

ВТОРОЙ МАКСИМУМ SN 2019stc: СТОЛКНОВЕНИЕ С ОКОЛОЗВЕЗДНОЙ ОБОЛОЧКОЙ?

© 2023 г. Н. Н. Чугай^{1*}, В. П. Утробин^{2, 1}

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

²НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

Поступила в редакцию 31.10.2022 г.

После доработки 10.01.2023 г.; принята к публикации 17.01.2023 г.

Рассматривается сценарий взаимодействия с околозвездной оболочкой, предложенный ранее для объяснения второго максимума на кривой блеска сверхъяркой сверхновой (SLSN-I) SN 2019stc. Показано, что этот механизм может описать вторичный максимум при массе околозвездной оболочки около $0.3 M_{\odot}$. Важным следствием данного сценария является жесткое рентгеновское излучение со светимостью $\sim (0.5-5) \times 10^{42}$ эрг с^{-1} в период вторичного максимума. Вспышка рентгеновского излучения одновременного со вторичным максимумом в SLSNe-I предлагается в качестве решающего теста сценария околозвездного взаимодействия.

Ключевые слова: звезды — эволюция; звезды — сверхновые; сверхновые — SN 2019stc.

DOI: 10.31857/S0320010823020018, EDN: PYQDTF

ВВЕДЕНИЕ

Среди сверхновых сверхвысокой светимости, $\lg L \gtrsim 43.5$ эрг с^{-1} , наиболее распространенной является категория сверхновых SLSN-I, не содержащих водорода (Гал-Ям, 2019), в отличие, например, от SN 2006gy (класс SLSN-II). Наиболее вероятным механизмом свечения SLSN-I является магнитарный механизм (Маеда и др., 2007; Вусли, 2010; Кэйзен, Билдстен, 2010), хотя предлагалась и модель, основанная на ударном взаимодействии сверхновой с плотной околозвездной средой (Сорокина и др., 2016). Значительная доля SLSN-I, возможно, около половины (Хоссейнзаде и др., 2022), показывают довольно интенсивные дополнительные максимумы (горбы) на кривой блеска спустя 2–4 мес после основного максимума, что не вписывается в стандартный магнитарный механизм. Источник светимости горбов может быть связан либо с вариацией мощности центрального источника, либо с ударным взаимодействием оболочки сверхновой с околозвездными оболочками (Ян и др., 2017; Хоссейнзаде и др., 2022; Гомез и др., 2021).

Болометрическая кривая блеска сверхновой SN 2019stc (SLSN-I) показывает отчетливый вторичный максимум в интервале времени 60–110 дней после основного максимума (Гомез и др.,

2021), т.е. 100–150 дней после взрыва. Недавно кривую блеска SN 2019stc вместе со вторичным максимумом удалось удовлетворительно описать в магнитарной модели, предполагающей возрастание магнитного поля магнитара после 90-го дня в течение 25 дней в интервале 5×10^{13} – 1.4×10^{14} Гс (Чугай, Утробин, 2022). Возрастание мощности магнитара независимо было успешно использовано для описания горбов на кривых блеска магнитарных сверхновых с потерянными оболочками (Мория и др., 2022).

Ранее был высказан спектроскопический аргумент против механизма ударного взаимодействия для второго максимума (Чугай, Утробин, 2022). Дело в том, что в спектре сверхновой SN 2019hge (тоже SLSN-I), с вторичным максимумом на кривой блеска, присутствуют довольно глубокие линии поглощения He I. Это свидетельствует о том, что источник квазиконтинуума находится внутри, а не снаружи оболочки сверхновой. Однако, поскольку этот аргумент относится к другой сверхновой, а в спектре SN 2019stc линии поглощения на стадии горба отсутствуют, то, строго говоря, сценарий околозвездного взаимодействия можно пока считать альтернативным при объяснении горба SN 2019stc.

Ранее Гомез и др. (2021) описали вторичный максимум SN 2019stc в простой модели, предполагающей, что светимость пропорциональна скорости изменения кинетической энергии сгребенной

*Электронный адрес: nchugai@inasan.ru

околозвездной оболочки. Моделирование приводит к величине массы околозвездной оболочки $\approx 0.7 M_{\odot}$. Однако некоторые вопросы данного сценария нуждаются в дополнительном исследовании. В частности, модель не учитывает специфического распределения плотности оболочки сверхновой, ускоренной магнитаром, не ясна относительная роль внешней и обратной ударных волн в болометрической светимости и какова светимость выходящего рентгеновского излучения.

Ниже детально исследуется сценарий взаимодействия оболочки сверхновой с околозвездной оболочкой (CSS), в частности, рассчитаны болометрическая светимость второго максимума и светимость выходящего рентгеновского излучения, предлагаются наблюдательные тесты данного сценария; рассматривается эффект неравенства электронной и ионной температур в ударной волне. Заметим, что моделирование вторичного максимума основано на модели оболочки сверхновой, которая рассчитана в рамках одномерной радиационной гидродинамики и модифицирована с учетом 3D-моделирования магнитарной сверхновой класса SLSN-I (Чен и др., 2020).

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Кривая блеска SN 2019stc будет представлена в виде суперпозиции светимости сверхновой $L_1(t)$ в модели магнитара и светимости $L_2(t)$, обусловленной взаимодействием сверхновой с околозвездной оболочкой. Магнитарная модель кривой блеска детально описана ранее (Чугай, Утробин, 2022). Она предполагает взрыв с начальной кинетической энергией $E_0 = 8 \times 10^{50}$ эрг и выброшенной массой $8 M_{\odot}$. Экваториальное поле магнитара 5×10^{13} Гс и начальный период вращения 0.0025 с. В качестве модели светимости L_1 используется кривая блеска модели mag8 (Чугай, Утробин, 2022) с постоянным магнитным полем. С учетом ускорения оболочки давлением излучения, кинетическая энергия к моменту $t = 100$ дней составляет 3.75×10^{51} эрг.

Светимость, обусловленная околозвездным ударным взаимодействием, определяется распределением плотности в оболочке сверхновой по скоростям и распределением плотности по радиусу в околозвездной оболочке. Распределение плотности в оболочке сверхновой рассчитано в рамках одномерной радиационной гидродинамики с использованием программы CRAB (Утробин, 2004). В качестве предсверхновой рассматривается звезда типа WR с радиусом $5 R_{\odot}$, имеющая углеродно-кислородный состав (C/O = 0.4/0.45). Ожидаемое распределение плотности в виде плоскости, ограниченной тонкой плотной оболочкой (рис. 1), модифицировано с учетом результатов

трехмерного моделирования гидродинамики магнитарной сверхновой (Чен и др., 2020).

В описании околозвездной среды предполагается, что на фоне разреженного стационарного ветра $\rho = Ar^{-2}$ с $A = 5 \times 10^{11}$ г см $^{-1}$ ($\dot{M} = 10^{-5} M_{\odot}$ год $^{-1}$ при скорости ветра 1000 км с $^{-1}$) присутствует плотная относительно тонкая ($\Delta r/r < 1$) околозвездная оболочка с радиусом R_{cs} и массой M_{cs} , которые являются свободными параметрами. Плотность в околозвездной оболочке внутри, т.е. при $r < R_{cs}$, увеличивается с радиусом как $\rho \propto (r/R_{cs})^p$, а на внешней стороне резко уменьшается как $\rho \propto (r/R_{cs})^q$. Рассмотрены две скорости околозвездного газа: 1000 и 1500 км с $^{-1}$.

Ударное взаимодействие оболочки сверхновой с околозвездной оболочкой порождает две ударные волны, внешнюю (прямую) и обратную. При достаточно высокой плотности обе ударные волны оказываются радиативными в период взаимодействия сверхновой с околозвездной оболочкой. В этом случае между ударными волнами формируется холодная плотная оболочка (CDS = cold dense shell). Гидродинамику взаимодействия описываем в приближении тонкого слоя (Джулиани, 1982; Шевалье, 1982; Чугай, Шевалье, 2006; Чугай, 2021). При расчете болометрической светимости в рамках этого приближения рентгеновская светимость выражается через кинетическую светимость ударной волны L_k и радиационную эффективность: $L_X = L_k/[1 + (t_c/t)]$, где t_c — время охлаждения газа за фронтом соответствующей ударной волны. Плотность за фронтом ударной волны считается однородной, равной 4-кратной плотности перед ударной волной. Коэффициент излучения горячей плазмы в любой момент рассчитывается в терминах функции охлаждения (Сазерленд, Допита, 1993) с учетом повышенной металличности при фиксированной температуре за фронтом ударной волны в данный момент.

Оптическая болометрическая светимость отождествляется с рентгеновской светимостью, поглощенной в холодных компонентах (т.е. в невозмущенной оболочке сверхновой, CDS и околозвездной оболочке). Доля поглощенной рентгеновской светимости вычисляется с учетом принятого химического состава предсверхновой $X(C) = 0.4$, $X(O) = 0.45$ и остальными 15%, равномерно распределенными среди Ne, Mg, Si, S, и Fe. Коэффициенты поглощения для данного элемента взяты из базы данных NIST.

В модели тонкого слоя структура ударных волн явно не присутствует, но учитывается, что обе ударные волны являются бесстолкновительными с шириной ударного скачка порядка нескольких величин ионного гирорадиуса $\sim v_s/\omega_{gi}$ в случае

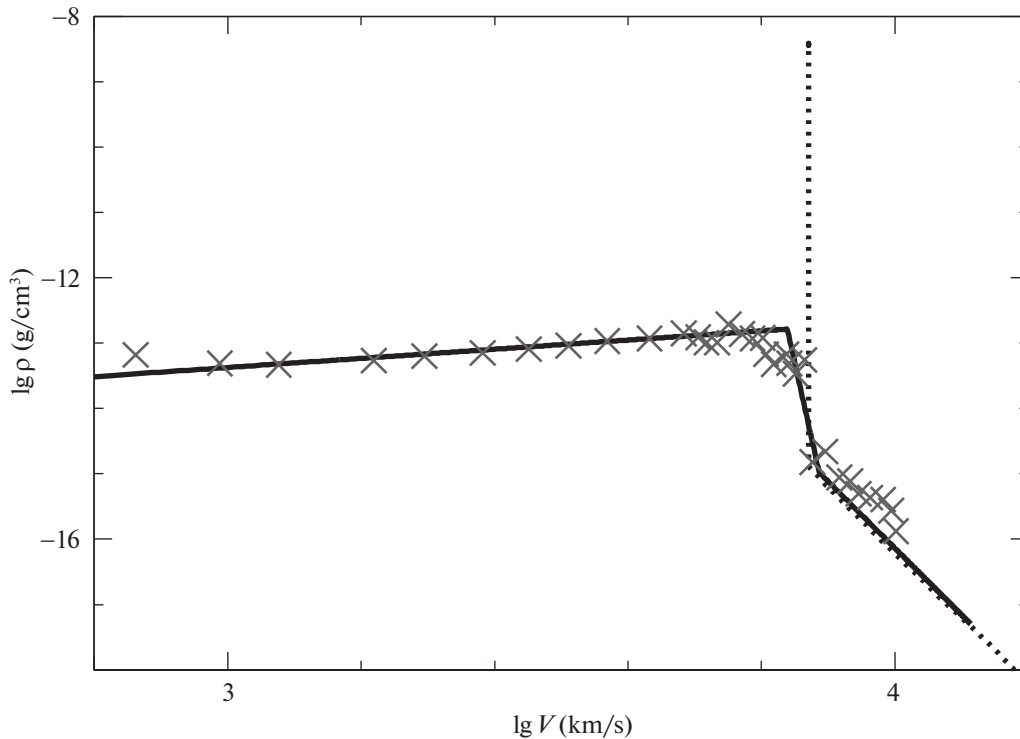


Рис. 1. Распределение плотности $\rho(v)$ в модельной оболочке SN 2019stc на 50-й день: пунктир — распределение в одномерной модели, в которой значительная доля массы сгребена в тонкую оболочку на границе внутренней полости; сплошная линия соответствует принятой модели, в которой вещество тонкой оболочки размазано по внутренней полости в соответствии с результатами 3D-гидродинамики магнитарной модели (кресты) (Чен и др., 2020).

квазиперпендикулярного магнитного поля к нормали ударной волны, либо порядка сотни величин ионного скин-слоя $\sim 10^2 c/\omega_{pi}$, в случае квазипараллельного поля (Богдан, 2023), где v_s — скорость ударной волны, ω_{gi} — ионный гирорадиус, c — скорость света, ω_{pi} — плазменная ионная частота. Оба характерных масштаба ширины ударного скачка существенно меньше ширины зоны высвечивания, так что высвечивание не влияет на структуру ударного скачка.

Околосветовая оболочка и CDS являются оптически тонкими и, следовательно, эффект увеличения плотности излучения из-за непрозрачности отсутствует. Хотя для рентгеновского излучения среда за и перед ударной волной частично оптически толстая, поглощенное рентгеновское излучение быстро переизлучается в оптическом диапазоне и практически мгновенно выходит наружу, не приводя к увеличению плотности излучения за ударной волной. При полном высвечивании энергии ударной волны выходящий поток излучения практически равен потоку кинетической энергии в ударную волну (прямую и обратную) $cU_r/\rho_0 v_s^3 \sim 1$, так что отношение плотности излучения к плотности энергии вещества мало $U_r/\rho_0 v_s^2 \sim v_s/c \ll 1$, где ρ_0 — плотность околосветового газа/оболочки сверхновой перед внешней/обратной ударной волной.

Иными словами, хотя ударные волны являются существенно радиативными, условия в них далеки от случая радиационно-доминированной ударной волны. По этой причине вклад излучения в давление за фронтом ударной волны не учитывается.

Наиболее неопределенным в нашем случае является вопрос о соотношении между электронной и ионной температурами. В существующих теориях бесстолкновительных ударных волн преобладает нагрев ионов, тогда как электронная температура может зависеть от ориентации магнитного поля относительно нормали ударной волны; однако надежная теория нагрева электронов в бесстолкновительной ударной волне отсутствует (Богдан, 2023; Гавамян и др., 2014). Имея в виду неопределенности с электронной температурой в ударной волне, мы рассматриваем два случая: $T_e = T_i$ и $T_e/T_i = 0.1$.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Расчет взрыва и последующих гидродинамических эффектов светимости магнитара показывает, что к 50-му дню оболочка сверхновой представляет собой полость, практически лишенную вещества и ограниченную плотной геометрически тонкой оболочкой, с внешним маломассивным степенным

Таблица 1. Параметры околозвездной оболочки для трех моделей

Модель	v_w , км/с	R_s , 10^{15} см	M_{cs} , $M_\odot$	p	q	E_{cs} , 10^{48} эрг
mv1eq	1000	7.7	0.28	5.1	−12	2.8
mv1.5eq	1500	7.7	0.37	5.1	−12	8.3
mv1neq	1000	7.7	0.24	4.96	−10	2.4

хвостом распределения плотности (рис. 1). В трехмерной гидродинамике магнитарной сверхновой внутренняя полость заполнена веществом, которое является результатом фрагментации сгребаемой оболочки вследствие неустойчивости Рэлея—Тейлора (Чен и др., 2020). Чтобы учесть данный трехмерный эффект, мы “размазали” вещество тонкой оболочки одномерной модели внутри полости по закону $\rho \propto v^{0.7}$ (рис. 1), который приближенно воспроизводит масштабированное распределение плотности трехмерной магнитарной модели на 200-й день (см. рис. 8 в работе Чен и др., 2020). Полученное распределение плотности в оболочке сверхновой используется для расчета ударного взаимодействия с околозвездной оболочкой.

Результаты моделирования околозвездного взаимодействия для двух случаев скорости расширения околозвездного газа и двух случаев отношения T_e/T_i представлены на рис. 2–4 с параметрами околозвездной оболочки, приведенными в табл. 1. Таблица включает скорость околозвездного газа, радиус и массу околозвездной оболочки, показатель степени в зависимости $\rho(r)$ до и после максимума плотности, величину кинетической энергии оболочки. В модели m1neq принимается отношение электронной и ионной температуры $T_e/T_i = 0.1$ и это ее главное отличие от двух предыдущих. Все три модели удовлетворительно описывают второй максимум для близких по величине параметров околозвездной оболочки и согласуются с оценкой максимальной скорости расширения оболочки сверхновой на 124-й день после взрыва (72-й день после максимума), полученной по разным линиям (Гомез и др. 2021). Таким образом, формально сценарий ударного взаимодействия с околозвездной оболочкой на данный момент является возможным.

Следует заметить, что в максимуме светимости горба оптическая светимость, обусловленная обратной ударной волной, в 4–5 раз превышает светимость, связанную с внешней ударной волной. Это обстоятельство следует иметь в виду при сравнении наших результатов с моделированием взаимодействия в работе Гомез и др. (2021). Представление о физических условиях в области ударного взаимодействия в момент максимума светимости горба

(123-й день) дает табл. 2, в которой представлены параметры скорости и плотности для прямой и обратной ударных волн. Заметим, что скорость обратной ударной волны относительно вещества сверхновой является разностью между граничной скоростью сверхновой и CDS и составляет (см. табл. 2) $7240 - 4390 = 2850$ км с^{−1}. Лучевая плотность CDS составляет $\zeta = 0.59$ г см^{−2}, так что при томсоновском коэффициенте непрозрачности кислородного вещества при однократной ионизации $k = 0.025$ см² г^{−1} оптическая толщина CDS составляет $k\zeta \sim 0.015$. При сопоставимой лучевой концентрации околозвездной оболочки снаружи CDS оптическая толщина для оптического излучения существенно меньше единицы. Для рентгеновского излучения среда частично непрозрачна и этот эффект, как обычно при подобном моделировании, учитывается в модели.

Важное следствие модели взаимодействия состоит в наличии выходящего наружу мощного рентгеновского излучения. На рис. 2–4 представлены светимость выходящего за пределы поглощающей среды рентгеновского излучения в стандартном диапазоне 0.3–10 кэВ и в жестком диапазоне NuSTAR 3–79 кэВ. В мягком диапазоне светимость значительно ниже из-за высокой температуры излучения и из-за сильного поглощения в оболочке сверхновой, CDS и околозвездном газе. В моделях mv1eq и mv1.5eq максимальная свети-

Таблица 2. Параметры ударного взаимодействия сверхновой с околозвездной оболочкой на 123-й день в модели mv1eq

Параметр	Величина
Радиус CDS, см	7.7×10^{15}
Скорость CDS, км с ^{−1}	4390
Скорость SN перед CDS, км с ^{−1}	7240
Плотность CSS перед CDS, г см ^{−3}	4.05×10^{-16}
Плотность SN перед CDS, г см ^{−3}	1.27×10^{-15}
Масса CDS, $M_\odot$	0.22

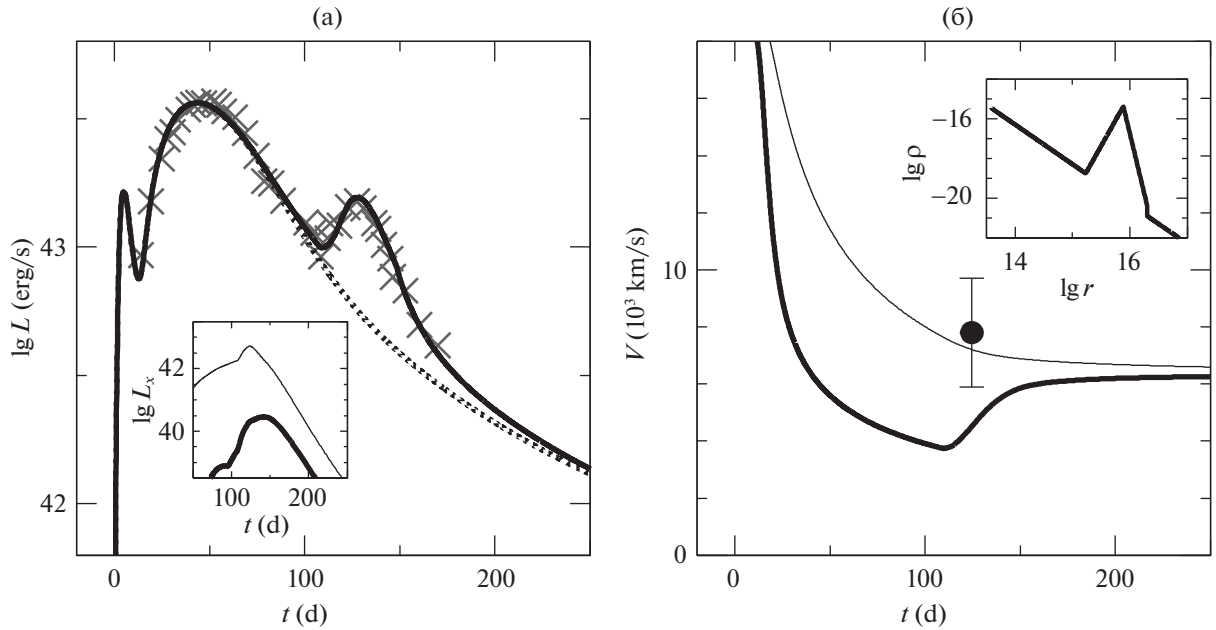


Рис. 2. (а) — Болометрическая светимость в модели $mv1eq$ (сплошная линия) в сравнении с наблюдаемой светимостью (Гомез и др., 2021) (кресты), пунктир — магнитарная модель; на вставке показаны светимость выходящего рентгеновского излучения в диапазоне 3–79 кэВ (тонкая линия) и светимость выходящего рентгеновского излучения в диапазоне 0.3–10 кэВ (толстая линия). (б) — Скорость CDS (толстая линия) и максимальная скорость в невозмущенной оболочке расширения оболочки сверхновой (Гомез и др., 2021) на 124.5-й день после взрыва; на вставке показано распределение плотности в околозвездной среде.

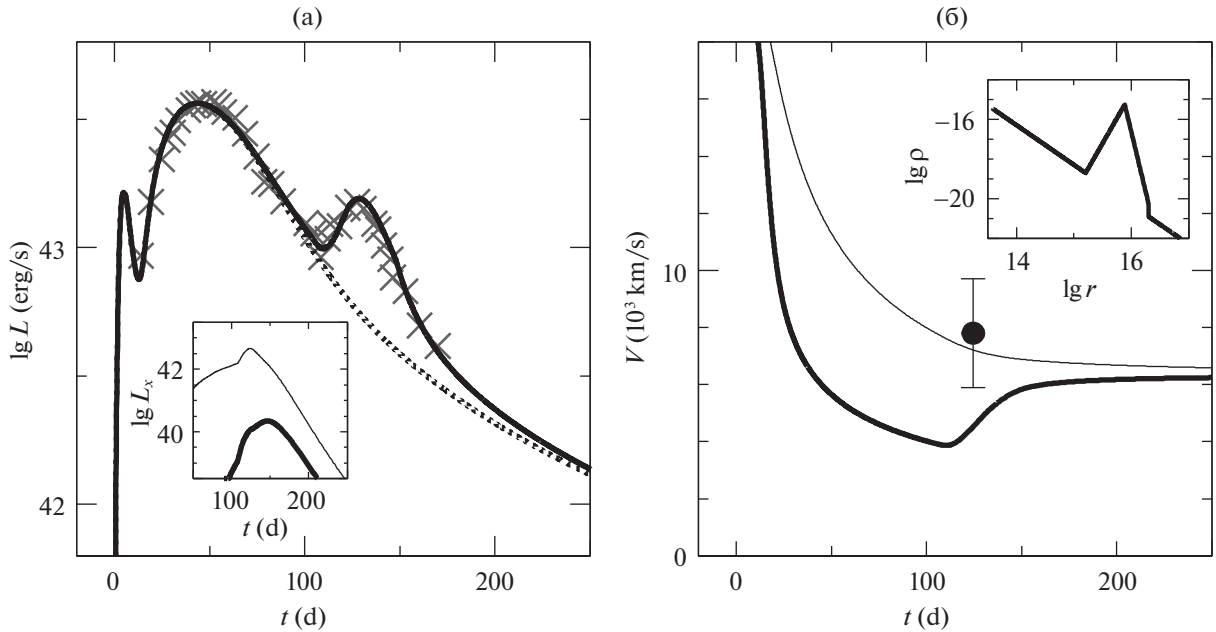


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, но для модели $mv1.5eq$.

мость в диапазоне NuSTAR $\approx 5 \times 10^{42}$ эрг s^{-1} с температурами внешней и обратной ударных волн 66 и 28 кэВ соответственно. В модели $mv1neq$ с $T_e/T_i = 0.1$ в диапазоне 0.3–10 кэВ светимость близка к светимости в том же диапазоне в моделях

с $T_e/T_i = 1$, но в диапазоне NuSTAR светимость на порядок ниже, $\approx 5 \times 10^{41}$ эрг s^{-1} . Обнаружение на стадии вторичного максимума SLSN-I рентгеновского излучения высокой светимости стало бы

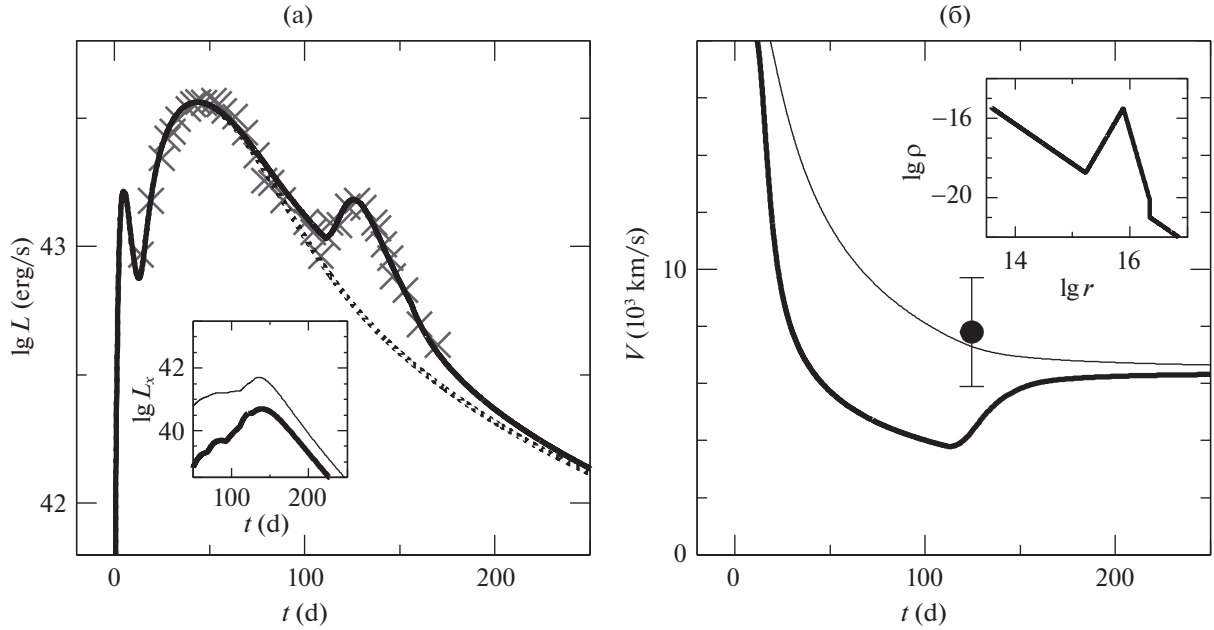


Рис. 4. То же, что и на рис. 2, но для модели $mv1neq$ с $T_e/T_i = 0.1$.

решающим тестом сценария околозвездного ударного взаимодействия.

Радиус околозвездной оболочки в моделях одинаков $\approx 8 \times 10^{15}$ см, тогда как масса несколько отличается: $0.28 M_\odot$, $0.37 M_\odot$, $0.24 M_\odot$ в моделях $mv1eq$, $mv1.5eq$, $mv1neq$ соответственно. Относительная ошибка величины массы околозвездной оболочки формально составляет около 5%. Эта ошибка не включает систематическую ошибку, связанную с предположениями, принятыми в сценарии околозвездного ударного взаимодействия, что добавляет приблизительно еще около 10%, так что неопределенность массы может составить $\approx 15\%$.

Характерное время формирования оболочки до коллапса $t_{cs} \approx R_{cs}/v_w$ составляет 8×10^7 с в моделях $mv1eq$ и $mv1neq$, и 5.3×10^7 с в модели $mv1.5eq$. При этом максимальная кинетическая светимость истечения, формирующего околозвездную оболочку, $L_w = 2\pi R_{cs}^2 \rho_{\max} v_{cs}^3 \approx (p+3)E_{cs}/t_{cs}$, достигает $\sim 3 \times 10^{41}$ эрг с $^{-1}$ в модели $mv1eq$ и $\sim 10^{42}$ эрг с $^{-1}$ в модели $mv1.5eq$. Эти величины существенно превышают эддингтоновский предел для звезды с массой $\approx 10 M_\odot$, из чего следует, что в рассматриваемом сценарии околозвездная оболочка должна быть сброшена мощной ударной волной за 2–3 года до коллапса. Это событие должно сопровождаться вспышкой оптического излучения.

ОБСУЖДЕНИЕ

Целью работы было построение модели второго максимума кривой блеска сверхновой

SN 2019stc в сценарии ударного взаимодействия оболочки сверхновой с околозвездной оболочкой. В предположении, что скорость околозвездной среды близка к скорости убегания с поверхности предсверхновой ($\sim 10^3$ км с $^{-1}$), получены масса и радиус околозвездной оболочки. При скорости околозвездной оболочки 1000 км с $^{-1}$, такой же как и в работе Гомез и др. (2021), полученная нами величина массы меньше прежней оценки (0.3 против $0.7 M_\odot$). Различие в оценках массы, скорее всего, связано с тем фактом, что в нашей модели учтен вклад обеих ударных волн, тогда как в модели Гомез и др. (2021) рассматривается эффект лишь внешней ударной волны. Основной вывод состоит в том, что сценарий взаимодействия с околозвездной оболочкой, предложенный ранее для объяснения второго максимума, либо кратных максимумов, на кривых блеска SLSN-I (Ян и др., 2017; Хоссейнзаде и др., 2022; Гомез и др., 2021) на сегодня не исключается.

Подтверждением данного сценария могло бы стать обнаружение рентгеновского излучения соответствующей светимости во время второго максимума. Маргутти и др. (2018) осуществили рентгеновские наблюдения 26 сверхновых SLSN-I на спутниках Swift, Chandra и XMM и нашли верхний предел рентгеновской светимости $L(0.3\text{--}10\text{кэВ}) \sim 10^{40}$ эрг с $^{-1}$ в разные эпохи на интервале времени ~ 2000 дней. Этот верхний предел лишь в 1.5–2 раза ниже максимальной светимости в данном диапазоне для рассмотренных моделей (рис. 2–4, вставка). Разумеется, для проверки сценария взаимодействия предпочтительнее наблюдать SLSN-I

в момент вторичного максимума в жестком рентгеновском диапазоне, в котором светимость по крайней мере на порядок выше.

Реализация сценария ударного взаимодействия в случае SN 2019stc предполагает, что околозвездная оболочка была сформирована ударной волной, которая выбросила $\sim 0.3 M_{\odot}$ с кинетической энергией $\sim 3 \times 10^{48}$ эрг за 2–3 года до коллапса. Оценим параметры вспышки, связанной с выбросом околозвездной оболочки SN 2019stc.

Высвечивание расширяющейся оболочки начинается в диффузионном режиме, который относительно быстро переходит в режим волны охлаждения (Грасберг и др., 1971); он и определяет продолжительность и светимость основной стадии высвечивания. Время высвечивания можно получить из условия, что скорость волны охлаждения u_{cw} по веществу, которая быстро нарастает со временем, сравнивается со скоростью расширения $v \approx \approx 1000 \text{ км с}^{-1}$. Скорость волны охлаждения определяется плотностью энергии запертого в оболочке излучения $\epsilon = E_0(R_0/R)(3/4\pi R^3)$ и температурой волны охлаждения T_{cw} , а именно, $u_{cw} = \sigma T_{cw}^4 / \epsilon$ (Грасберг и др., 1971). Условие $u_{cw} = v$ приводит к оценке радиуса, на котором это равенство имеет место:

$$R = \left(\frac{3E_0 R_0 v}{4\pi \sigma T_{cw}^4} \right)^{1/4} \approx 1.6 \times 10^{14} \text{ см}, \quad (1)$$

где использованы $E_0 = 3 \times 10^{48}$ эрг, $T_{cw} = 5000 \text{ К}$, $v = 1000 \text{ км с}^{-1}$. Принятая температура волны охлаждения приблизительно соответствует температуре рекомбинации кислорода при характерной плотности оболочки $\sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$ (Грасберг, Надёжин, 1976). Таким образом, время высвечивания оболочки составляет $t \approx R/v \approx 1.6 \times 10^6 \text{ с}$ (18 дней) и характерная светимость вспышки $L \approx \approx 4\pi R^2 \sigma T_{cw}^4 \approx 1.2 \times 10^{40} \text{ эрг с}^{-1}$. Обнаружение у SLSN-I с вторичными максимумами вспышек с такими характеристиками за 2–3 года до основного максимума блеска стало бы еще одним подтверждением сценария ударного взаимодействия с околозвездной оболочкой.

Третья, пока неизученная, возможность теста гипотезы ударного околозвездного взаимодействия основана на ожидаемом различии между спектрами до второго максимума и на стадии максимального свечения второго максимума. В случае SN 2019stc такие спектры имеются (Гомез и др., 2021). Первый получен 30/12/2019 (100-й день), за несколько дней до начала роста светимости второго максимума, второй получен 26/01/2020, практически в момент наибольшей светимости второго максимума. Визуальное сравнение не показывает значимых

различий, которые можно было бы ожидать, учитывая изменение степени ионизации и возбуждения, которое обусловлено облучением, излучающего в оптическом диапазоне газа, мощным потоком рентгеновского излучения. Хотя отсутствие узкой эмиссии ($\approx 1000 \text{ км с}^{-1}$) от невозмущенной фотоионизированной околозвездной оболочки свидетельствует против сценария взаимодействия, для более обоснованных выводов необходимо построить сложную модель оптического отклика на облучение оболочки рентгеновским излучением. Это представляется интересной задачей, которая, однако, не является целью данной работы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- Детальное исследование взаимодействия сверхновой с околозвездной оболочкой, предположительно ответственного за второй максимум кривой блеска SN 2019stc, показывает, что этот сценарий пока нельзя исключать.
- Важное следствие сценария взаимодействия — мощное рентгеновское излучение, совпадающее по времени со вторичным максимумом кривой блеска.
- Ожидаемое рентгеновское излучение открывает возможность теста гипотезы околозвездного взаимодействия в случае SLSNe-I со вторичным максимумом.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РНФ в рамках научного проекта 19-12-00229-П, Российского фонда фундаментальных исследований и Немецкого научно-исследовательского сообщества в рамках научного проекта 21-52-12032.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Богдан (A. Bohdan), Plasma Phys. Control. Fusion **65**, 1 (2023).
2. Вусли (S.E. Woosley), Astrophys. J. **719**, L204 (2010).
3. Гавамян и др. (P. Ghavamian, S.J. Schwartz, J. Mitchell, A. Masters, and J.M. Laming), *Microphysics of Cosmic Plasmas*, Space Sci. Ser. ISSI, V. 47, Springer (Science+Business Media New York, p. 557, 2014).
4. Гал-Ям (A. Gal-Yam), Ann. Rev. Astron. Astrophys. **57**, 305 (2019).
5. Гомез и др. (S. Gomez, E. Berger, G. Hosseinzadeh, P.K. Blanchard, M. Nicholl, and V.A. Villar), Astrophys. J. **913**, 143 (2021).
6. Грасберг и др. (E.K. Grasberg, V.S. Imshennik, and D.K. Nadyozhin), Astrophys. Space Sci. **10**, 3 (1971).

7. Грасберг, Надёжин (E.K. Grassberg and D.K. Nadyozhin), *Astrophys. Space Sci.* **44**, 409 (1976).
8. Джулиани (J.L. Giuliani), *Astrophys. J.* **256**, 624 (1982).
9. Кэйзен, Билдстен (D. Kasen and L. Bildsten), *Astrophys. J.* **717**, 245 (2010).
10. Маеда и др. (K. Maeda, M. Tabaka, K. Nomoto, N. Tominaga, K. Kawabata, P.A. Mazzali, H. Umeda, T. Suzuki, and T. Hattori), *Astrophys. J.* **666**, 1069 (2007).
11. Мория и др. (T.M. Moriya, K. Murase, K. Kashiyama, and S.I. Blinnikov), *MNRAS* **513**, 6210 (2022).
12. Маргутти и др. (R. Margutti, R. Chornock, B.D. Metzger, D.L. Coppejans, C. Guidorzi, G. Migliori, D. Milisavljevic, E. Berger, et al.), *Astrophys. J.* **864**, 45 (2018).
13. Сазерленд, Допита (R.S. Sutherland and M.A. Dopita), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **88**, 253 (1993).
14. Сорокина и др. (E. Sorokina, S. Blinnikov, K. Nomoto, R. Quimby, and A. Tolstov), *Astrophys. J.* **829**, 17 (2016).
15. Утробин В.П., Письма в Астрон. журн. **30**, 334 (2004) [V.P. Utrobin, *Astron. Lett.* **30**, 293 (2004)].
16. Хоссейнзадех и др. (G. Hosseinzadeh, E. Berger, B. Metzger, S. Gomez, M. Nicholl, and P. Blanchard), *Astrophys. J.* **933**, 14 (2022).
17. Чен и др. (K.-J. Chen, S.E. Woosley, and D.J. Whalen), *Astrophys. J.* **893**, 99 (2020).
18. Чугай, Утробин (N.N. Chugai and V.P. Utrobin), *MNRAS* **512**, L71 (2022).
19. Чугай (N.N. Chugai), *MNRAS* **508**, 6023 (2021).
20. Чугай, Шевалье (N.N. Chugai and R.A. Chevalier), *Astrophys. J.* **641**, 1051 (2006).
21. Шевалье (R.A. Chevalier), *Astrophys. J.* **259**, 302 (1982).
22. Ян и др. (L. Yan, D.A. Perley, S. Schulze, R. Lunnan, J. Sollerman, K. De, Z.H. Chen, C. Fremling, et al.), *Astrophys. J.* **902**, L8 (2020).
23. Ян и др. (L. Yan, R. Lunnan, D.A. Perley, A. Gal-Yam, O. Yaron, R. Roy, R. Quimby, J. Sollerman, et al.), *Astrophys. J.* **848**, 6 (2017).