

## СОДЕРЖАНИЕ ${}^7\text{Be}$ В НОВОЙ V5668 Sgr НЕ ПРОТИВОРЕЧИТ ТЕОРИИ

© 2020 г. Н. Н. Чугай<sup>1\*</sup>, А. Д. Кудряшов<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>Всероссийский институт научной и технической информации РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 20.01.2020 г.

После доработки 24.01.2020 г.; принята к публикации 28.01.2020 г.

К настоящему времени резонансные линии изотопа  ${}^7\text{Be}$  обнаружены у пяти новых звезд. Известные оценки относительного содержания этого изотопа по эквивалентной ширине линий  ${}^7\text{Be}$  II и Ca II приводят к выводу о значительно более высоком содержании  ${}^7\text{Be}$  по сравнению с предсказаниями моделей термоядерного горения при вспышке новой. В попытке понять причину расхождения мы исследовали возможность увеличения выхода  ${}^7\text{Be}$  при вспышках новых, основываясь на кинетике ядерного горения в рамках двузонной модели, и показали, что даже при самом благоприятном наборе параметров массовая доля этого изотопа не превышает  $3 \times 10^{-5}$ . Это согласуется с известными теоретическими результатами и оставляет противоречие между теорией и наблюдениями нерешенным. Показано, что причина противоречия состоит в предположении о равенстве относительных долей ионов  $\text{Be II}/\text{Be}$  и  $\text{Ca II}/\text{Ca}$ , которое принималось при определении содержания  ${}^7\text{Be}$ . Для новой V5668 Sgr из-за различия потенциалов ионизации относительная доля ионов  $\text{Be II}$  в оболочке оказывается, по крайней мере, на порядок выше относительной доли ионов  $\text{Ca II}$ . Полученная новая оценка массовой доли  ${}^7\text{Be}$  не противоречит теории. Рассчитанный поток гамма-квантов 478 кэВ от распада  ${}^7\text{Be}$  согласуется с верхним пределом по наблюдениям спутника ИНТЕГРАЛ.

*Ключевые слова:* звезды — новые звезды.

DOI: 10.31857/S0320010820020035

### ВВЕДЕНИЕ

Явление новой звезды вызвано вспышкой термоядерного горения богатого водородом вещества, накопленного на поверхности белого карлика при аккреции в двойной системе. В процессе вспышки происходит синтез различных ядер, в том числе и ряда радиоактивных изотопов, в числе которых и  ${}^7\text{Be}$ . Камерон (1955) первым предположил, что звезды могут быть источником  ${}^7\text{Li}$  в Галактике, благодаря реакции  ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$  с последующим распадом ( $t_{1/2} = 53.12$  дня, Фаерстоун и др., 1999) через электронный захват  ${}^7\text{Be} + e \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu + \gamma$ . Возможность производства  ${}^7\text{Li}$  в новых звездах посредством процесса Камерона впервые рассмотрена Старрфилдом и др. (1978) в рамках гидродинамики с кинетикой ядерных реакций. Гидродинамические модели ядерной вспышки на поверхности белого карлика (Старрфилд и др., 2019; Хернанц и др., 1996; Хосе, Хернанц, 1998; Денисенков и

др., 2014) предсказывают содержание  ${}^7\text{Be}$  по массе  $X({}^7\text{Be}) \sim 10^{-6} - 2 \times 10^{-5}$ .

Недавно  ${}^7\text{Be}$  обнаружен в оболочках пяти новых звезд на основе регистрации в их спектрах линий поглощения резонансного дублета  ${}^7\text{Be}$  3130.4219, 3131.0667 Å (Таджитсу и др., 2015, 2016; Моларо и др., 2016; Селвелли и др., 2018; Иццо и др., 2018). В приведенных работах оценки содержания  ${}^7\text{Be}$  значительно (до 1 dex) превышают предсказания моделей нуклеосинтеза при вспышках новых. Вопрос о причине расхождения пока еще не стал предметом детального обсуждения, хотя он является ключевым для проверки теории нуклеосинтеза в новых звездах и для понимания роли новых в галактическом синтезе лития. Очевидно, возможны две причины расхождения: некорректность моделей, например, из-за трудностей описания перемешивания в процессе аккреции и в процессе вспышки, либо из-за некорректности интерпретации спектров поглощения резонансного дублета  ${}^7\text{Be}$  в терминах содержания изотопа. В этой связи вызывает некоторое сомнение предположение о

\*Электронный адрес: nchugai@inasan.ru

равенстве относительных долей ионов  $\text{Be II}/\text{Be}$  и  $\text{Ca II}/\text{Ca}$ , которое используется для оценки содержания  ${}^7\text{Be}$ .

В настоящей работе предпринята попытка преодолеть противоречие между теоретическим содержанием  ${}^7\text{Be}$  в новых и наблюдательными оценками содержания  ${}^7\text{Be}$ . Для этого исследуются две возможности. В первом случае мы пытаемся ответить на вопрос, каково максимальное содержание  ${}^7\text{Be}$ , которое ожидается в оболочках новых после термоядерной вспышки. Для этой цели используется двузонная модель термоядерного горения, которая позволяет при минимуме вычислительных затрат исследовать большой объем пространства параметров.

Второй подход нацелен на определение содержания  ${}^7\text{Be}$  по спектрам поглощения резонансного дублета. В центре нашего внимания будет новая 2015 г. V5668 Sgr, открытая 15 марта 2015 г. (Сич, 2015). Для нее на 58-й день после максимума получен спектр высокого разрешения с хорошим отношением сигнал/шум (Моларо и др., 2016). В спектре отчетливо видны обе линии поглощения резонансного дублета  ${}^7\text{Be II}$  3130.42, 3131.07 Å с лучевой скоростью  $-1175 \text{ км с}^{-1}$  (Моларо и др., 2016). Благодаря наблюдениям в оптическом, инфракрасном, ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах, для этой новой известна болометрическая светимость на интересующей нас стадии (Герц и др., 2018), что важно для уменьшения неопределенности результатов. Заметим, что для этой новой получен верхний предел потока в гамма-линии 478 кэВ от распада  ${}^7\text{Be}$  при наблюдении спектрографом SPI на спутнике ИНТЕГРАЛ (Зигерт и др., 2018).

В соответствии с поставленными целями в разделе 2 описана двузонная модель вспышки и рассчитан состав вещества оболочки новой по завершении термоядерной вспышки, включая содержание  ${}^7\text{Be}$  при различных наборах параметров. В разделе 3 предлагается новый подход к оценке содержания  ${}^7\text{Be}$  в новой V5668 Sgr, который учитывает состояние ионизации  $\text{Be}$  и  $\text{Ca}$ . В дальнейшем мы используем два возраста новой: время, прошедшее от оптического максимума блеска, которое характеризует время расширения сброшенной оболочки новой, и время, прошедшее от вспышки термоядерного горения, которая предположительно имела место за 7 дней до максимума (Зигерт и др., 2018); это время определяет долю нераспавшегося  ${}^7\text{Be}$ .

## СИНТЕЗ ${}^7\text{Be}$ В НОВЫХ

### Модель

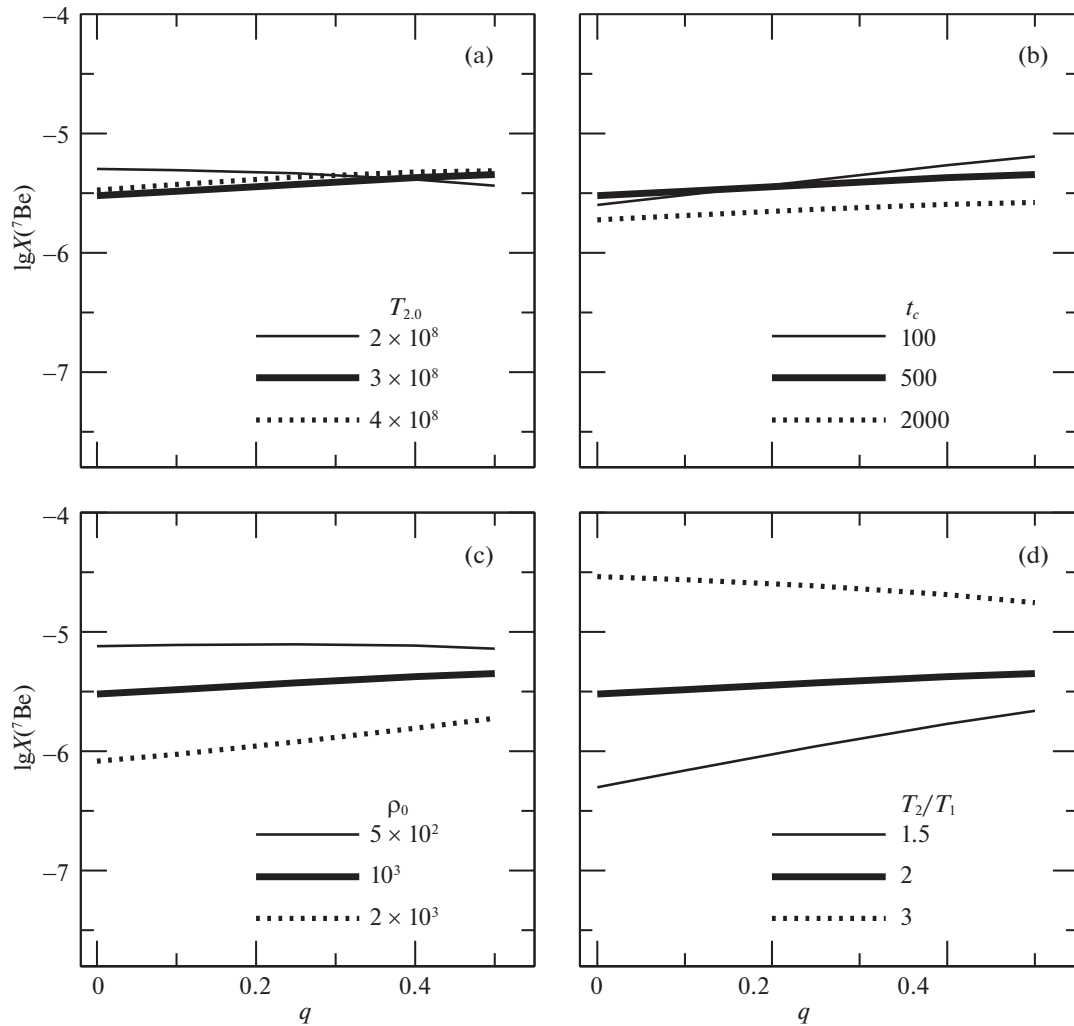
Используемая здесь двузонная модель аналогична модели, предложенной ранее (Боффин и

др., 1993). Модель включает центральную зону с высокой температурой и внешнюю зону с более низкой температурой. Отношение массы центральной зоны к массе внешней в стандартной модели равно  $1/10$ , близко к величине  $1/9$ , принятой ранее в аналогичной модели (Боффин и др., 1993). Заметим, что расчеты показывают лишь слабую зависимость массовой доли синтезированного  ${}^7\text{Be}$  от отношения масс зон. Предполагаемая эволюция температуры и плотности в центральной зоне происходит адиабатически ( $\rho \propto T^3$ ), а зависимость от времени описывается экспонентой  $\rho = \rho_0 \exp(-t/t_e)$ , где  $t_e$  — характерное время горения. Температура и плотность внешней зоны определяются через фиксированное отношение температур центральной и внешней зоны ( $T_2/T_1$ ). Максимальные величины  $\rho_0$  и  $T_0$  меняются в диапазонах ( $10^2-10^4$ ) г см $^{-3}$  и соответственно  $(1-5) \times 10^8$  К, а характерное время горения в пределах 100–300 с. Эффект конвективного перемешивания в процессе горения описывается в терминах постоянного темпа обмена веществом между зонами, причем время перемешивания для внешней зоны ( $t_c$ ) в разных вариантах варьируется в диапазоне  $10^2-10^4$  с. Доля подмешанного вещества карлика в оболочке ( $q$ ) менялась в пределах 0–0.5. Однако отметим, что энергетические соображения требуют значительной доли подмешанного вещества белого карлика в оболочке  $q > 0.1$  (Старрфилд и др., 1978, 2019). Подчеркнем, что принятые интервалы значений параметров соответствуют физическим условиям, характерным для гидродинамических моделей вспышек новых (см., например, Денисенков и др., 2014).

Для каждой зоны решается система кинетических уравнений относительно молевой доли  $Y_i = X_i/A_i$ , где  $X_i$  и  $A_i$  — массовая доля и атомный вес ядра. В кинетической схеме учитываются 282 ядра от  ${}^1\text{H}$  до  ${}^{57}\text{Cr}$ , участвующих в 2011 реакциях горения водорода и гелия. Состав аккрецируемого вещества предполагается солнечным, состав вещества CO карлика тот же, что и в работе Кудряшова и др. (2000), а состав ONeMg карлика взят из работы Ритосса и др. (1996). Расчеты показывают, что содержание  ${}^7\text{Be}$  в наших моделях не зависит от типа белого карлика. Скорости ядерных реакций взяты из баз данных NACRE (Ангуло и др., 1999) и JINA REACLIB (Сайбурт и др., 2010).

### Результаты моделирования

Содержание  ${}^7\text{Be}$  в конце активной фазы горения, т.е. при падении начальной температуры более чем на порядок, представлено на рис. 1 в зависимости от параметра  $q$ . Панели (а)–(д) последовательно показывают эффект вариации начальной температуры центральной зоны, времени перемешивания



**Рис. 1.** Рассчитанное в двухзонной модели содержание  ${}^7\text{Be}$  в зависимости от доли вещества белого карлика в водородной оболочке: (a) — показывает эффект вариации начальной температуры в центральной зоне горения; (b) — эффект вариации времени перемешивания (в секундах); (c) — эффект вариации начальной плотности ( $\text{г см}^{-3}$ ) в центральной зоне горения; (d) — эффект вариации отношения температур в центральной и внешней зонах горения.

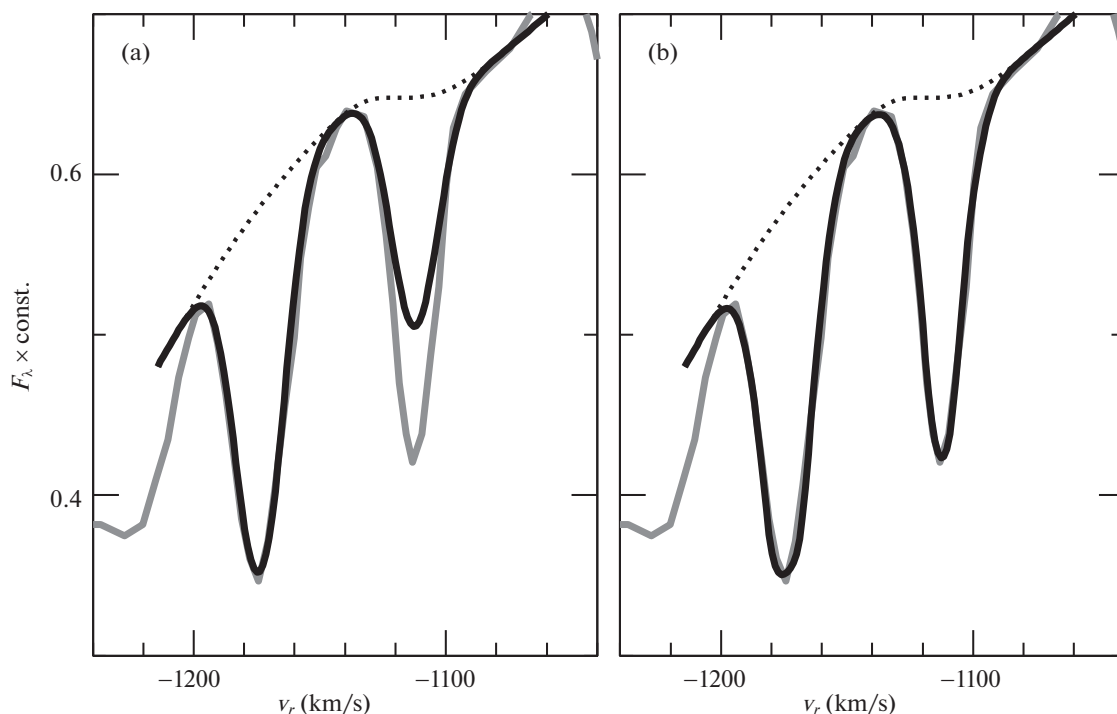
для внешней зоны, начальной плотности центральной зоны и отношения температур центральной и внешней зоны.

Содержание  ${}^7\text{Be}$  меняется сравнительно слабо при изменении начальной температуры центральной зоны (рис. 1a) и при различных значениях времени перемешивания (рис. 1b). При вариации плотности (рис. 1c) содержание  ${}^7\text{Be}$  заметно меняется в пределах  $10^{-6}$ – $8 \times 10^{-6}$ . На содержание  ${}^7\text{Be}$  особенно сильно влияет отношение температур двух зон (рис. 1d). С ростом этого отношения содержание  ${}^7\text{Be}$  растет и достигает  $3 \times 10^{-5}$  при малых значениях,  $q < 0.1$ . При  $T_2/T_1 > 3$  зависимость практически исчезает (Кудряшов, 2019, рис. 2). Оптимальное значение параметра  $q$  близко к 0.25 (Старрфилд и др., 2019). Максимальное содержание  ${}^7\text{Be}$  в наших моделях для этого значения  $q$  равно  $2.2 \times 10^{-5}$  (рис. 1d). Интересно, что эта

величина совпадает с максимальным содержанием  ${}^7\text{Be}$  в оболочке новой в серии недавних гидродинамических моделей при  $q = 0.25$  (Старрфилд и др., 2019). Оно приходится на массы CO-карликов в интервале  $1.15$ – $1.35 M_{\odot}$  и составляет  $2 \times 10^{-5}$ . Величину  $X({}^7\text{Be}) = 2 \times 10^{-5}$  целесообразно принять в качестве теоретического верхнего предела содержания  ${}^7\text{Be}$  в оболочках новых.

### СОДЕРЖАНИЕ ${}^7\text{Be}$ В НОВОЙ V5668 Sgr

Из отношения эквивалентных ширин линий  ${}^7\text{Be II}$  и  $\text{Ca II } 3933 \text{ \AA}$  в новой 2015 г. V5668 Sgr на 58-й день Моларо и др. (2016) делают вывод, что отношение чисел атомов  $N({}^7\text{Be})/N(\text{Ca}) \approx 53$ – $69$  в оболочке этой новой. Это предполагает массовую долю бериллия  $X({}^7\text{Be}) \sim 9 \times 10^{-5}$ , что в четыре раза



**Рис. 2.** Модельный и наблюдаемый спектр новой V5668 Sgr на 58-й день (серая линия) линия в области дублета  ${}^7\text{Be}$  3130.42, 3131.07 Å. Пунктир показывает предполагаемое поведение квазиконтинуума в области дублета в шкале лучевых скоростей. Панель (a) соответствует отсутствию дыр в оболочке (модель A), панель (b) показывает случай оболочки с дырами на фоне источника квазиконтинуума.

превышает верхний предел, полученный нами выше. Содержание  ${}^7\text{Be}$  в цитируемой работе, однако, найдено в предположении равенства относительных долей  ${}^7\text{Be II}/{}^7\text{Be}$  и  $\text{Ca II}/\text{Ca}$ . Справедливость такого допущения вызывает сомнение, поскольку потенциалы ионизации  ${}^7\text{Be II}/{}^7\text{Be}$  и  $\text{Ca II}$  и более высокозарядных ионов существенно различны. Ниже предлагается оценка содержания  ${}^7\text{Be}$  с учетом ионизации  $\text{Be}$  и  $\text{Ca}$ .

### Лучевая концентрация ${}^7\text{Be}$

Определим величину лучевой концентрации  ${}^7\text{Be II}$  и  $\text{Ca II}$  на основе спектра V5668 Sgr на 58-й день (Моларо и др., 2016). Используемая для этого модель предполагает, что линия поглощения формируется при резонансном поглощении в изотермическом слое на фоне континуума с потоком на внутренней границе оболочки  $F_c$ . В действительности имеет место скорее не истинное поглощение, а резонансное рассеяние. Однако, поскольку рассеянные кванты распределены в широком интервале лучевых скоростей ( $\pm 1000 \text{ км с}^{-1}$ ), вклад рассеянного в линии излучения в узкий профиль поглощения пренебрежимо мал. По этой причине рассеяние можно трактовать как поглощение. Предполагается наличие гауссовой турбулентности в оболочке с микротурбулентной скоростью  $v_t$ .

Турбулентность позволяет формально учесть и радиальный градиент скорости. Предварительные расчеты показывают, что для описания дублета  ${}^7\text{Be II}$  следует учесть вклад непоглощенного континуума, который приводит к увеличению остаточной интенсивности абсорбционных линий при значительной величине оптической толщины в центре линии. Доля непоглощенного континуума будет описываться параметром  $\eta$ . Смысл его в том, что  $\eta F_c$  — это поток континуума, который проходит к наблюдателю, минуя поглощающий газ, а  $(1-\eta)F_c$  — поток континуума, проходящий через поглощающий газ оболочки. Параметр  $\eta$  можно формально рассматривать как долю “дыр” в поглощающем слое на фоне источника континуума (квазиконтинуума). Это лишь иллюстрация возможности; реальная геометрия может быть сложнее и включать крупномасштабные отклонения от сферичности, которые характерны для оболочек новых. Другое обстоятельство, обнаруженное в расчетах спектра поглощения, — необходимость учета, по крайней мере, двух зон на луче зрения с различными микротурбулентными скоростями  $v_{t,1}$  и  $v_{t,2}$  и соответствующими лучевыми концентрациями  $\phi_1 N$  и  $(1-\phi_1)N$ , где  $N$  — полная лучевая концентрация  ${}^7\text{Be II}$  в оболочке.

Результаты моделирования дублета  ${}^7\text{Be II}$  3130.42, 3131.07 Å представлены на рис. 2. В

**Таблица 1.** Параметры моделей синтетического спектра дублета  ${}^7\text{Be II}$ 

Модель	$\eta$	$N, 10^{12}$ $\text{см}^{-2}$	$v_{t,1},$ $\text{км с}^{-1}$	$v_{t,2},$ $\text{км с}^{-1}$	$\phi_1$
A	0	4	12	5	1
B	0.6	22	12	5	0.55

модели с  $\eta = 0$  и турбулентной скоростью  $12 \text{ км с}^{-1}$  (модель А, табл. 1) дублет не удается описать: синий компонент согласуется с наблюдаемым спектром, тогда как красный компонент имеет заметно меньшую глубину по сравнению с наблюдаемой. Очевидно, это является результатом насыщения линий поглощения при наличии непоглощенного континуума. Приемлемое описание дублета достигается в модели В с параметром  $\eta = 0.6$ . Присутствие в этой модели второго компонента с меньшей турбулентной скоростью ( $5 \text{ км с}^{-1}$ ) связано с необходимостью описать небольшую ширину в нижней части профиля линии поглощения. Лучевая концентрация в модели В в 5.5 раза больше, чем в модели А. С учетом меньшего объема оболочки из-за наличия дыр отношение полного числа ионов  ${}^7\text{Be}$  моделей В и А составляет 2.2.

Модель В использована и для описания абсорбции  $\text{Ca II } 3933 \text{ \AA}$  в том же спектре. Найденная лучевая концентрация  $\text{Ca II}$  составляет  $6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Эта величина будет использована ниже при определении содержания  ${}^7\text{Be}$ . Отношение лучевых концентраций на 58-й день составляет  $N({}^7\text{BeII})/N(\text{CaII}) = 36.6$ . Полученное отношение близко к оценке Моларо и др. (2016)  $N({}^7\text{BeII})/N(\text{CaII}) = 31.9$ , найденной из отношения эквивалентных ширин линий  $\text{Ca II } 3933 \text{ \AA}$  и  ${}^7\text{Be II } 3130 \text{ \AA}$ .

#### Ионизация $\text{Be}$ и $\text{Ca}$ и масса ${}^7\text{Be}$

Ионизацию  $\text{Be}$  и  $\text{Ca}$  в оболочке V5668 Sgr на момент  $t = 58$  сут будем рассматривать в предположении, что газ оболочки радиуса  $r = vt$  со скоростью расширения  $v = 1175 \text{ км с}^{-1}$  (Моларо и др., 2016) находится в поле дилутированного чернотельного излучения с температурой  $T$ , излучаемого фотосферой радиуса  $r_p$ . В этом случае ионизацию можно описать модифицированным уравнением Саха с учетом фактора дилуции  $W = 0.5[1 - (1 - (r_p/r)^2)^{0.5}]$ :

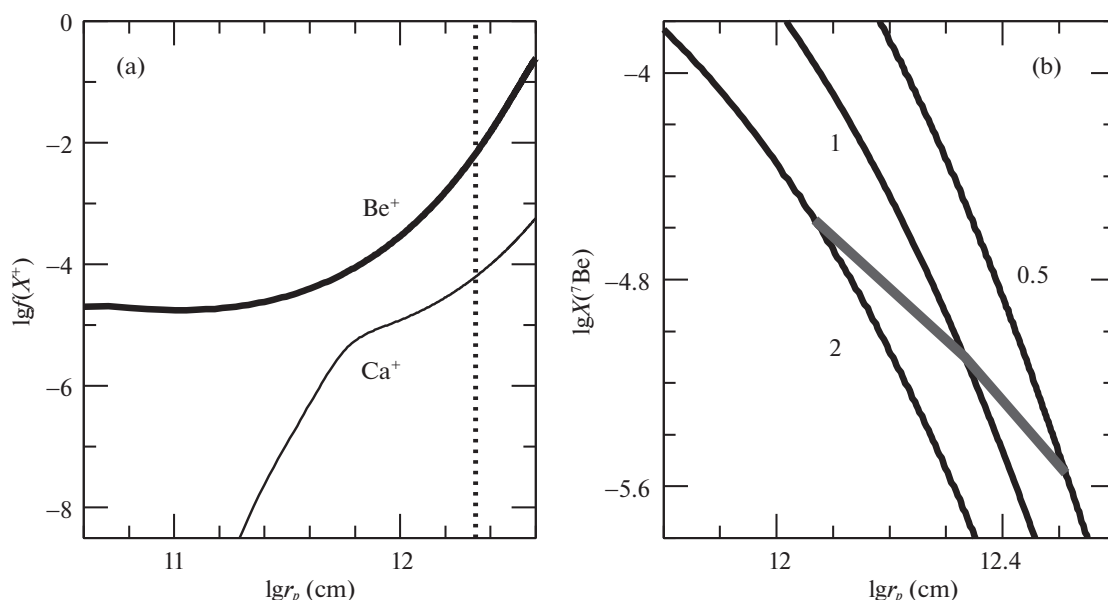
$$n_e \frac{n_{k+1}}{n_k} = W \left( \frac{T_e}{T} \right)^{1/2} S_{eq}(T), \quad (1)$$

где  $n_e$  — электронная концентрация в оболочке,  $n_k$  — концентрация ионов в  $k$ -й стадии ионизации ( $k = 1$  соответствует нейтралам),  $S_{eq}(T)$  — правая часть уравнения Саха в термодинамическом равновесии,  $T_e$  — электронная температура в оболочке, которую мы примем равной  $5000 \text{ К}$  в соответствии с температурой газа в модели синтетического спектра. В течение более 100 дней болометрическая светимость V5668 Sgr слабо изменяется и составляет  $\approx 2 \times 10^{38} \text{ эрг с}^{-1}$  (Герц и др., 2018); эта величина принимается в дальнейшем. Для определения температуры фотосферы и фактора дилуции при заданной светимости надо знать радиус фотосферы на 58-й день, который пока не известен. Ниже будет показано, что анализ ионизации  $\text{Ca}$  при данной массе оболочки новой V5668 Sgr позволяет устранить и эту неопределенность.

Представление о нижнем пределе массы оболочки можно составить на основе оценки массы пыли в оболочке V5668 Sgr  $\sim 1.2 \times 10^{-7} M_\odot$  (Герц и др., 2018). Содержание углерода в новой DQ Her 1934 г. показывает избыток по отношению к солнечному на 1 dex (Мустель, Баранова, 1966). Поскольку новая V5668 Sgr во многих отношениях подобна новой DQ Her, можно ожидать такого же избытка углерода и в этой новой. Если весь углерод конденсируется в пыль, то масса оболочки должна быть порядка  $10^{-6} M_\odot$ . Эта величина является абсолютным нижним пределом, поскольку не весь углерод переходит в пыль. Об этом свидетельствует присутствие эмиссионного триплета  $\text{C II } 7231, 7236, 7237 \text{ \AA}$  в спектре на 114-й день (Харви и др., 2018) в момент, когда масса пыли в оболочке максимальна (Герц и др., 2018). Для стандартной модели мы принимаем массу оболочки  $10^{-5} M_\odot$ , но допускаем отклонение в два раза в обе стороны.

Доля ионов  $\text{Be II}$  и  $\text{Ca II}$  рассчитывается в зависимости от радиуса фотосферы. Для кальция учтены шесть стадий ионизации и четыре стадии для бериллия. Относительная толщина оболочки принята равной  $\delta = \Delta r/r = 0.1$ , что согласуется с малой дисперсией скоростей в профилях линий бериллия по отношению к скорости расширения оболочки ( $\Delta v/v < 0.1$ ). При вычислении плотности учитывается скважность оболочки с долей дыр  $\eta = 0.6$  в согласии с моделью спектра дублета  ${}^7\text{Be II}$ . Электронная концентрация соответствует полной ионизации при солнечном химическом составе; отличие состава от солнечного не вносит существенной ошибки.

Рассчитанная доля ионов  $\text{Be II}$  и  $\text{Ca II}$  представлена на рис. За для оболочки с массой  $10^{-5} M_\odot$ . Различное поведение ионизации  $\text{Be}$  и  $\text{Ca}$  обусловлено низким потенциалом ионизации  $\text{Ca II}$ , а также ионов кальция с зарядом  $> 1$ . Из рис. За следует,



**Рис. 3.** Относительная доля ионов  $\text{Be II}$  и  $\text{Ca II}$  и массовая доля  ${}^7\text{Be}$ : (a) — доля ионов  $\text{Be II}$  и  $\text{Ca II}$  в оболочке новой на 48-й день в зависимости от радиуса фотосферы при светимости  $2 \times 10^{38}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ , массе оболочки  $10^{-5} M_{\odot}$  и скорости расширения оболочки  $1175$  км  $\text{с}^{-1}$ ; (b) — массовая доля  ${}^7\text{Be}$  для массы оболочки (справа налево) 0.5, 1 и 2 в единицах  $10^{-5} M_{\odot}$  в зависимости от радиуса фотосферы. Серая линия соответствует величинам  $X({}^7\text{Be})$  при значениях радиуса фотосферы и массы оболочки, которые удовлетворяют условию солнечного содержания  $\text{Ca}$ .

что при любых предположениях о радиусе фотосферы относительная доля  ${}^7\text{Be II}/{}^7\text{Be}$  превышает долю  $\text{Ca II}/\text{Ca}$  по меньшей мере на порядок величины, что делает равенство этих отношений в оболочке новой крайне маловероятным. Учитывая, что  $\text{Ca}$  при вспышке новой не синтезируется, естественно считать содержание кальция солнечным. В этом случае с учетом принятой массы оболочки, лучевой концентрации  $\text{Ca II}$  (подраздел 3.1) и найденной доле  $\text{Ca II}$  в зависимости от радиуса фотосферы можно найти величину радиуса фотосферы, для которой содержание  $\text{Ca}$  равно солнечному; он отмечен на рис. За пунктирной линией. Этому значению радиуса фотосферы соответствует яркостная температура фотосферы  $\approx 15000$  К. Пересечение пунктирной линии с кривой  $f({}^7\text{Be})$  дает долю  ${}^7\text{Be II}$ , которая в сочетании с лучевой концентрацией  ${}^7\text{Be II}$  позволяет получить массовую долю  ${}^7\text{Be}$ .

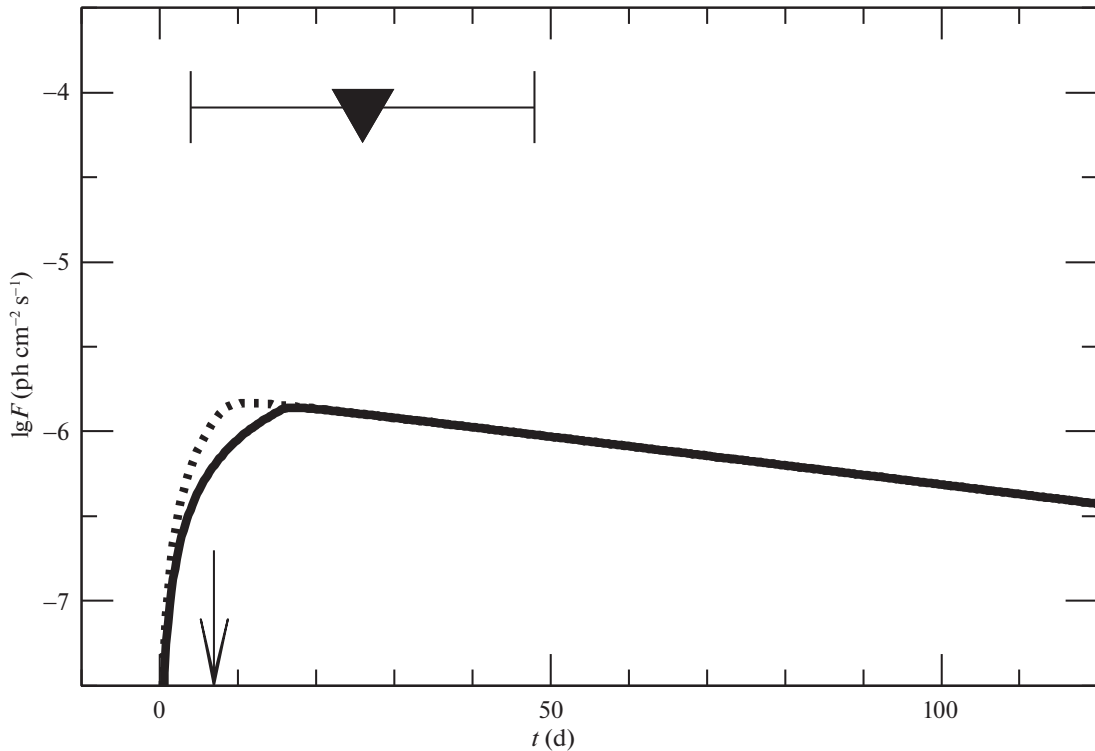
Представленный выше метод оценки массовой доли  ${}^7\text{Be}$  реализован для интервала масс оболочки  $(0.5-2) \times 10^{-5} M_{\odot}$  (рис. 2b). Содержание  ${}^7\text{Be}$  отнесено к моменту термоядерной вспышки. Множество значений  $X({}^7\text{Be})$ , для которых лучевая концентрация  $\text{Ca II}$  равна величине, найденной по линии поглощения  $\text{Ca II}$   $3933$  Å, показано отрезком. В рассматриваемом интервале масс оболочки массовая доля  ${}^7\text{Be}$  заключена в пределах  $2.7 \times 10^{-6} - 2.8 \times 10^{-5}$ . В стандартной модели оболоч-

ки с массой  $10^{-5} M_{\odot}$  массовая доля  ${}^7\text{Be}$  составляет  $8 \times 10^{-6}$ . Подчеркнем, что найденное содержание  $X({}^7\text{Be})$  для интервала масс оболочки  $(0.5-2) \times 10^{-5} M_{\odot}$  согласуется с теоретическими предсказаниями содержания  ${}^7\text{Be}$  в оболочках новых.

#### ПОТОК В ГАММА-ЛИНИИ 478 кэВ

Распад  ${}^7\text{Be}$  в  ${}^7\text{Li}$  через электронный захват сопровождается излучением гамма-квантов с энергией 478 кэВ с вероятностью  $p = 0.105$  (Фаерстоун и др., 1999). Новая V5668 Sgr оказалась в поле наблюдения спектрометра SPI на спутнике ИНТЕГРАЛ (Зигерт и др., 2018). Суммарная экспозиция составила  $10^6$  с, но гамма-линия не была обнаружена с верхним пределом  $8.2 \times 10^{-5}$  фотон  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$  на уровне  $3\sigma$ . Интересно сопоставить этот результат с потоком гамма-квантов 478 кэВ, который ожидается в нашей модели с массой оболочки  $10^{-5} M_{\odot}$  и содержанием бериллия  $X({}^7\text{Be}) = 8 \times 10^{-6}$ .

Рассмотрим однородное содержание  ${}^7\text{Be}$  в оболочке, оптимальное для прямого выхода гамма-квантов без рассеяния. Сброс оболочки предполагается в виде ветра с постоянным темпом истечения массы с постоянной скоростью  $v = 1175$  км  $\text{с}^{-1}$ , который формируется на радиусе  $r_0 = 10^{11}$  см; эта величина не является критичной для результата. При данных условиях плотность ветра определяется величиной кинетической светимости ветра  $L_k = (1/2)wv^3$ , где  $w = \dot{M}/v$  — параметр плотности



**Рис. 4.** Поток гамма-квантов в линии 478 кэВ от новой с параметрами V5668 Sgr (см. текст) и расстоянием 1.2 кпк. В верхней части рисунка показан верхний предел, полученный со спектрометром SPI на спутнике ИНТЕГРАЛ (Зигерт и др., 2018), с указанием временного интервала наблюдений. Время отсчитывается от термоядерной вспышки, т.е. за 7 дней до момента оптического максимума (показан стрелкой). Показаны два случая кинетической светимости ветра  $L_w = 10^{38}$  эрг  $s^{-1}$  (сплошная линия) и  $L_w = 2 \times 10^{38}$  эрг  $s^{-1}$ .

ветра. Рассмотрим два случая  $L_w = 10^{38}$  эрг  $s^{-1}$  и  $L_w = 2 \times 10^{38}$  эрг  $s^{-1}$ . Этим вариантам соответствует время истечения 16 и 8 дней соответственно. Результат для расстояния 1.2 кпк (Герц и др., 2018) представлен на рис. 4 вместе с верхним пределом в интервале периода наблюдений прибором SPI. В рассматриваемой модели поток гамма-квантов на полтора порядка ниже установленного верхнего предела.

## ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Цель работы состояла в поиске причины противоречия между теоретическими предсказаниями содержания  ${}^7\text{Be}$  в оболочках новых звезд и недавними оценками содержания  ${}^7\text{Be}$  в новых на основе наблюдаемых линий поглощения резонансного дублета  ${}^7\text{Be}$  II 3130.42, 3131.07 Å. Проведенное исследование термоядерного горения в новых в рамках двузонной модели показывает, что содержание  ${}^7\text{Be}$  в оболочках не может превышать  $3 \times 10^{-5}$ , что в 3 раза меньше наблюдательной оценки, полученной для новой V5668 Sgr на 58-й день после максимума (Моларо и др., 2016). Поскольку последняя оценка была получена на основе предположения о равенстве доли однократно ионизованных Be и Ca, мы сочли необходимым заново

определить содержание  ${}^7\text{Be}$  с использованием того же спектра. Новая оценка с учетом ионизации Be и Ca показала, что отношение Be II/Be по меньшей мере на порядок превышает отношение Ca II/Ca и, следовательно, предположение о равенстве указанных отношений не корректно. Основным вывод нашего исследования состоит в том, что содержание  $X({}^7\text{Be})$  для интервала масс оболочки  $(0.5-2) \times 10^{-5} M_\odot$  согласуется с теоретическими предсказаниями содержания  ${}^7\text{Be}$  в оболочках новых.

Для стандартной модели оболочки с массой  $10^{-5} M_\odot$  рассчитанный поток гамма-квантов в линии 478 кэВ от распада  ${}^7\text{Be}$  на полтора порядка ниже верхнего предела, полученного для новой V5668 Sgr при наблюдениях со спектрометром SPI на спутнике ИНТЕГРАЛ. Таким образом, на сегодня отсутствует противоречие между наблюдаемым содержанием  ${}^7\text{Be}$  как с предсказаниями теории, так и с наблюдениями гамма-линии 478 кэВ.

Следует заметить, что при расчете ионизации Be и Ca мы использовали довольно схематическое описание потока ионизирующего излучения, основанное на предположении о планковском спектре. Реалистичные модели ионизирующего излучения крайне



желательны для получения надежных оценок содержания  ${}^7\text{Be}$  в оболочках новых звезд. По мере уточнения моделей и увеличения числа исследованных новых можно будет определить величину вклада новых в галактический синтез  ${}^7\text{Li}$ .

Ограничимся пока грубой оценкой. Рассматривая новую с массой оболочки  $10^{-5}M_{\odot}$  в качестве типичной классической новой, получаем при найденном содержании  $X({}^7\text{Li}) = 8 \times 10^{-6}$  типичную массу синтезированного  ${}^7\text{Li}$  на одну новую  $8 \times 10^{-11} M_{\odot}$ . При частоте вспышек классических новых в Галактике  $\approx 50$  в год (Шафтер, 2017) за последние  $10^{10}$  лет новые должны синтезировать в Галактике  $\approx 40 M_{\odot}$  лития. Беря массу барионного вещества в Галактике  $6.08 \times 10^{10} M_{\odot}$  (Ликвиа и др., 2015), находим вклад новых в содержание лития в Галактике  $A({}^7\text{Li}) = 12 - \log(N\text{Li})/N(\text{H}) \approx 2.15$  или 8% от современного галактического содержания лития, которое составляет  $A({}^7\text{Li}) = 3.26$  (Гревес и др., 2010). Учитывая неопределенность величин масс оболочек новых, можно допустить, что типичная масса оболочки выше, например,  $2 \times 10^{-5} M_{\odot}$ . В этом случае при содержании  $X({}^7\text{Li}) = 2.8 \times 10^{-5}$  масса  ${}^7\text{Li}$  на одну новую составляет  $5.6 \times 10^{-10} M_{\odot}$ , и, следовательно, около 50% галактического лития может синтезироваться новыми звездами. Таким образом, на сегодня положение с ролью новых в синтезе галактического лития остается крайне неопределенным с возможным вкладом в интервале от  $\lesssim 10\%$  до  $\sim 100\%$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ангуло и др. (C. Angulo, M. Arnould, M. Rayet, P. Descouvemont, D. Baye, C. Leclercq-Willain, A. Coc, S. Varhouni, et al.), Nucl. Phys. A **656**, 3 (1999).
2. Бофин и др. (H.M.J. Boffin, G. Paulus, M. Arnould, and N. Mowlavi), Astron. Astrophys. **279**, 173 (1993).
3. Дарнли и др. (M.J. Darnley, M.F. Bode, E. Kerins, A.M. Newsam, J. An, P. Baillon, V. Belokurov, S. Calchi Novati, et al.), MNRAS **369**, 257 (2006).
4. Гревес и др. (N. Grevesse, M. Asplund, A.J. Sauval, and P. Scott), Astrophys. Sp. Sci. **328**, 179 (2010).
5. Денисенков и др. (P.A. Denissenkov, J.W. Truran, M. Pignatari, R. Trappitsch, C. Ritter, F. Herwig, U. Battino, K. Setoodehnia, and B. Paxton), MNRAS **442**, 2058 (2014).
6. Зигерт и др. (T. Siegert, A. Coc, L. Delgado, R. Diehl, J. Greiner, M. Hernanz, P. Jean, J. José, et al.), Astron. Astrophys. **625**, 1075 (2018).
7. Иццо и др. (L. Izzo, P. Molaro, P. Bonifacio, M. Della Valle, Z. Cano, A. de Ugarte Postigo, J. L. Prieto, C. Thoene, et al.), MNRAS **478**, 1601 (2018).
8. Камерон (A.G.W. Cameron), Astrophys. J. **121**, 144 (1955).
9. Кудряшов А.Д., Науч. тр. Института астрономии РАН **3**, 205 (2019).
10. Кудряшов (A.D. Kudryashov, N.N. Chugai, and A.V. Tutukov), Astron. Rep. **44**, 170 (2000).
11. Ликвиа, Ньюман (T.C. Licquia and J.A. Newman), Astrophys. J. **806**, 96 (2015).
12. Моларо и др. (P. Molaro, L. Izzo, E. Mason, P. Bonifacio, and M. Della Valle), MNRAS **463L**, 117 (2016).
13. Мустель, Баранова (E.R. Mustel and L.I. Baranova), Sov. Astron. **10**, 388 (1966).
14. Ритосса и др. (C. Ritossa, E. Garcia-Berro, and I. Jr. Iben), Astrophys. J. **460**, 489 (1996).
15. Сайбурт и др. (R.H. Cyburt, A.M. Amthor, and R. Ferguson), Astrophys. J. Suppl. Ser. **189**, 240 (2010).
16. Селвелли и др. (P. Selvelli, P. Molaro, and L. Izzo), MNRAS **481**, 2261 (2018).
17. Сич (J. Seach), Cent. Bur. Electron. Telegrams 4080 (2015).
18. Старрфилд и др. (S. Starrfield, M. Bose, C. Iliadis, W.R. Hix, Ch.E. Woodward, and R.M. Wagner), arXiv:1910.00575v1 (2019).
19. Старрфилд и др. (S. Starrfield, J.W. Truran, and W.M. Sparks), Astrophys. J. **226**, 186 (1978).
20. Таджитсу и др. (A. Tajitsu, K. Sadakane, H. Naito, A. Arai, and W. Aoki), Nature **518**, 381 (2015).
21. Таджитсу и др. (A. Tajitsu, K. Sadakane, and H. Naito), Astrophys. J. **818**, 191 (2016).
22. Фаерстоун и др. (R.B. Firestone, V.S. Shirley, C.M. Baglin, F.Y.F. Chu, and J. Zipkin), *Table of Isotopes* (John Wiley and Sons, New York, 1999).
23. Хернанц и др. (M. Hernanz, J. José, A. Coc, and J. Isern), Astrophys. J. **465**, L27 (1996).
24. Хоце, Хернанц (J. José and M. Hernanz), J. Phys. G Nucl. Phys. **34**, 431 (2007).
25. Шафтер (A.W. Shafter), Astrophys. J. **834**, 196 (2017).