения внутренней энергии на уровне $m_{\text{dep}} = 1.8 M_\odot$, мы не уточняем детали вспышки термоядерного горения C, O, Ne, а лишь заметим, что достаточно сгорания $0.01 M_\odot$ C и/или O, чтобы обеспечить энергию $E_{\text{dep}} \approx 2 \times 10^{49}$ эрг. Как увидим ниже, величина E_{dep} должна составлять некоторую существенную долю (q) от энергии связи E_b вещества, лежащего выше уровня m_{dep} , для того чтобы гидродинамическое возмущение вызвало наблюдаемое свечение предсверхновой.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

3.1. Параметры гало околозвездной оболочки

Ключевым параметром спектральной модели $\text{Na}\alpha$ является оптическая толщина околозвездной оболочки по томсоновскому рассеянию τ . Целесообразно, однако, вместо оптической толщины использовать внешний радиус однородной оболочки r_2 , который определяется шириной начального пика кривой блеска, и параметр плотности ветра A .

Для описания кривой блеска и скорости расширения в сочетании с $\text{Na}\alpha$ предпочтительна величина $r_2 = 1.2 \times 10^{15}$ см. На момент первого спектра (10-й день после взрыва) радиус ХПО (т.е. фотосферы) в модели взаимодействия сверхновой с околозвездной оболочкой составляет $r_p = 6.4 \times 10^{14}$ см. Фотосфера предполагается полностью поглощающей ($\Omega = 0$).

Четыре модели $\text{Na}\alpha$ на рис. 1 различаются плотностью, радиусом r_2 и электронной температурой (T_e) (табл. 1). Полная скорость расширения является суммой $u = u_0 + u_{\text{ac}}$ с начальной скоростью газа $u_0 = 50$ км с⁻¹. На 10-й день скорость u_{ac} , обусловленная ускорением излучением сверхновой, согласно модели взаимодействия равна 270 км с⁻¹ на радиусе r_p и 80 км с⁻¹ на радиусе r_2 . Между этими крайними значениями изменение скорости аппроксимируется линейным законом. Модели сравниваются с наблюдаемым спектром в системе покоя при красном смещении сверхновой 2369 км с⁻¹, которое на 144 км с⁻¹ меньше красного смещения 2513 км с⁻¹ родительской галактики NGC 5731 (NED). Отличие красного смещения сверхновой от красного смещения родительской галактики предположительно обусловлено вкладом скорости вращения диска, поскольку галактика видна практически с ребра (угол наклона $i = 82^\circ$, NED), а смещение сверхновой относительно ядра составляет 9". К сожалению, данные о кривой вращения, которые могли бы подтвердить это объяснение, отсутствуют.

Стандартная модель A (табл. 1) наилучшим образом описывает наблюдаемый профиль. Модель B с меньшим радиусом гало отражает эффект уменьшения томсоновской оптической толщины оболочки. Модели C и D показывают довольно выраженные эффекты меньшей плотности оболочки и большей электронной температуры. Основные параметры гало околозвездной оболочки даны в табл. 2.

Приведенные параметры околозвездной оболочки используются в модели ударного взаимодействия сверхновой с околозвездным газом. Масса и радиус ядра околозвездной оболочки соответствуют модели свечения предсверхновой (см. ниже). Представленные две модели и стандартная модель

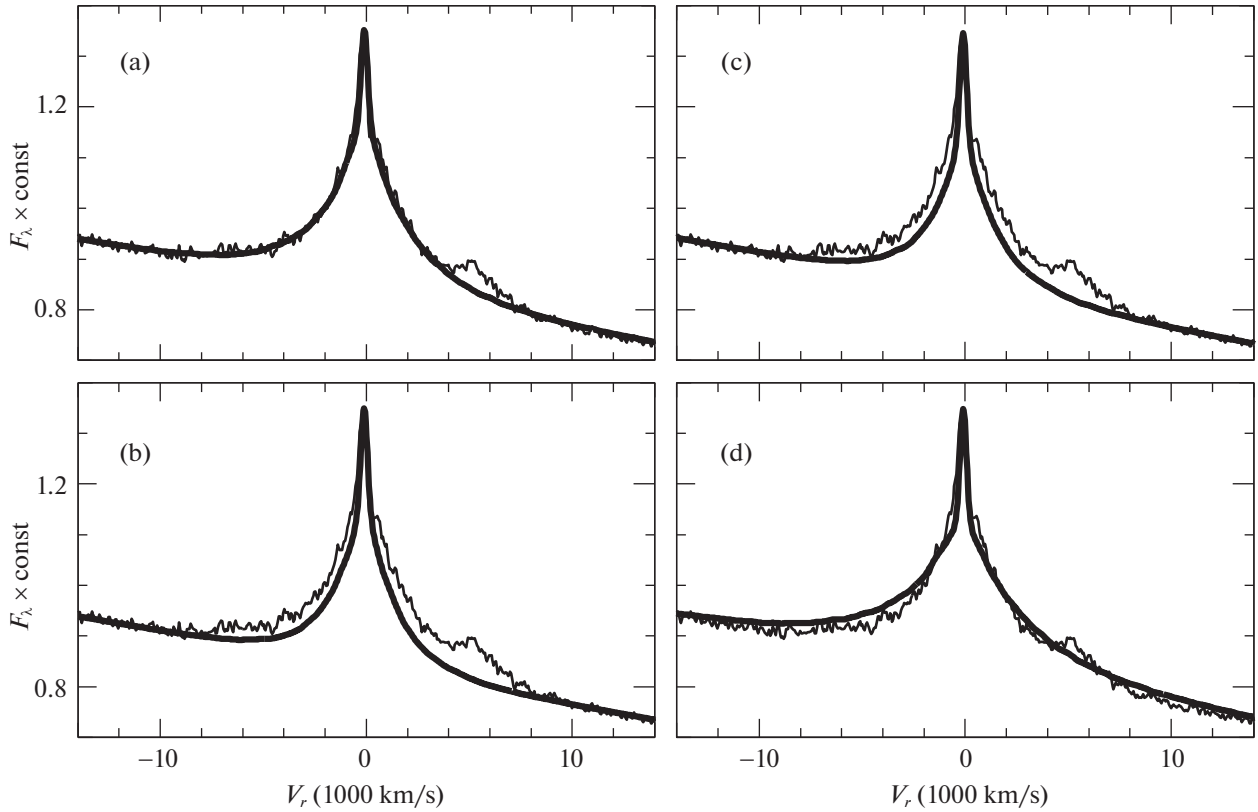


Рис. 1. Модельный спектр $H\alpha$ в сравнении с наблюдаемым спектром (тонкая линия). Панели (a), (b), (c), (d) показывают соответственно модели A, B, C, D (табл. 1). Эмиссионная линия около $+5000 \text{ км с}^{-1}$ принадлежит $\text{He I } 6678\text{\AA}$, которая отсутствует в модели.

(рис. 2) имеют массу оболочки сверхновой $9 M_{\odot}$, кинетическую энергию $E = 2 \times 10^{51}$ эрг и радиус предсверхновой $550 R_{\odot}$. В этой модели масса ядра околозвездной оболочки составляет $0.14 M_{\odot}$ и параметр плотности гало $A = 3.2 \times 10^{16} \text{ г см}^{-1}$. Во второй модели (рис. 3) ядро отсутствует и распределение плотности во всей оболочке $\rho = Ar^{-2}$ с параметром $A = 3.8 \times 10^{16} \text{ г см}^{-1}$. Обе модели приводят к идентичному описанию кривой блеска и скорости расширения. Таким образом, существование ядра околозвездной оболочки и, следовательно, эпизода мощной потери массы, связанного с высокой светимостью предсверхновой, не сказывается значительно на кривой блеска сверхновой. Заметим, что при степенном распределении плотности внешних слоев оболочки сверхновой $\rho \propto 1/v^n$ эффект взаимодействия оказывается неизменным, если M и E связаны соотношением $E \propto M^{(n-5)/(n-3)}$.

Максимум светимости в интервале $0 \leq t < 27$ дней обусловлен ударным взаимодействием сверхновой с околозвездной оболочкой. При $t \geq 27$ дней внешняя ударная волна становится адиабатиче-

ской и ее вклад в светимость значительно уменьшается. Полная ширина максимума светимости существенно зависит от радиуса гало околозвездной оболочки, что позволяет оценить r_2 .

3.2. Вспышка предсверхновой

Моделирование гидродинамического эффекта выделения энергии в центральной зоне предсверхновой для широкого набора массовой координаты слоя вспышки m_{dep} и величины энергии вспышки E_{dep} показывает, что отношение $q = E_{\text{dep}}/E_b$ должно находиться в диапазоне $q \sim 0.2 \dots 0.3$ для того, чтобы объяснить светимость предсверхновой на уровне $10^{40} \text{ эрг с}^{-1}$ в течение нескольких сотен дней. Это обстоятельство иллюстрируют модели m2a и m1.4 с $m_{\text{dep}} = 2 M_{\odot}$ и $m_{\text{dep}} = 1.4 M_{\odot}$ соответственно (табл. 3). Обе модели имеют сходные кривые блеска и близкие значения q (0.23 и 0.255) при том, что величина E_{dep} отличается на порядок.

Модель m2a, принятая в качестве стандартной, описывает свечение предсверхновой (рис. 4), если вспышка произошла около 390 дней до взрыва

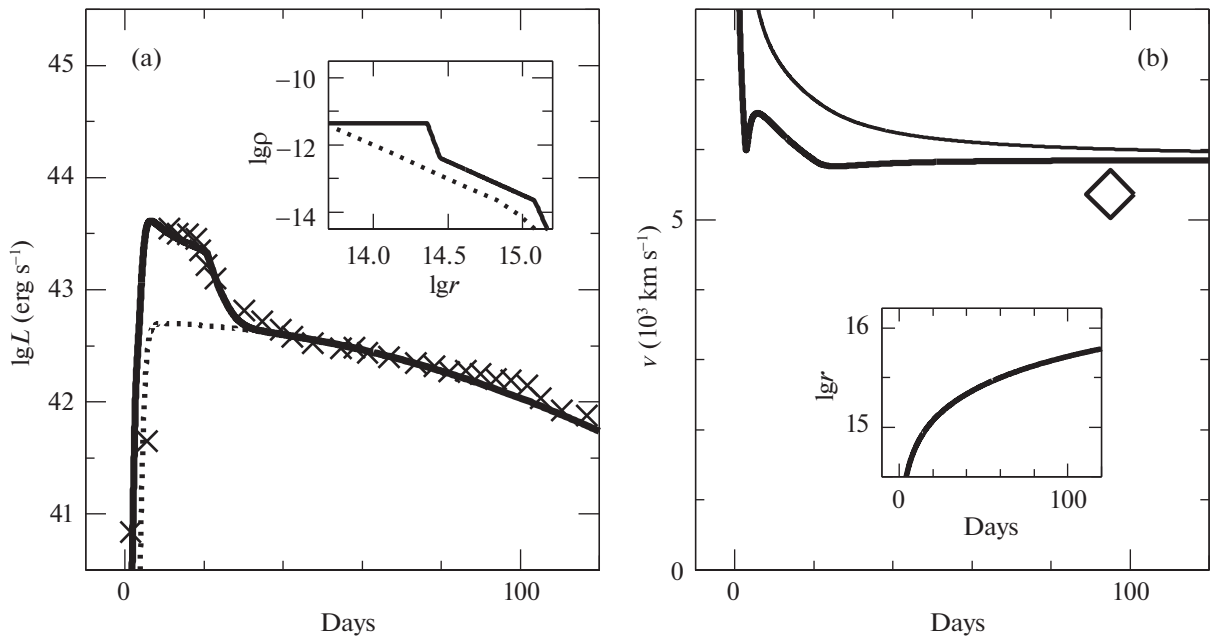


Рис. 2. (а) — Модельная болометрическая кривая блеска (толстая линия) в сравнении с наблюдательной кривой блеска (кресты). Диффузионная светимость сверхновой без учета взаимодействия с околозвездным веществом показана пунктиром. На вкладке показано распределение плотности в околозвездной оболочке (сплошная линия) в сравнении с распределением плотности из работы Джекобсона-Галан и др. (2022) (пунктир). (б) — Модельная скорость ХПО (толстая линия) и граничная скорость невозмущенной оболочки сверхновой (тонкая линия). Максимальная скорость, найденная по линии Ca II 8498 Å в спектре на 95-й день, показана ромбом. На вкладке представлена эволюция радиуса ХПО.

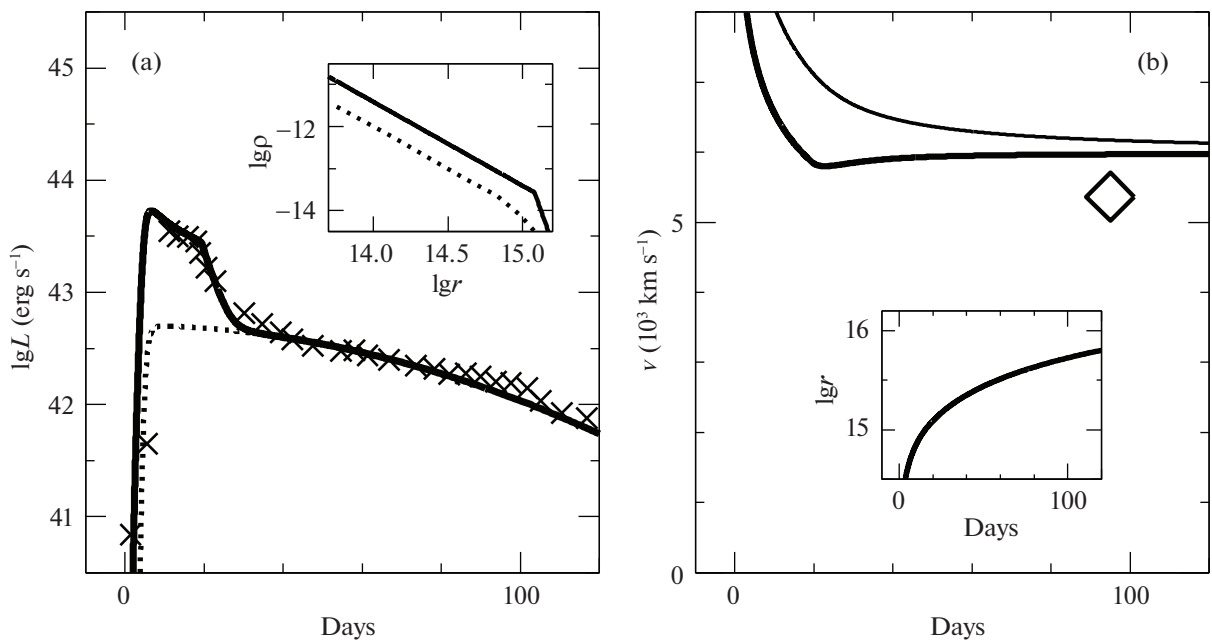


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, но при распределении плотности в околозвездной оболочке $\rho \propto r^{-2}$. Эта модель также согласуется с наблюдаемыми ограничениями.

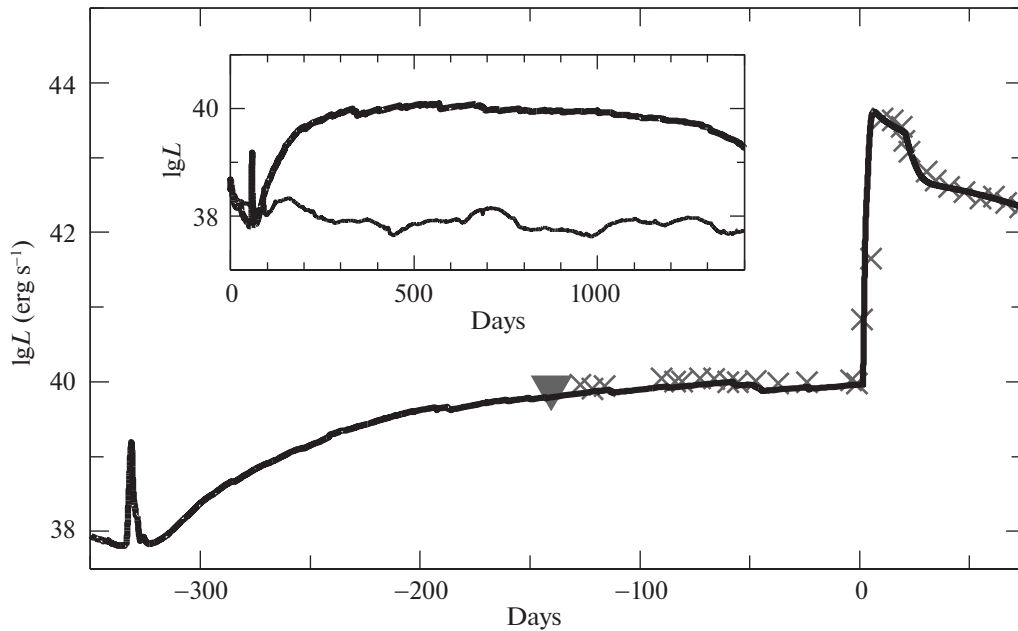


Рис. 4. Болومترическая кривая блеска предсверхновой в модели m2a (табл. 3) и модельная кривая блеска сверхновой в сравнении с данными наблюдений (треугольный символ — верхний предел). Момент выделения энергии в предсверхновой в данном случае соответствует 390 дням до коллапса. Вставка показывает кривые блеска предсверхновой в модели m2a (толстая линия) и в модели m2b (тонкая линия) (табл. 3), которые демонстрируют сильную зависимость наблюдаемого эффекта от вложенной энергии.

сверхновой. В действительности, если бы коллапс ядра не произошел, свечение на уровне 10^{40} эрг с^{-1} могло бы длиться около 1000 дней (рис. 4, вставка). Выделенная внутренняя энергия вспышки в этом случае соответствует сгоранию $0.003 M_{\odot}$ смеси C/O. Выброшенная масса составляет $0.13 M_{\odot}$ при средней квадратичной скорости $v_{rms} = 45 \text{ км с}^{-1}$ и максимальной скорости $v_{max} = 70 \text{ км с}^{-1}$. За 390 дней внешний край оболочки с учетом радиуса предсверхновой достигает радиуса 2.7×10^{14} см. Это определяет радиус ядра околозвездной оболочки, что учтено в модели взаимодействия сверхновой с околозвездной оболочкой.

На рис. 4 показана и кривая блеска модели m2b, энергия вспышки которой в 2 раза меньше. В этом случае выброса массы не происходит, и энергия ударной волны вызвала только колебания с квазипериодом в сотни дней со средней светимостью, близкой к равновесной светимости красного сверхгиганта. Вместе с тем нельзя исключить, что увеличение внутренней энергии оболочки за счет диссипации слабой ударной волны может существенно увеличить темп потери массы предсверхновой. Однако для подтверждения такой возможности следует использовать более детальное моделирование самых внешних слоев, в которых акустические возмущения могут конвертироваться в ударные волны с высвечиванием и возможным

формированием пыли. Такое моделирование лежит за пределами данной работы.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Анализ и моделирование фотометрических и спектральных данных наблюдений SN 2020tlf приводит к картине компактной плотной околозвездной оболочки (табл. 2), которая перед взрывом расширялась со скоростью около 50 км с^{-1} и затем была ускорена излучением сверхновой на 10-й день до 320 км с^{-1} перед ударной волной. Оболочка имеет радиус $\sim 10^{15}$ см в согласии с ранней оценкой (Джекобсон-Галан и др., 2022) и сформирована потерей массы в течение ~ 6 лет перед взрывом. Спектральные и фотометрические наблюдения сверхновой после взрыва не показывают явных признаков вещества, потерянного в период высокой светимости предсверхновой. Однако гидродинамическое моделирование высокой светимости предсверхновой в результате вспышки ядерного горения за ~ 400 дней до коллапса предсказывает выброс $\sim 0.1 M_{\odot}$ с характерной скоростью $\approx 50 \text{ км с}^{-1}$. Это вещество находилось перед взрывом сверхновой внутри радиуса 3×10^{14} см и было сгребено сверхновой за два дня после взрыва.

Возможность вспышки ядерного горения следует из наличия мощной конвекции в зоне горения

Таблица 3. Параметры моделей вспышки предсверхновой

Модель	m_{dep}	E_b	E_{dep}	M_{ej}	E_{kin}	q
m2a	2.0	2.4(49)	5.5(48)	0.124	2.5(45)	0.23
m2b	2.0	2.4(49)	2.75(48)	0	0	0.115
m1.4	1.4	2.1(50)	5.3(49)	0.236	5.5(49)	0.255

Примечание. Масса дается в солнечных единицах, энергия в эргах, в скобках указана степень десяти.

O и Ne на финальной стадии эволюции массивной предсверхновой (Арнетт, Микин, 2011; Моцак и др., 2018). В настоящее время 3D-моделирование ядерного горения с конвекцией ограничивается узким сферическим сектором, что не дает возможности проследить развитие крупномасштабной конвекции, которая неизбежно должна возникнуть в этом случае (Чандрасекар, 1961). Крупномасштабная конвекция должна приводить к расширению зоны горения, перемешиванию и вовлечению в зону горения свежей смеси углерода и кислорода из вышележащих слоев (Арнетт, Микин, 2011). Это может вызывать мощные вспышки ядерного горения с последующей генерацией акустических волн, эволюционирующих в ударные волны.

Два важных факта установлены в ходе моделирования эффектов вспышки:

1) светимость предсверхновой на уровне 10^{40} эрг с^{-1} имеет место при отношении $q = E_{\text{dep}}/E_b \sim 0.2-0.3$, т.е. при выделенной ядерной энергии существенно ниже энергии связи;

2) величина светимости резко падает при уменьшении q .

Последнее может объяснить, почему явление мощной светимости предсверхновой столь редко наблюдается среди SNe IIp. Как уже было отмечено выше (подраздел 3.2), сильное ослабление светимости при $q < 0.2$ может, тем не менее, сопровождаться сильной потерей массы. В таком режиме, по-видимому, сформировалось гало околозвездной оболочки в SN 2020tlf. Менее массивные, но плотные компактные околозвездные оболочки, наблюдаемые у других сверхновых, как, например, в SN 2013fs (Ярон и др., 2017) и SN 1998S (Чугай, 2001), по-видимому, той же природы, что и в случае гало SN 2020tlf.

Усиленная потеря массы предсверхновыми посредством накачки в оболочку красного сверхгиганта энергии акустических волн (Кватаэрт, Шиоде, 2012) включает процесс возбуждения гравитационных гидродинамических волн в конвективной зоне горения. Заметим в этой связи, что турбулентная конвекция в зоне горения может непосредственно генерировать акустические волны посредством механизма Лайтхилла (1952). Модификация

механизма Лайтхилла для стратифицированной атмосферы (Стейн, 1967) дает величину темпа генерации акустических волн

$$L_w \approx \epsilon l^3 = C \rho c_s^3 l^2 M^8 \sim \sim 2.3 \times 10^{43} M_{0.1}^8 \text{ эрг с}^{-1}, \quad (2)$$

где приняты следующие значения величин для численной оценки: плотность $\rho \sim 10^6 \text{ г см}^{-3}$, глубина конвективной зоны горения $l \sim r \sim 5 \times 10^8 \text{ см}$, скорость звука $c_s \sim 3 \times 10^8 \text{ см с}^{-1}$, число Маха для конвективных движений $M = v_{\text{conv}}/c_s = 0.1$. Множитель C находится в пределах 180–450 для числа Маха в диапазоне 0.01–0.1 (Стейн, 1967) и здесь принят равным 300. На стадии горения Ne и O число Маха достигает ~ 0.1 (Арнетт, Микин, 2011). При $M = 0.07$ акустическая светимость составляет $\sim 10^{42} \text{ эрг с}^{-1}$ и за время порядка 10^6 с в оболочку красного сверхгиганта вкладывается акустическая энергия $\sim 10^{48} \text{ эрг}$. Эта энергия может существенно усилить потерю массы, но физика этого процесса требует дополнительного исследования.

Сильная зависимость акустической светимости от M и увеличение числа Маха конвекции из-за возрастания мощности ядерного горения могут объяснить значительный рост темпа потери массы предсверхновой на финальной стадии эволюции, за год–десятилетие до коллапса ядра.

В табл. 4 представлены четыре CCSN с детально исследованными компактными околозвездными оболочками. Предыдущий список из трех объектов (Чугай, 2022) дополнен сверхновой SN 2020tlf. В таблице последовательно приведены: сверхновая, тип, скорость околозвездного газа, масса ^{56}Ni в оболочке сверхновой и продолжительность периода сильной потери массы. Можно предположить, что масса потерянного вещества зависит от начальной массы предсверхновой, которая, в свою очередь, определяет темп термоядерного горения и конвекцию на заключительной стадии длительностью в год–десятилетие. Примечательно, что сверхновые типа IIp (SN 2013fs и SN 2020tlf) показывают большое различие в величине массы околозвездной оболочки ($0.003 M_{\odot}$ против $0.37 M_{\odot}$).

Таблица 4. Компактная околозвездная оболочка CCSN

Имя SN	Тип	M_{cs}, M_{\odot}	$u_{cs}, \text{км/с}$	$^{56}\text{Ni}, M_{\odot}$	$t_{cs}, \text{год}$
2013fs	IIp	0.003	50	0.05	10
1998S	IIl	0.1	40	0.15	10
2010al	Ibn	0.14	1000	<0.015	0.4
2020tlf	IIp	0.37*	50	0.03	6

* Суммарная масса гало и ядра околозвездной оболочки.

Возможно, это связано с тем, что начальная масса предсверхновой SN 2013fs меньше по сравнению с SN 2020tlf.

Зависимость явления плотной компактной околозвездной оболочки от начальной массы предсверхновой подчеркивается тем фактом, что две близкие CCSN — SN 1993J (тип IIb) и SN 1987A (IIp) — не показывают признаков плотной околозвездной оболочки в ранних спектрах. В случае SN 1993J масса гелиевого ядра предсверхновой, полученная на основе гидродинамической модели кривой блеска и скорости расширения, составляет $\approx 3 M_{\odot}$ (Утробин, 1994), что соответствует начальной массе предсверхновой $12 M_{\odot}$ (Вусли и др., 2002). Таким образом, в области масс $\sim 12 M_{\odot}$ отсутствуют условия для мощной потери массы предсверхновыми за год–десятилетие до коллапса. Для SN 1987A на сегодня наиболее надежная оценка начальной массы получена в рамках модели, предполагающей слияние двойной системы с начальными массами звезд $15 M_{\odot} + 7 M_{\odot}$ на стадии загорания углерода в ядре (Утробин и др., 2021). Слияние не повлияло ни на формирование углеродного ядра, ни на последующую эволюцию ядра. Таким образом, отсутствие признаков компактной околозвездной оболочки у SN 1987A означает, что в звездах с начальной массой около $15 M_{\odot}$ механизм усиленной потери массы перед коллапсом также не работает. Напрашивается вывод, что компактные плотные околозвездные оболочки возникают только у предсверхновых с начальными массами $> 15 M_{\odot}$, и, следовательно, начальная масса предсверхновых SN 2013fs и SN 2020tlf превышает $15 M_{\odot}$.

В пользу гипотезы о высоком темпе потери массы за год–десятилетие до взрыва предсверхновыми с относительно большими начальными массами свидетельствует SN 2010al (табл. 4). Она взорвалась будучи звездой WR класса WN (Чугай, 2022) и, следовательно, произошла от массивной звезды $\gtrsim 25 M_{\odot}$ (Вусли и др., 2002). Большая начальная масса предсверхновой в данном случае находит

косвенное подтверждение в малой массе выброшенного ^{56}Ni (если он вообще был в оболочке). Этот факт может означать, что практически весь ^{56}Ni испытал обратное падение на нейтронную звезду, что предсказывается для достаточно массивных звезд $\gtrsim 25 M_{\odot}$ (Вусли и др., 2002).

Если зависимость высокого темпа потери массы предсверхновой от начальной массы действительно имеет место, тогда возникает вопрос, какова в действительности начальная массы предсверхновой SN 2020tlf. Этот вопрос остается открытым, и моделирование вспышки предсверхновой в предположении начальной массы $12 M_{\odot}$ для предсверхновой SN 2020tlf нужно рассматривать как иллюстрацию физики явления, которая остается справедливой и в случае более массивной предсверхновой. Заметим, что построение модели SN 2020tlf в рамках радиационной гидродинамики осложняется отсутствием спектров на стадии плато в интервале 10–95 дней, которые необходимы для определения скорости на уровне фотосферы, используемой наряду с кривой блеска для ограничения параметров модели.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Кривая блеска и спектры SN 2020tlf указывают на существование компактной плотной околозвездной оболочки с радиусом $\sim 10^{15}$ см, которая сформирована потерей $\sim 0.2 M_{\odot}$ в течение ~ 6 лет перед взрывом.

Мощное свечение предсверхновой объясняется вспышкой в конвективной зоне ядерного горения за ~ 400 дней до коллапса. Ударная волна, порожденная выделением энергии, инициировала выброс около $0.1 M_{\odot}$ вещества оболочки предсверхновой со средней скоростью около 50 км с^{-1} . Это вещество, однако, не проявилось в наблюдениях после взрыва сверхновой, поскольку было сгребено ударной волной за два дня после взрыва.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РНФ в рамках научного проекта 19-12-00229 и РФФИ и Немецкого научно-исследовательского сообщества в рамках научного проекта 21-52-12032.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Арнетт (W.D. Arnett), *Astrophys. J.* **237**, 541 (1980).
2. Арнетт, Микин (W.D. Arnett and C. Meakin), *Astrophys. J.* **733**, 78 (2011).
3. Леунг и др. (Shing-Chi Leung, S. Wu, and J. Fuller), *Astrophys. J.* **923**, 41L (2021).
4. Вусли и др. (S.E. Woosley, A. Heger, and T.A. Weaver), *Rev. Mod. Phys.* **74**, 1015 (2002).

5. Дессарт и др. (L. Dessart, E. Livne, and R. Waldman), *MNRAS* **405**, 2113 (2010).
6. Джекобсон-Галан и др. (W.V. Jacobson-Galán, L. Dessart, D.O. Jones, et al.), *Astrophys. J.* **924**, 15 (2022).
7. Джулиани (J.L. Giuliani), *Astrophys. J.* **245**, 903 (1981).
8. Кватаэрт, Шиоде (E. Quataert and J. Shiode), *MNRAS* **423**, L92 (2012).
9. Лайтхилл (M.J. Lighthill), *Proc. Royal Soc. Ser. A* **211**, 564 (1952).
10. Моцак и др. (M. Močák, C. Meakin, S.W. Campbell, et al.), *MNRAS* **481**, 2918 (2018).
11. Пасторелло и др. (A. Pastorello, S. Benetti, P.J. Brown, et al.), *MNRAS* **449**, 1921 (2015).
12. Сазерлэнд, Допита (R.S. Sutherland and M.A. Dopita), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **88**, 253 (1993).
13. Стейн (R.F. Stein), *Solar Phys.* **2**, 385 (1967).
14. Суняев, Титарчук (R.A. Sunyaev and L.G. Titarchuk), *Astron. Astrophys.* **86**, 121 (1980).
15. Утробин (V.P. Utrobin), *Astron. Astrophys.* **461**, 233 (2007).
16. Утробин (V.P. Utrobin), *Astron. Astrophys.* **281**, L89 (1994).
17. Утробин и др. (V.P. Utrobin, A. Wongwathanarat, H.-Th. Janka, E. Müller, T. Ertl, A. Menon, and A. Heger), *Astrophys. J.* **914**, 4 (2021).
18. Фассиа и др. (A. Fassia, W.P.S. Meikle, W.D. Vacca, et al.), *MNRAS* **318**, 1093 (2000).
19. Хаммер, Михалас (D.G. Hummer and D. Mihalas), *Astrophys. J.* **150**, L57 (1967).
20. Чандрасекар (S. Chandrasekhar), *Hydrodynamic and hydromagnetic stability* (Oxford: Clarendon, 1961).
21. Чугай (N.N. Chugai), eprint arXiv:2203.02717 (2022).
22. Чугай (N.N. Chugai), *MNRAS* **326**, 1448 (2001).
23. Шевалье (R.A. Chevalier), *Astrophys. J.* **259**, 302 (1982).
24. Янка (H.-Th. Janka), *Handbook of Supernovae* (Springer, Inter. Publ. AG, p. 1575, 2017).
25. Ярон и др. (O. Yaron, D.A. Perley, A. Gal-Yam, et al.), *Nature Phys.* **13**, 510 (2017).