

АННИГИЛЯЦИЯ ПОЗИТРОНОВ ^{22}Na В НОВЫХ ЗВЕЗДАХ

© 2021 г. Н. Н. Чугай^{1*}, А. Д. Кудряшов²

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

²Всероссийский институт научной и технической информации РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 29.01.2021 г.

После доработки 29.01.2021 г.; принята к публикации 02.02.2021 г.

Впервые исследовано влияние магнитного поля в оболочке новой звезды на выход позитронов радиоактивного изотопа ^{22}Na и на эволюцию потока в аннигиляционной линии 511 кэВ. Показано, что при поле на поверхности белого карлика $\sim 10^6$ Гс магнитное поле в расширяющейся оболочке новой звезды способно существенно замедлить выход позитронов и увеличить время свечения в линии 511 кэВ до сотен дней.

Ключевые слова: звезды, новые звезды, нуклеосинтез.

DOI: 10.31857/S0320010821040057

1. ВВЕДЕНИЕ

Явление новой звезды порождается термоядерной вспышкой (ТВ) в водородной оболочке, образованной на поверхности белого карлика в результате аккреции в двойной системе с нормальным компаньоном (обычно красный карлик). Несмотря на общее понимание механизма вспышки новой, в настоящее время не существует общепринятых моделей основных процессов, вовлеченных в явление новых. В частности, ведутся дискуссии по поводу механизма перемешивания вещества белого карлика с веществом водородной оболочки, что крайне важно для описания ТВ. Более того, не ясно, теряет ли новая при вспышке больше или меньше вещества, нежели накопило в результате аккреции между вспышками (Эпельстайн и др., 2007; Старрфилд и др., 2020). Остаются неясности в описании сброса оболочки и ее морфологии.

При таком положении теории значительная роль в развитии теории новых звезд принадлежит наблюдениям. Это обстоятельство иллюстрируют два важнейших факта в основе современной теории вспышек новых: (i) новые звезды — двойные системы и один из компонентов является белым карликом (Крафт, 1964); (ii) в оболочках новых имеется 100-кратный избыток CNO элементов (Мустель, Баранова, 1966), который говорит о важной роли перемешивания аккрецируемого вещества с веществом CO белого карлика в энергетике новых (Спаркс и др., 1976). Следует подчеркнуть, что помимо новых, связанных с

ТВ на поверхности CO карликов, существует довольно распространенный класс неоновых новых, обусловленных ТВ на поверхности ONe карликов (Старрфилд и др., 1986). К такому выводу привело обнаружение значительного избытка Ne в спектрах ряда новых звезд (Ферланд, Шилдс, 1978). Представляет интерес гипотеза, по которой неоновые новые являются результатом вспышки на CO белых карликах, внешний слой которых сильно обогащен Ne и Mg на предшествующей стадии с высоким темпом аккреции водорода, $\sim 10^{-6} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ (Шара, Пряльник, 1994).

В процессе ТВ синтезируются радиоактивные изотопы, распадающиеся за времена от сотен секунд (^{13}N) до нескольких лет (^{22}Na). Еще полвека назад была осознана важность наблюдения гамма-линий от новых звезд (Клейтон, Хойл, 1974). Изотопный состав оболочек новых зависит от типа белого карлика (CO или ONe) и многих плохо фиксируемых параметров явления, в частности, массы карлика, темпа аккреции и степени подмешивания вещества белого карлика в водородную оболочку. Регистрация гамма-линий от новых позволила бы определять массу изотопов в оболочке и, таким образом, получить важные ограничения на модели вспышек.

Перспективным для наблюдений гамма-линий от новых является изотоп ^{22}Na с периодом полураспада 2.6 года, что позволяет проводить наблюдения с большим временем накопления. Теория вспышек предсказывает довольно высокое содержание изотопа ^{22}Na в оболочках неоновых новых,

*Электронный адрес: nchugai@inasan.ru

$\sim 10^{-3}$ по массе (Денисенков и др., 2014; Кудряшов, 2019), на три порядка выше, чем в случае СО новых. Распад ^{22}Na сопровождается излучением гамма-квантов 1275 кэВ, аннигиляционной линии 511 кэВ и континуума трехфотонной аннигиляции. С помощью гамма-телескопа COMPTEL удалось наблюдать пять неоновых новых и получить верхний предел выбрасываемой массы ^{22}Na в диапазоне $3 \times 10^{-8} - 2 \times 10^{-6} M_{\odot}$ на основе верхнего предела потока в линии 1275 кэВ (Июдин и др., 1995). Полученные верхние пределы не противостоят теоретическому содержанию ^{22}Na в современных моделях неоновых новых при массе оболочки $\lesssim 3 \times 10^{-5}$. Позднее сообщалось о регистрации линии 1275 кэВ ^{22}Na гамма-телескопом COMPTEL от медленной новой V723 Cas 1995 г. на уровне 4σ (Июдин, 2010) — довольно неожиданный результат с точки зрения современных моделей вспышек новых.

Модельная светимость новых в аннигиляционной линии 511 кэВ от ^{22}Na исследовалась ранее (Гомез и др., 1998) и было показано, что уже через неделю после ТВ оболочка новой становится прозрачной для позитронов, которые покидают ее, минуя аннигиляцию. Если это так, то возможность регистрации аннигиляционной линии от ^{22}Na в новых становится сомнительной. С другой стороны, вывод о высокой прозрачности оболочки для позитронов изотопа ^{22}Na получен без учета возможного магнитного поля в оболочке. Вполне может оказаться, что умеренной величины магнитного поля будет достаточно, чтобы сильно затруднить выход позитронов изотопа ^{22}Na из оболочки новой и, таким образом, существенно увеличить длительность свечения неоновой новой в линии 511 кэВ. В таком случае задача обнаружения аннигиляционной линии ^{22}Na от неоновых новых могла бы стать вполне реалистичной.

В предлагаемой работе впервые исследуется вопрос о том, в какой мере учет магнитного поля может повлиять на выход позитронов ^{22}Na из оболочки и на эволюцию потока в линии 511 кэВ от неоновой новой. В разделе 2 описаны модель оболочки с вмороженным магнитным полем и принципы расчета двухфотонной аннигиляции. В разделе 3 представлены результаты расчета эволюции потока в линии 511 кэВ при различных значениях соответствующих параметров.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

2.1. Оболочка новой с вмороженным магнитным полем

Вопрос о структуре и кинематике оболочки различных подклассов новых не вполне ясен. Наиболее естественным представляется предположение

о сбросе оболочки в режиме оптически толстого ветра (Рагглз, Бат, 1979; Като, Хачису, 2007). Оно основано на том, что длительность ТВ существенно превышает гидродинамическое время в оболочке на поверхности белого карлика. В соответствии с этими соображениями мы предполагаем, что оболочка новой формируется ветром с постоянным темпом потери массы и постоянной скоростью $v \sim 1500$ км с $^{-1}$, который истекает с внешней границы оболочки новой, расширившейся до радиуса $r_1 \sim 2GM/v^2 \sim 10^{10}$ см, где $M \sim 1 M_{\odot}$ — масса белого карлика. Удобным параметром для описания ветра является кинетическая светимость ветра $L_w = 0.5wv^3$, где $w = \dot{M}/v = 4\pi r^2 \rho$ — параметр плотности ветра. Величина L_w должна быть порядка эддингтоновской светимости, $1.26 \times 10^{38} (M/M_{\odot})$ эрг с $^{-1}$. В стандартной модели будет предполагаться $L_w = 10^{38}$ эрг с $^{-1}$. Истечение оболочки новой с массой $M_s \sim 10^{-5} M_{\odot}$ занимает $t_w = M_s/\dot{M} \sim 26$ дней.

Для принятой величины скорости ветра возмущение скорости и плотности течения за счет орбитального движения обоих компонентов незначительно. В самом деле, при типичном орбитальном периоде 3.5 часа, массе белого карлика $M_1 = 1 M_{\odot}$ и массе вторичного компонента $M_2 = 0.5 M_{\odot}$ большая полуось $a = 9 \times 10^{10}$ см, а орбитальные скорости белого карлика и красного карлика составляют $v_1 = 150$ км с $^{-1}$ и $v_2 = 300$ км с $^{-1}$ соответственно. Максимальная вариация скорости ветра, связанная с движением белого карлика, составит около 10% и будет иметь место только вблизи орбитальной плоскости. Вариация плотности и скорости, обусловленная гравитацией и движением вторичного компонента, будет также незначительной из-за большой скорости ветра. В дальнейшем предполагается, что оболочка новой расширяется сферически с постоянной скоростью. Исследование морфологии неоновой V382 Vel (Такеда, Диаз, 2019) показывает, что расширяющаяся со скоростью 1200 км с $^{-1}$ оболочка этой новой действительно имеет сферическую форму. Возможные отклонения от сферической симметрии, например, в форме клочковатой структуры (Чомук и др., 2020) обсуждаются в заключительном разделе.

В нашей модели водородная оболочка перед вспышкой находится в магнитном поле карлика со средней напряженностью $B_0 = 10^6$ Гс. Это довольно умеренная величина по сравнению с полем полярных и промежуточных полярных $3 \times 10^6 - 2 \times 10^8$ Гс (Феррарио и др., 2020). Предположение о величине поля белого карлика согласуется с оценкой магнитного момента белого карлика классической новой 1934 года DQ Her, который

составляет $(1 - 3) \times 10^{32}$ Гс см³ (Паттерсон, 1994). При радиусе белого карлика $\sim 4 \times 10^8$ см это соответствует напряженности поля на поверхности белого карлика $(1 - 3) \times 10^6$ Гс.

Термоядерная вспышка новой сопровождается бурной конвекцией, охватывающей всю водородную оболочку (Касанова и др., 2018; Старрфилд и др., 2020). Поскольку рассматриваемое магнитное поле ($\sim 10^6$ Гс) слабое в энергетическом и динамическом отношении, то конвекция неизбежно приводит к формированию запутанного поля в оболочке, толщина которой для неоновый белого карлика с массой $1.25 M_{\odot}$ составляет $h = 250$ км (Касанова и др., 2018). Мы не учитываем ни возможное усиление поля в оболочке из-за конвекции, ни диссипацию поля на малых масштабах турбулентности и примем среднее поле в конвективной оболочке равным среднему полю белого карлика на поверхности $B_0 = 10^6$ Гс.

Формирование оболочки новой в нашей схеме проходит в три этапа: (i) термоядерная вспышка, сопровождаемая конвекцией, (ii) расширение оболочки, (iii) истечение оболочки в виде ветра. Расширение оболочки на стадии (ii) от радиуса белого карлика $r_0 = 4 \times 10^8$ см до сферы радиуса $r_1 = 10^{10}$ см с учетом вмороженности поля приведет к его ослаблению до величины $B_1 = B_0(r_0 h / r_1^2)$, которая принята в качестве начальной величины поля в ветре на уровне его формирования. Последующая эволюция вмороженного поля в ветре происходит по-разному для радиального B_r и тангенциального компонента B_t . Радиальное поле уменьшается по закону $B_r = B_1(r_1/r)^2$, тогда как тангенциальное по закону $B_t = B_1 r_1^2 / (r \Delta r)$, где $\Delta r = vt_w$ — толщина оболочки, которая не меняется со временем. На временах $t \gg \max(r_1/v, \Delta r/v)$ запутанное поле оболочки B будет определяться в основном тангенциальным компонентом и в дальнейшем принимается $B = B_t$. Мы пренебрегаем эффектом расплывания оболочки за счет тепловых скоростей, а также возможным поджатием оболочки быстрым разреженным ветром на небулярной стадии эволюции новой ($t \gtrsim 100$ дней).

2.2. Аннигиляция и выход позитронов

Распад ^{22}Na происходит с вероятностью 0.9 через позитронный канал и с вероятностью 0.1 через электронный захват. В том и другом случаях дочернее ядро ^{22}Ne оказывается в возбужденном состоянии с последующим излучением гамма-кванта с энергией 1275 кэВ (Фаерстоун и др., 1999). Энергии испускаемых позитронов распределены в интервале от нуля до 546 кэВ. В описании

физики аннигиляции позитронов используем результат, согласно которому вероятность аннигиляции в полете составляет $p_f = 0.1$ (Краннелл и др., 1976; Лейзинг, Клейтон, 1987), тогда как остальные 90% позитронов аннигилируют через образование позитрония при энергиях, близких к тепловым.

Торможение позитронов происходит в результате ионизационных потерь, которые зависят от состава и степени ионизации вещества. Будем учитывать только водород ($X = 0.7$) и гелий, и для приближенного учета степени ионизации примем разумное допущение, что степень ионизации водорода равна 0.5, а гелий остается нейтральным. В этом случае доля свободных электронов на барион $y_f = 0.35$, а доля связанных электронов на барион $y_b = 0.5$. Торможение позитронов рассчитывается по формуле Бете для ионизационных потерь, в которой мы выделяем слагаемое, отвечающее за ионизацию и возбуждение нейтралов, и слагаемое, описывающее потери энергии на возбуждение плазменных колебаний свободных электронов (Ален, 1980),

$$\frac{dE}{d\mu} = -\frac{4\pi e^4 N_A}{mc^2 \beta^2} \times \left(y_b \ln \frac{2mc^2 \beta^2 \gamma^2}{I} + y_f \ln \frac{2mc^2 \beta^2 \gamma^2}{\hbar \omega_0} \right), \quad (1)$$

где μ — лучевая плотность (г см⁻²), e — заряд электрона, N_A — число Авогадро, m — масса электрона, c — скорость света, $\beta = u/c$ (u — скорость позитрона), γ — лоренц-фактор позитрона, $I = 29$ эВ — средний ионизационный потенциал для рассматриваемой смеси и ионизации водорода и гелия, ω_0 — плазменная частота.

Пробег позитронов рассчитывается с учетом распределения начальных энергий, приведенного в работе Ксяо и др. (2018). Для иллюстрации: при начальной энергии 200 и 400 кэВ пробег позитрона на момент $t = 100$ дней (ω_0 зависит от времени) составляет $R = 0.012$ г см⁻² и $R = 0.035$ г см⁻² соответственно. Заметим, что эти величины отличаются от оценки пробега позитрона 0.1 г см⁻² в работе Лейзинга и Клейтона (1987). Отличие, возможно, связано с различной долей свободных электронов в том и в нашем случаях. Действительно, наши расчеты для нейтрального газа дают величину порядка 0.1 г см⁻². Торможение свободными электронами существенно уменьшает пробег позитронов из-за эффективных потерь энергии на кулоновские столкновения.

Вероятность выхода позитронов из оболочки определяется отношением массы вдоль длины диффузионного блуждания μ (г см⁻²) в оболочке и пробега: $p_{esc} = (1 - p_f) \exp(-\mu/R)$. Величина μ

рассчитывалась по упрощенной схеме как произведение полной геометрической длины блуждания l и плотности на радиусе рождения позитрона. Альтернативная версия, в которой используется средняя плотность в оболочке, приводит к такому же конечному результату. С вероятностью $(1 - p_{esc})$ позитрон рекомбинирует в позитроний, причем $1/4$ атомов позитрония оказывается в синглетном состоянии, а $3/4$ — в триплетном состоянии в соответствии со статистическими весами. Последующая кинетика позитрония зависит от соотношения времен аннигиляции $t(^1S) = 1.2 \times 10^{-10}$ с, $t(^3S) = 1.38 \times 10^{-7}$ с (Каршенбойм, 2004) и времен жизни относительно столкновительных переходов $^1S \rightleftharpoons ^3S$ и фотоионизации; эти процессы учтены с соответствующими скоростями (Лейзинг, Клейтон, 1987). В рассматриваемых условиях фотоионизация оказывается основным процессом, который может влиять на соотношение между двух- и трехфотонной аннигиляцией позитрония. Однако уже по истечении первого дня после вспышки скорость фотоионизации P довольно мала, $Pt(^3S) < 0.1$, и на последующей стадии соотношение между двух- и трехфотонной аннигиляцией позитрония практически не отличается от $1/3$.

Запутанное вмороженное магнитное поле, о котором говорилось выше, затрудняет выход позитронов из оболочки и это должно изменить эволюцию аннигиляционной линии от ^{22}Na по сравнению со случаем отсутствия магнитного поля. Диффузия позитронов в запутанном поле радикально отличается от случая однородного поля. В однородном поле диффузия поперек поля в отсутствие столкновений и магнитогидродинамических возмущений практически исключена, тогда как вдоль поля позитроны могут двигаться свободно. В запутанном поле диффузия поперек поля может происходить из-за того, что на некоторой шкале l_B существенно меняется величина поля, из-за чего может происходить поперечный дрейф позитрона. Диффузия позитрона в оболочке выглядит в этом случае как чередование пробегов вдоль поля на шкале квазиоднородного поля l_B и поперечного дрейфа. Хотя существуют подходы к описанию диффузии в запутанном поле в терминах, сочетающих масштаб l_B и ларморовский радиус (Нараян, Медведев, 2001; Чандрян, Марон, 2004), мы не видим возможности обоснованно использовать эти подходы без детального трехмерного моделирования поля и кинетики диффузии.

Нами используется описание диффузии в терминах среднего бомовского коэффициента диффузии $D_B = (1/3)R_L u$, где R_L — ларморовский радиус позитронов, а u — скорость позитронов. Для коэффициента диффузии принимается параметрическое представление $D = \xi D_B$ с коэффициентом

$\xi \geq 1$, который может рассматриваться как безразмерный коэффициент диффузии. Такой подход к описанию диффузии частиц в хаотическом поле принят в исследованиях ускорения частиц в остатках сверхновых (Марковис и др., 2006), причем параметр ξ в цитируемой работе заключен в пределах $1 \dots 10$.

Характерное время диффузии позитрона в расширяющейся оболочке толщиной d составляет $t_{\text{dif}} \sim d^2/D$, а полная лучевая плотность без учета аннигиляции составляет $\mu = \rho u t_{\text{dif}}$. Эта величина, в сочетании с пробегом позитрона R из-за ионизационных потерь, определяет среднюю вероятность выхода позитрона из оболочки p_{esc} , введенную выше. В нашей модели оболочки новой и эволюции поля при фиксированном начальном значении поля на поверхности белого карлика вероятность p_{esc} будет определяться только параметром ξ . Принятая нами форма коэффициента диффузии эквивалентна описанию случайного блуждания с шагом l , пропорциональным радиусу оболочки R . В самом деле, в нашем случае $l \propto R_L \propto B^{-1} \propto R$. Интересно, что в таком случае выражение для коэффициента диффузии формально соответствует приближению $\lambda = l/R = \text{const}$, использованному ранее при описании диффузии позитронов в запутанном поле оболочки SN Ia (Чуразов, Хабибулин, 2018).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

В качестве стандартной рассматривается модель оболочки с массой $M_s = 10^{-5} M_\odot$, сформированной ветром со скоростью $v = 1500$ км с $^{-1}$ и кинетической светимостью ветра $L_w = 10^{38}$ эрг с $^{-1}$. Массовая доля ^{22}Na в оболочке равна 10^{-3} , и предполагается, что этот изотоп однородно перемешан с веществом с сохранением доли в каждой точке оболочки. Ветер предположительно формируется на радиусе $r_1 = 10^{10}$ см; результат слабо зависит от r_1 . Средняя величина магнитного поля на поверхности белого карлика $B_0 = 10^6$ Гс.

Поток квантов в аннигиляционной линии 511 кэВ от распада ^{22}Na при расстоянии до новой 1 кпк представлен для случаев $\xi = 1, 10$ и 100 , а также в варианте без магнитного поля (рис. 1). Наряду с этим показан поток в линии 1275 кэВ. Как и ожидалось, магнитное поле существенно меняет картину эволюции аннигиляционной линии. Становится возможным ее детектирование на шкале времени порядка года. Интересно, что при отсутствии магнитного поля поток в аннигиляционной линии не достигает максимально возможного из-за раннего выхода позитронов. Для моделей с магнитным полем при $\xi = 1, 10$ и 100 доля

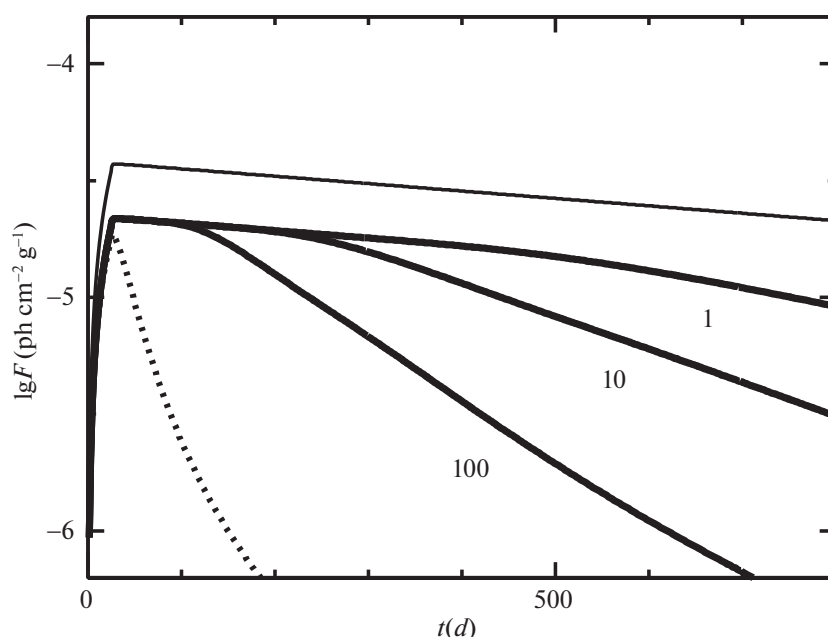


Рис. 1. Поток гамма-квантов в линиях 1275 кэВ (тонкая линия) и в аннигиляционной линии 511 кэВ от распада ^{22}Na в оболочке ONe новой на расстоянии 1 кпк. Числа рядом с кривыми соответствуют величине параметра ξ . Пунктиром показана модель без магнитного поля.

выходящих позитронов составляет 0.41, 0.64 и 0.8 соответственно.

Напомним, что мы не учитывали возможного усиления поля в процессе конвекции, которое может быть значительным. Трехмерное моделирование солнечной конвекции демонстрирует, что слабое начальное поле может усилиться до величины, соответствующей альфвеновской скорости $V_A \sim 0.45v$ (Катанео и др., 2003). Это соотношение предполагает, что конвекция при вспышке новой с характерной конвективной скоростью $\sim 100 \text{ км с}^{-1}$ (Касанова и др., 2018) в слое с плотностью $\sim 3 \times 10^2 \text{ г см}^{-3}$ (Денисенков и др., 2014) может усилить поле до $\sim 10^8 \text{ Гс}$. При $B_0 > 10^6 \text{ Гс}$, очевидно, удержание позитронов в оболочке новой будет еще более эффективным.

Роль вариации остальных параметров — массы оболочки, скорости оболочки и начальной толщины оболочки — в эволюции аннигиляционной линии от распада ^{22}Na — показана на рис. 2. В качестве референтной модели взята стандартная модель с параметром $\xi = 10$. Увеличение массы оболочки в два раза пропорционально увеличивает поток, а также увеличивает время наступления максимума. Уменьшение скорости оболочки в 1.5 раза существенно уменьшает выход позитронов из оболочки и уменьшает время наступления максимума. Увеличение начальной толщины конвективной оболочки приводит к увеличению поля на поздней

стадии и более эффективному удержанию позитронов. Вариант с кинетической светимостью ветра $2 \times 10^{38} \text{ эрг с}^{-1}$ здесь не приводится, поскольку изменение по сравнению со стандартной моделью состоит лишь в уменьшении в два раза времени наступления максимума. Мы также не приводим варианты модели с иными значениями поля, поскольку эффект уменьшения/увеличения величины поля эквивалентен увеличению/уменьшению параметра ξ на такой же фактор. Другими словами, эффект поля и коэффициента диффузии определяется фактически одним параметром B_0/ξ .

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основной целью работы было исследование влияния магнитного поля в оболочке новой на выход позитронов ^{22}Na и эволюцию потока в аннигиляционной линии 511 кэВ. Нами представлена модель аннигиляции позитронов в оболочке новой, которая впервые учитывает магнитное поле. Моделирование показало, что при разумном значении среднего поля на белом карлике 10^6 Гс замороженное магнитное поле в оболочке новой способно существенно замедлить выход позитронов и увеличить время свечения в линии 511 кэВ до сотен дней.

Результаты, однако, зависят не только от величины магнитного поля, но и от коэффициента диффузии в магнитном поле. Используемый выше безразмерный коэффициент диффузии ξ охватывает диапазон $1 \leq \xi \leq 100$, который перекрывает

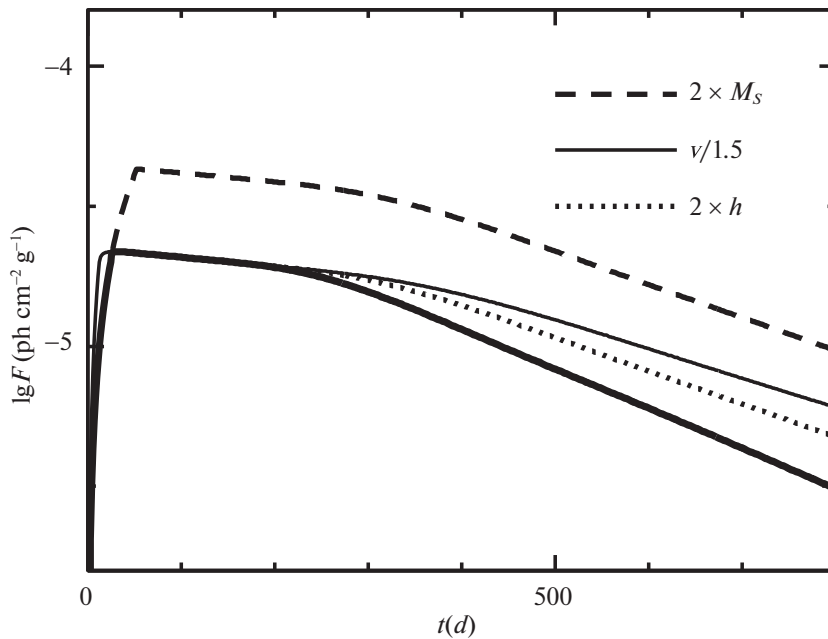


Рис. 2. Поток в аннигиляционной линии 511 кэВ от распада ^{22}Na в стандартной модели с $\xi = 10$ (сплошная толстая линия) и в моделях с вариацией одного из параметров (массы оболочки, скорости, толщины конвективной оболочки на поверхности белого карлика).

интервал $1 \leq \xi \leq 10$, принимаемый в моделях диффузионного ускорения частиц в ударных волнах с учетом ограничений, связанных с распределением яркости нетеплового рентгеновского излучения на лимбе молодых остатков сверхновых (Марковис и др., 2006).

И все же остается открытым вопрос, насколько применимо к описанию диффузии позитронов в оболочке новой допущение об однородности хаотического поля. Может оказаться, что турбулентная конвекция приводит к хаотической структуре поля с перемежаемостью, при которой имеются области с сильным и слабым полем. В том случае, если объемный фактор заполнения областей со слабым полем велик, диффузия и выход позитронов будут происходить эффективнее, чем в однородном случае. Частично это обстоятельство было учтено нами случаем с большим параметром $\xi = 100$. Однако, строго говоря, это не закрывает проблему, которая заслуживает отдельного исследования. Подчеркнем, что одновременная регистрация гамма-линий 1275 кэВ и 511 кэВ может оказаться важным инструментом диагностики не только массы синтезированного изотопа ^{22}Na , но и комбинированного параметра B_0/ξ , определяющего выход позитронов.

Оболочки исторических новых имеют клочковатую структуру, как, например, новая 1970 г. FH Ser (Джилл, О'Браен, 2000), и это, на первый

взгляд, противоречит принятой нами модели сферической оболочки. Однако в действительности влияние клочковатой структуры на выход позитронов ^{22}Na из оболочки зависит от того, на какой стадии возникает такая структура. Нет причин, по которым неоднородная структура возникла бы на стадии истечения оптически толстого ветра. Естественно предположить, что расширяющаяся оболочка подвергается фрагментации гораздо позднее, при динамическом воздействии высокоскоростного разреженного ветра (Кассателла и др., 2004). Высокоскоростной ветер формируется оставшейся компактной горячей оболочкой белого карлика за счет радиационного давления. Признаки ветра со скоростью $\sim 3000 \text{ км с}^{-1}$ при скорости главной оболочки $\sim 1800 \text{ км с}^{-1}$ наблюдались, например, в новой V1974 Cyg (Кассателла и др., 2004). Исходя из аналогии с формированием ветра WR-звезд, можно ожидать, что кинетическая светимость высокоскоростного ветра ($L_{w,f}$) будет составлять $\sim 10^{-2}$ от фотонной светимости белого карлика (Сандер и др., 2020), т.е. в нашем случае $L_{w,f} \sim 10^{36} \text{ эрг с}^{-1}$. Можно дать оценку времени фрагментации, полагая скорость быстрого ветра 3000 км с^{-1} . Основной механизм фрагментации — неустойчивость Рэлея–Тэйлора при ускорении оболочки разреженным ветром. Характерное время фрагментации, очевидно, должно превышать время начальной фазы ускорения, определяемой

сжатием оболочки при прохождении в ней ударной волны. Для оболочки массой $M_s = 10^{-5} M_\odot$ и толщиной $d = M_s/w$, образованной ветром с кинетической светимостью $L_w = 10^{38}$ эрг с^{-1} , время сжатия ее динамическим давлением высокоскоростного ветра равно времени прохождения ударной волны со скоростью D , т.е. $t_c \sim d/D$. Скорость ударной волны, определяемая сохранением потока импульса, составит $D = (\rho_f/\rho)^{1/2}(v_f - v) = 53$ км с^{-1} , где ρ_f — плотность высокоскоростного ветра, v_f — его скорость, а остальные величины относятся к оболочке новой. В этом случае $t_c \sim 2$ года. Данная оценка характеризует начало развития фрагментации оболочки, которое занимает некоторое время порядка $t_f \sim 4t_c$ (Клейн и др., 1994) и в итоге составит около 8 лет. Найденная величина времени фрагментации показывает, что приближение сферической оболочки в нашей модели на масштабе времени порядка года в принципе не противоречит наблюдаемой клочковатой структуре оболочек исторических новых звезд.

Хотя новые рассматривались в качестве возможного источника позитронов в галактике, даже при максимальной доле выходящих позитронов их вклад в галактическую аннигиляционную гамма-линию вряд ли значителен. В самом деле, при темпе вспышек новых 50 в год, доле неоновых новых $1/4$, типичной массе оболочки $10^{-5} M_\odot$ и доле ^{22}Na по массе 10^{-3} темп производства позитронов в Галактике неоновыми новыми составит всего лишь 2×10^{41} с^{-1} , на два порядка ниже темпа аннигиляции галактических позитронов 5×10^{43} с^{-1} (Зигерт и др., 2016).

Остается неясным, во всех ли случаях белый карлик в новых звездах является магнитным, т.е. обладает полем $\gtrsim 10^6$ Гс. Недавнее исследование выборки катаклизмических переменных из обзора Gaia DR2 в пределах 150 пк (Пала и др., 2020) показывает довольно высокую долю (36%) катаклизмических переменных, содержащих белые карлики с мегагаусными полями. Учитывая, что поле порядка $\sim 10^6$ Гс является пограничным для классификации катаклизмической переменной как промежуточного поляра с эффектами аккреции на полюса, значительная доля белых карликов может иметь поля $< 10^6$ Гс, при которых катаклизмическая переменная не проявляет признаков промежуточного поляра. При этом магнитное поле может быть достаточно сильным, чтобы эффективно удерживать позитроны в оболочке. Например, даже при поле 10^5 Гс на поверхности карлика и $\xi = 10$ ситуация с удержанием позитронов ^{22}Na фактически эквивалентна случаю $B_0 = 10^6$ Гс и $\xi = 100$ (рис. 2), который демонстрирует эффективную аннигиляцию позитронов ^{22}Na в течение 100 дней.

Н.Н. Чугай благодарен Е.М. Чуразову и А.В. Гетлингу за стимулирующие обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ален (S.P. Ahlen), Rev. Modern Phys. **52**, 121 (1980).
2. Гомез и др. (J. Gomez-Gomar, M. Hernanz, J. Jose, and J. Isern), MNRAS **296**, 913 (1998).
3. Денисенков и др. (P.A. Denissenkov, J.W. Truran, M. Pignatari, R. Trappitsch, C. Ritter, E. Herwig, U. Battino, K. Setoodehnia, and B. Paxton), MNRAS **442**, 2058 (2014).
4. Джилл, О'Браен (C.D. Gill and T.J. O'Brien), MNRAS **314**, 175 (2000).
5. Зигерт и др. (T. Siebert, R. Diehl, A.C. Vincent, F. Guglielmetti, M.G.H. Krause, and C. Boehm), Astron. Astrophys. **595**, 25 (2016).
6. Июдин (A.F. Iyudin), Astron. Rep. **54**, 611 (2010).
7. Июдин и др. (A.F. Iyudin, K. Bennett, H. Bloemen, R. Diehl, W. Hermsen, G.G. Lichti, D. Morris, J. Ryan, et al.), Astron. Astrophys. **300**, 422 (1995).
8. Каршенбойм (S.G. Karshenboim), Inter. J. of Modern Phys. A **19**, 3879 (2004).
9. Касанова и др. (J. Casanova, J. José, and S. Shore), Astron. Astrophys. **619**, 121 (2018).
10. Кассателла и др. (A. Cassatella, H.J.G.L.M. Lamers, C. Rossi, A. Altamore, and R. Gonzalez-Riestra), Astron. Astrophys. **420**, 571 (2004).
11. Каттанео и др. (F. Cattaneo, T. Emonet, and N. Weiss), Astrophys. J. **588**, 1183 (2003).
12. Като, Хачису (M. Kato and I. Hachisu), Astrophys. J. **657**, 1004 (2007).
13. Клейтон, Хойл (D.D. Clayton and F. Hoyle), Astrophys. J. **187**, L101 (1974).
14. Клейн и др. (R.I. Klein, C.F. McKee, and P. Colella), Astrophys. J. **420**, 213 (1994).
15. Краннелл и др. (C.J. Crannell, G. Joyce, and R. Ramaty), Astrophys. J. **210**, 582 (1976).
16. Крафт (R.P. Kraft), Astrophys. J. **139**, 457 (1964).
17. Ксяо и др. (H. Xiao, W. Hajdas, B. Wu, N. Produit, T. Bao, T. Bernasconi, F. Cadoux, Y. Dong, et al.), Astropart. Phys. **103**, 74 (2018).
18. Кудряшов А.Д., Науч. тр. Института астрономии РАН **3**, 205 (2019).
19. Лейзинг, Клейтон (M.D. Leising and D.D. Clayton), Astrophys. J. **323**, 159 (1987).
20. Марковис и др. (A. Marcowith, M. Lemoine, and G. Pelletier), Astron. Astrophys. **453**, 193 (2006).
21. Мустель, Баранова (E.R. Mustel and L.I. Baranova), Sov. Astron. **10**, 388 (1966).
22. Нараян, Медведев (R. Narayan and M.V. Medvedev), Astrophys. J. **562**, L129 (2001).
23. Пала и др. (A.F. Pala, B.T. Gänsicke, E. Breedt, C. Knigge, J.J. Hermes, N.P. Gentile Fusillo, M.A. Hollands, T. Naylor, et al.), MNRAS **494**, 3799 (2020).
24. Паттерсон (J. Patterson), Publ. Astron. Soc. Pacific **106**, 209 (1994).
25. Ругглз, Бат (C.L.N. Ruggles and G.T. Bath), Astron. Astrophys. **80**, 97 (1979).

26. Сандер и др. (A.A.C. Sander, J.S. Vink, and W.-R. Hamann), *MNRAS* **491**, 2206 (2020).
27. Спаркс и др. (W.M. Sparks, S. Starrfield, and J.W. Truran), *Astrophys. J.* **208**, 819 (1976).
28. Старрфилд и др. (S. Starrfield, M. Bose, C. Iliadis, W.R. Hix, Ch.E. Woodward, and R.M. Wagner), *Astrophys. J.* **895**, 70 (2020).
29. Старрфилд и др. (S. Starrfield, W.M. Sparks, and J.W. Truran), *Astrophys. J.* **303**, 186 (1986).
30. Такеда, Диаз (L. Takeda and M. Diaz), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **131**, 4205 (2019).
31. 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).
32. Ферланд, Шиллдс (G.J. Ferland and G.A. Shields), *Astrophys. J.* **226**, 172 (1978).
33. Феррарио и др. (L. Ferrario, D. Wickramasinghe, and A. Kawka), *Adv. Space Res.* **66**, 1025 (2020).
34. Чандрэн, Марон (B.D.G. Chandran and J.L. Maron), *Astrophys. J.* **602**, 170 (2004).
35. Чомук и др. (L. Chomiuk, B.D. Metzger, and K.J. Shen), arXiv201108751 (2020).
36. Чуразов, Хабибулин (E. Churazov and I. Khabibulin), *MNRAS* **480**, 1394 (2018).
37. Шара, Пряльник (M.M. Shara and D. Prialnik), *Astron. J.* **107**, 1542 (1994).
38. Эпельстайн и др. (N. Epelstain, O. Yaron, A. Kovetz, and D. Prialnik), *MNRAS* **374**, 1449 (2007).