

# ПЕРВЫЙ ДЕНЬ СВЕРХНОВОЙ ТИПА II SN 2013fs: H $\alpha$ ОТ УСКОРЕННОГО ГАЗА ПЕРЕД УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

© 2020 г. Н. Н. Чугай<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 16.04.2020 г.

После доработки 28.04.2020 г.; принята к публикации 28.04.2020 г.

Исследуется природа асимметрии эмиссии H $\alpha$  от околосредной оболочки вокруг сверхновой II SN 2013fs в спектре, полученном спустя 10.3 часа после выхода ударной волны. Сферическая модель формирования H $\alpha$ , с учетом ускорения газа перед ударной волной излучением сверхновой, позволяет воспроизвести асимметричный профиль H $\alpha$ . Основные факторы, ответственные за асимметрию: высокая скорость околосредного газа перед ударной волной ( $\sim 3000$  км с<sup>-1</sup>) и низкая соболевская оптическая толщина в линии в совокупности с экранированием излучения H $\alpha$  фотосферой.

*Ключевые слова:* звезды, сверхновые, SN 2013fs.

DOI: 10.31857/S0320010820050010

## ВВЕДЕНИЕ

Сверхновая II (SN II) перед взрывом, как правило, имеет структуру красного сверхгиганта (RSG) и теряет вещество в виде медленного ( $10\text{--}30$  км с<sup>-1</sup>) звездного ветра. Торможение оболочки сверхновой в ветре приводит к радио- и рентгеновскому излучению (Шевалье, 1982), и это дает возможность оценить параметр плотности ветра, величина которого составляет для SNe II  $w = \dot{M}/u \sim 10^{14}\text{--}10^{15}$  г см<sup>-1</sup> (Шевалье и др., 2006). Оптические эмиссионные линии от ионизованного ветра при указанных параметрах плотности слишком слабы для их обнаружения. В частности, ожидаемая рекомбинационная светимость ветра в H $\alpha$  составит  $\approx 4.8 \times 10^{37} w_{15}^2 / (v_9 t_d)$  эрг с<sup>-1</sup>, где  $v_9$  — максимальная скорость невозмущенной оболочки сверхновой в единицах  $10^9$  см с<sup>-1</sup>,  $t_d$  — возраст сверхновой в днях,  $w_{15}$  — параметр плотности ветра в единицах  $10^{15}$  г см<sup>-1</sup>. Таким образом, светимость ветра в узкой линии H $\alpha$  через день после взрыва SN II должна быть в диапазоне  $\sim 5 \times 10^{35\text{--}37}$  эрг с<sup>-1</sup> при томсоновской оптической толщине ветра  $\tau_T \sim (0.03\text{--}0.3)/t_d$ .

Между тем спектры некоторых сверхновых II, полученные в течение первых двух суток после взрыва, показывают довольно интенсивные эмиссионные линии с узким ядром и широкими крыльями (Гро, 2014; Хазов и др., 2016; Ярон и др., 2017). Такие профили линий свидетельствуют о

том, что излучение околосредной оболочки испытывает многократное томсоновское рассеяние при оптической толщине оболочки в пределах 2–3 (Гро, 2014; Чугай, 2001). Наиболее интересен случай хорошо исследованной сверхновой II SN 2013fs (Ярон и др., 2017), для которой получена серия спектров, начиная с 6 ч после выхода ударной волны на границу звезды (shock breakout). Светимость околосредной оболочки в H $\alpha$  на стадии 1.4 дня составляет  $1.9 \times 10^{39}$  эрг с<sup>-1</sup>, это значительно выше ожидаемой светимости ветра красного сверхгиганта. Данные наблюдений говорят о том, что предсверхновая имела плотную околосредную оболочку с радиусом  $< 10^{15}$  см и массой (несколько)  $\times 10^{-3} M_{\odot}$  (Ярон и др., 2017).

Происхождение плотной компактной оболочки вокруг сверхновых II не вполне ясно. С одной стороны, возможно, оболочка — результат усиленной потери массы предсверхновой за несколько лет до коллапса. С другой стороны, оболочка может являться буферной зоной между атмосферой красного сверхгиганта и звездным ветром, подобно оболочке вокруг Бетельгейзе (Дессарт и др., 2017). Последняя имеет существенно несферическую клочковатую структуру с характерным радиусом  $\sim 2 \times 10^{15}$  см (Кервелла и др., 2011). Ее динамическое равновесие предположительно поддерживается пульсациями и/или интенсивными конвективными движениями (Кервелла и др., 2011). Эта картина находит подтверждение в наблюдениях CO линий, которые показывают присутствие в

\*Электронный адрес: nchugai@inasan.ru

оболочке восходящих и нисходящих движений со скоростями 10–30 км с<sup>-1</sup> (Охнака и др., 2011).

Исследование компактной оболочки сверхновых IP важно для понимания ее происхождения, в частности, для ответа на вопрос, в какой мере оболочки вокруг SN IP имеют ту же природу, что и оболочка Бетельгейзе. В этой связи обращает на себя внимание тот факт, что в спектре SN 2013fs, полученном на телескопе Keck-I/LRIS через 10.3 часа после выхода ударной волны, линия H $\alpha$  показывает заметную асимметрию (Ярон и др., 2017), которая не объясняется спектральной моделью. Хотя намек на аналогичную асимметрию имеется и в четырех предыдущих спектрах, полученных на том же инструменте, но в последнем спектре серии асимметрия наиболее четко выражена, что подчеркивается гауссовой декомпозицией, показанной авторами на отдельном рисунке (Ярон и др., 2017, Supplement Fig. 2). Заметим, что в описанной модели (Ярон и др., 2017) H $\alpha$  формируется в плотной околозвездной оболочке с постоянной скоростью расширения 100 км с<sup>-1</sup>, что является некоторым допущением, поскольку на ранней стадии может иметь место значительное ускорение газа перед ударной волной.

В предлагаемой статье исследуется вопрос о происхождении асимметрии, наблюдаемой в эмиссии H $\alpha$  в раннем спектре SN 2013fs, с целью понять, может ли наблюдаемая асимметрия возникать в сферической околозвездной оболочке, или же она отражает асимметрию околозвездной оболочки. Как будет показано ниже, наблюдаемая асимметрия профиля H $\alpha$  не связана с асимметрией околозвездной оболочки, а возникает естественным образом в сферическом случае.

Исследование основано на спектре SN 2013fs, полученном на телескопе Keck-I/LRIS через 10.3 часа после выхода ударной волны (Ярон и др., 2017). Спектр был извлечен из базы данных WISEREP (Ярон, Гал-Ям, 2012) (<https://wiserep.weizmann.ac.il>).

## МОДЕЛИРОВАНИЕ H $\alpha$

### Описание модели

Высвечивание ударной волны в начальном пике светимости приводит к формированию на границе оболочки сверхновой тонкой плотной оболочки, с которой совпадает фотосфера в течение нескольких дней в случае SN 2013fs (Чугай, 2020). Подчеркнем, что под фотосферой понимается уровень, на котором эффективная оптическая толщина составляет единицу. Околозвездная оболочка даже с томсоновской толщиной  $\tau_T \approx 2$  является эффективно тонкой, т.е.  $\tau_T[k_a/(k_a + k_T)]^{1/2} \ll 1$ , где  $k_a$  и  $k_T$  —

коэффициенты поглощения и томсоновского рассеяния соответственно. Кинетическая температура оболочки предполагается равной температуре фотосферы, которая составляет около 25 000 К при радиусе фотосферы  $R_1 = 10^{14}$  см на момент  $t = 10.3$  часа (Ярон и др., 2017). Внешний радиус околозвездной оболочки взят равным  $R_2 = 5 \times 10^{14}$  (Ярон и др., 2017). По аналогии с моделью сверхновой SN 1998S на ранней стадии (Чугай, 2001), рассматривается фотосфера радиуса  $R_1$  с резкой границей, погруженная в ионизованный околозвездный газ, распределенный в интервале  $R_1 < r < R_2$ . Распределение плотности предполагается однородным в диапазоне  $R_1 < r < R_2$ , в соответствии с прежней моделью околозвездной оболочки SN 2013fs (Чугай, 2020).

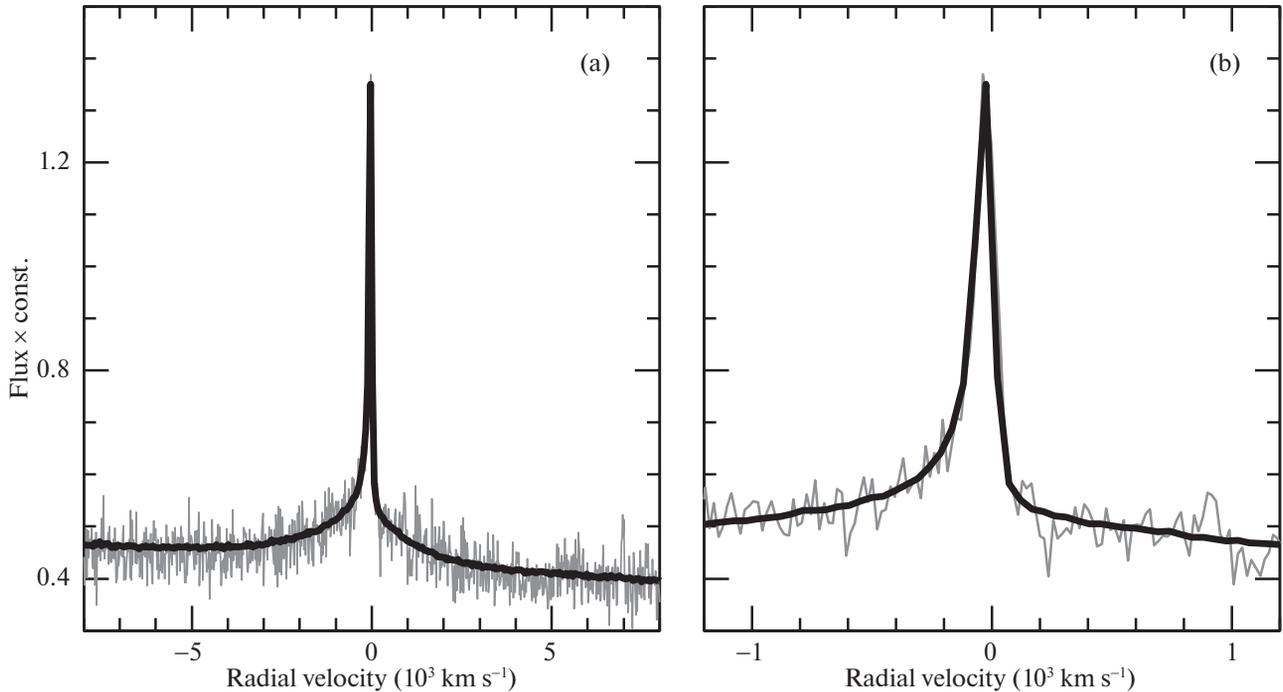
Мощное излучение сверхновой на ранней стадии приводит к ускорению околозвездного газа, в результате чего перед ударной волной формируется поле скоростей с отрицательным градиентом скорости. Вообще говоря, кинематика ускоренного газа должна быть результатом моделирования взрыва в рамках радиационной гидродинамики (Дессарт и др., 2017). Однако мы используем удобное параметрическое описание

$$v = (v_1 - v_2)[(R_2 - r)/(R_2 - R_1)]^q + v_2, \quad (1)$$

где  $v_1$  — скорость газа непосредственно перед ударной волной при  $r = R_1$ , а  $v_2$  — скорость невозмущенного ветра, причем  $v(R_2) = v_2$ . Скорость невозмущенного ветра принята равной 50 км с<sup>-1</sup>, что практически совпадает со спектральным решением (60 км с<sup>-1</sup>).

Свободными параметрами модели являются  $\tau_T$ ,  $v_1$ ,  $q$  и параметр соболевской оптической толщи в линии H $\alpha$   $\tau_0 = (\pi e^2/mc)f_{23}\lambda_{23}n_2(R_1/v_1)$ , где  $f_{23}$  и  $\lambda_{23}$  — сила осциллятора и длина волны H $\alpha$ , а остальные величины имеют обычный смысл. Соболевская толщина на данном радиусе для фотона с волновым вектором  $\mathbf{k}$  и  $\mu = (\mathbf{k}\mathbf{v})/(kv)$  равна  $\tau_S = \tau_0(v_1/R_1)(r/v)/[1 - \mu(\gamma - 1)]$ , где  $\gamma = (r/v)(dv/dr)$ .

Перенос излучения в околозвездной оболочке с учетом томсоновского и резонансного рассеяния рассчитывается методом Монте-Карло. В модели учтено диффузное отражение фотонов от фотосферы с конечной величиной альбедо, но далее полагаем альбедо фотосферы  $\omega = 0$ , поскольку результат не меняется даже при высоком альбедо,  $\omega = 0.5$ . Причина в том, что диффузно отраженные от фотосферы фотоны H $\alpha$  рассеиваются в далекое синее крыло из-за высокой скорости фотосферы на этой стадии  $\sim 26\,000$  км с<sup>-1</sup> (Чугай, 2020) и поэтому заметно не влияют на профиль линии в рассматриваемом интервале лучевых скоростей.



**Рис. 1.** Линия  $H\alpha$  в спектре SN 2013fs на момент 10.3 часа после выхода ударной волны. Оптимальная модель сравнивается с наблюдаемым спектром (*серая линия*) на большом интервале лучевых скоростей (a) и вблизи центра линии (b). В последнем случае асимметрия линии становится более очевидной.

### Результаты

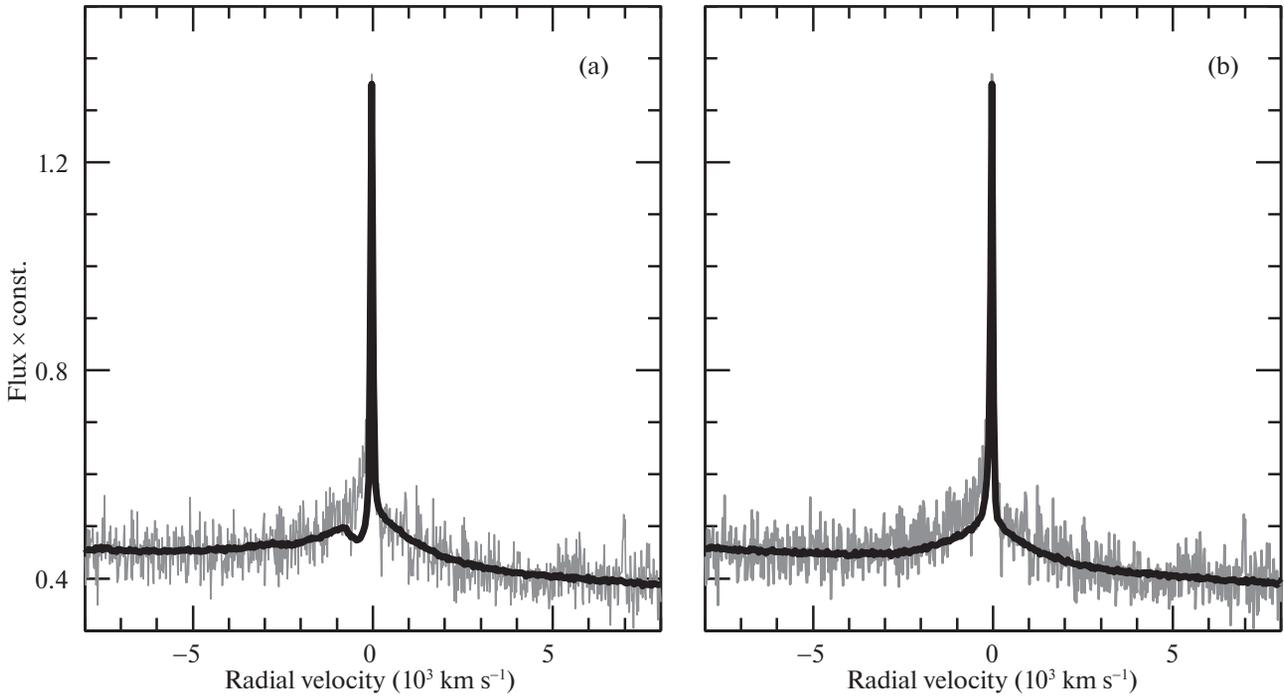
Предварительное моделирование показывает, что принятое ранее красное смещение SN 2013fs  $v_{rs} = 3554$  км с<sup>-1</sup> в соответствии с красным смещением галактики NGC 7610 ( $z = 0.011855$ , NED) следует увеличить на 140 км с<sup>-1</sup>. Вывод подтверждает спектр SN 2013fs, полученный на 51-й день (P200/BBSP, Ярон и др., 2017); спектр содержит слабые узкие эмиссии  $H\alpha$  и [O III] 5006.843 Å, которые также требуют дополнительного красного смещения +140 км с<sup>-1</sup>. Ниже используется исправленное красное смещение  $v_{rs} = 3694$  км с<sup>-1</sup>.

Расчеты показали, что при любых значениях свободных параметров согласие модели с наблюдаемым спектром требует, чтобы линия  $H\alpha$  была оптически тонкой. При  $\tau_0 > 0.1$  наблюдаемую асимметрию описать не удастся. Оптимальная модель (рис. 1) с параметрами  $\tau_0 = 0$ ,  $v_1 = 3000$  км с<sup>-1</sup>,  $\tau_T = 2$  и  $q = 1.7$  успешно воспроизводит профиль  $H\alpha$ , включая эффект асимметрии, который наиболее очевиден на рис. 1b. Неопределенность найденных значений параметров составляет  $\pm 0.3$  для  $\tau_T$ ,  $\pm 0.1$  для  $q$  и  $\pm 500$  км с<sup>-1</sup> для  $v_1$ .

Влияние небольшой величины оптической толщи в линии  $H\alpha$  с параметром  $\tau_0 = 0.2$  на уровне  $R_1$  (соборовская оптическая толщина вдоль радиуса 0.08) при неизменных остальных параметрах

показано на рис. 2a. В данном случае в модели возникают абсорбция и асимметрия противоположного вида. Это убедительно демонстрирует, что на рассматриваемой стадии линия  $H\alpha$  должна быть существенно оптически тонкой. Модель со скоростью перед ударной волной  $v_1 = 1000$  км с<sup>-1</sup> иллюстрирует важность величины скорости. В данном случае эффект асимметрии практически полностью исчезает и, следовательно, модель с более высокой скоростью предпочтительна.

Вывод о низкой оптической толщине в линии  $H\alpha$  можно сопоставить с расчетами ионизации водорода и населенности второго уровня в модели двух уровней ( $n = 1$  и  $n = 2$ ) с континуумом. Учтены все радиационные и столкновительные процессы в данной модели атома. Соответствующие уравнения стационарной кинетики решались при оптимальных значениях модельных параметров  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $T$  и электронной концентрации определяемой величиной томсоновской толщи  $\tau_T = 2$ . Найденное решение указывает на полную ионизацию ( $x \approx 0.999$ ) и довольно низкую населенность второго уровня, при которой соборовская оптическая толщина в  $H\alpha$  составляет всего лишь  $\tau_S = 7 \times 10^{-4}$  на уровне  $r = R_1$  в согласии с выводом, полученным из моделирования  $H\alpha$ . Проблема, однако, в том, что модель предсказывает увеличение соборовской оптической толщи к периферии. В частности, на радиусе  $r = 3.5R_1$  достигается величина  $\tau_S = 0.1$ , что находится в явном противоречии с выводом



**Рис. 2.** То же, что и на рис. 1, но рис. 2а показывает оптимальную модель, в которой параметр оптической толщины в  $H\alpha$  равен  $\tau_0 = 0.2$ , тогда как рис. 2б показывает модель со скоростью газа перед ударной волной  $1000 \text{ км с}^{-1}$ . Обе модели плохо согласуются с наблюдаемым спектром.

о прозрачной  $H\alpha$ . Это противоречие является серьезным и требует разрешения. В принципе, оно может быть устранено, если допустить, что околозвездная оболочка имеет клочковатую структуру с низкой плотностью межоблачной среды. При факторе объемного заполнения облаков  $f < 0.01$  эффективная соболевская оптическая толщина оболочки в  $H\alpha$  ( $\sim f$ ) становится пренебрежимо малой. Подчеркнем, что клочковатая структура не влияет на оптическую толщину томсоновского рассеяния, если число облаков вдоль радиуса превышает единицу.

Возникает следующий вопрос, может ли величина скорости газа перед ударной волной  $v_1 = 3000 \text{ км с}^{-1}$  быть следствием ускорения газа излучением. Приемлемую оценку скорости можно получить из уравнения движения под действием излучения с учетом лишь томсоновского рассеяния и пренебрегая смещением газа по радиусу за время ускорения. Решение приводит к скорости на данном радиусе  $r$  в данный момент  $t$

$$v = \frac{k_T E_r}{4\pi r^2 c} = 8.5 \times 10^7 E_{r,48} r_{14}^{-2} \text{ см с}^{-1}, \quad (2)$$

где  $k_T = 0.34 \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$  — томсоновская непрозрачность,  $E_{r,48}$  — интеграл светимости по времени за 10.3 часа в единицах  $10^{48}$  эрг,  $r_{14}$  — радиус в единицах  $10^{14}$  см, а остальные величины имеют обычный смысл. Светимость SN 2013fs на стадии

$t = 3.6$  часа после выхода ударной волны составляет  $L \approx 3 \times 10^{44} \text{ эрг с}^{-1}$  (Ярон и др., 2017), что приводит к оценке  $E_r \approx 4 \times 10^{48}$  эрг. При этом значении энергии из уравнения (1) следует оценка скорости  $\sim 3400 \text{ км с}^{-1}$  на уровне  $10^{14}$  см на момент 10.3 часов после выхода ударной волны. Таким образом, скорость газа в нашей модели  $v_1 = 3000 \text{ км с}^{-1}$  в пределах неопределенностей согласуется с ожидаемой скоростью газа в результате его ускорения излучением.

## ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Цель работы состояла в поиске причины асимметрии профиля  $H\alpha$  в раннем спектре SN 2013fs. Модель излучения  $H\alpha$  в плотной сферической околозвездной оболочке может объяснить асимметрию при определенных условиях. Для этого модель, помимо томсоновского рассеяния, должна учитывать значительное ускорение газа излучением сверхновой. Примечательно, что требуемая скорость газа перед ударной волной  $3000 \text{ км с}^{-1}$  согласуется с величиной, предсказываемой радиационным ускорением. Дополнительным условием для возникновения асимметрии  $H\alpha$  является низкая соболевская оптическая толщина в линии, что имеет место вблизи ударной волны. Однако клочковатая структура внешних слоев околозвездной оболочки с низким фактором объемного заполнения

необходима, чтобы избежать появления сильной абсорбции  $H\alpha$ . В этой связи важно проверить, присутствуют ли в других SNe II с компактными плотными оболочками абсорбционные компоненты в  $H\alpha$  на стадии около одного дня после взрыва.

Дессарт и др. (2017) представили модельные спектры SNe II на ранней стадии для различных вариантов плотных оболочек с учетом кинематики ускоренного газа перед ударной волной, рассчитанной в рамках радиационной гидродинамики. Из опубликованных модельных спектров два показывают признаки требуемой асимметрии  $H\alpha$ : модель  $g1w5g$  на моменты 20h и 24h, а также модель  $g1w5h$  на момент 11.6h. Однако неясно, может ли использованная вычислительная процедура воспроизвести желаемую асимметрию  $H\alpha$  в модели, предназначенной для SN 2013fs на стадии 10.3 часа.

В случае SN 1998S модель для описания  $H\alpha$  с узким ядром и широкими крыльями на стадии около недели после взрыва включала ускорение газа перед ударной волной до  $1000 \text{ км с}^{-1}$  (Чугай, 2001). Однако ни наблюдаемый профиль, ни модель не показывают асимметрию в этом спектре. Причина в том, что благодаря большой величине томсоновской оптической толщи ( $\tau_T = 3.6$ ) и небольшой скорости ускоренного газа, эффекты томсоновского рассеяния полностью замыкают асимметрию.

Обращает на себя внимание интересное совпадение. При плотности газа околозвездной оболочки в оптимальной модели  $\rho \approx 1.5 \times 10^{-14} \text{ г см}^{-3}$  и скорости плотной оболочки  $v_s = 2.6 \times 10^4 \text{ км с}^{-1}$  на момент 10.3 часа (Чугай, 2020) кинетическая светимость ударной волны составляет  $L = 2\pi R_1^2 \rho v_s^3 = 1.6 \times 10^{43} \text{ эрг с}^{-1}$ . Полученная величина совпадает с наблюдательной оценкой болометрической светимости SN 2013fs на рассматриваемой стадии (Ярон и др., 2017). На первый взгляд, излучение внешней ударной волны определяет светимость сверхновой на данной стадии. Однако при указанной плотности околозвездного газа время высвечивания газа за фронтом внешней ударной волны составляет несколько суток, и по этой причине вопрос о величине вклада внешней ударной волны в светимость на этой стадии остается открытым.

Сферическая симметрия компактной околозвездной оболочки в SN 2013fs ставит вопрос о том, имеет ли место близкая аналогия между плотными компактными оболочками вокруг предсверхновых II и оболочкой вокруг Бетельгейзе. Проблема в том, что оболочка Бетельгейзе показывает значительные отклонения от сферической симметрии (Кервелла и др., 2011). Если асимметрия оболочки Бетельгейзе порождается асимметрией потери массы, связанной с крупномасштабной конвекцией (Кервелла и др., 2011), то следует допустить, что сферичность оболочек вокруг предсверхновых II отражает, скорее, сферический режим потери массы красным сверхгигантом, вероятно, обусловленный радиальными пульсациями.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гро (J.H. Groh), *Astron. Astrophys.* **572**, L11 (2014).
2. Дессарт (L. Dessart, D.J. Hillier, and E. Audit), *Astron. Astrophys.* **605**, A83 (2017).
3. Кервелла и др. (P. Kervella, G. Perrin, A. Chiavassa, S.T. Ridgway, J. Cami, X. Haubois, and T. Verhoelst), *Astron. Astrophys.* **531**, A117 (2011).
4. Охнака (K. Ohnaka, G. Weigelt, F. Millour, K.-H. Hofmann, T. Driebe, D. Schertl, A. Chelli, F. Massi, R. Petrov, and Ph. Stee), *Astron. Astrophys.* **529**, A163 (2011).
5. Хазов и др. (D. Khazov, O. Yaron, A. Gal-Yam, I. Manulis, A. Rubin, S.R. Kulkarni, I. Arcavi, M.M. Kasliwal, et al.), *Astrophys. J.* **818**, 3 (2016).
6. Чугай (N.N. Chugai), *MNRAS* **494**, L86 (2020).
7. Чугай (N.N. Chugai), *MNRAS* **326**, 1448 (2001).
8. Шевалье (R.A. Chevalier), *Astrophys. J.* **259**, 302 (1982).
9. Шевалье и др. (R.A. Chevalier, C. Fransson, and T.K. Nymark), *Astrophys. J.* **641**, 1029 (2006).
10. Ярон и др. (O. Yaron, D.A. Perley, A. Gal-Yam, J.H. Groh, A. Horesh, E.O. Ofek, S.R. Kulkarni, J. Sollerman, et al.), *Nature Phys.* **13**, 510 (2017).
11. Ярон, Гал-Ям (O. Yaron and A. Gal-Yam), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **124**, 668 (2012).