

Образование дейтерия при аккреции на пульсары и γ -всплесках

Formation of deuterium during accretion onto pulsars and gamma-ray bursts

Поройков С.Ю.

Канд. физ.-мат. наук МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва
e-mail: sporoykov@mail.ru

Poroykov S.Yu.

Ph. D. (Phys.-Math.), Lomonosov Moscow State University, Moscow
e-mail: sporoykov@mail.ru

Аннотация

Обсуждается возможность синтеза дейтерия при аккреции на пульсары с его последующим испарением из аккреционного диска в дисковом ветре. Также рассмотрен механизм генерации γ -всплесков за счет выброса нейтронов через разлом во внешней коре нейтронной звезды при звездотрясении, вызванном мощной нестационарной аккрецией. Показано, что в подъем, наблюдаемый в спектрах γ -всплесков в области 400 кэВ, может вносить вклад комптоновское рассеяние γ -квантов в линии дейтерия 2,2 МэВ. Спектр рентгеновского фонового космического излучения в области 400 кэВ содержит перепад плотности энергии $\sim 10^{-5}$ эВ/см³, что ограничивает обилие дейтерия $D/H < 4 \cdot 10^{-5}$, образуемое γ -всплесками в эпоху разогрева газа в гало галактик $z < 1$.

Ключевые слова: дейтерий, пульсары, нейтронные звезды, γ -всплески.

Abstract

The possibility of deuterium synthesis during accretion onto pulsars with its subsequent evaporation from the accretion disk in the disk wind is discussed. The mechanism of generation of γ -bursts due to the ejection of neutrons through a fault in the outer crust of a neutron star during a starquake caused by powerful non-stationary accretion is also considered. It is shown that the rise observed in the spectra of γ -bursts in the region of 400 keV can be contributed by the Compton scattering of γ -quanta in deuterium line 2.2 MeV. The spectrum of X-ray background cosmic radiation in the region of 400 keV contains an energy density drop $\sim 10^{-5}$ eV/cm³, which limits the abundance of deuterium $D/H < 4 \cdot 10^{-5}$ formed by γ -bursts during the gas heating in the halo of galaxies of $z < 1$.

Keywords: deuterium, pulsars, neutron stars, gamma-ray bursts.

Введение

Исследования выявили повышенное обилие дейтерия в квазарах [1], а также значительную долю барионов в межгалактической среде, что ставит под вопрос космологическое происхождение дейтерия и актуализирует поиск его альтернативных источников [2].

Обилие дейтерия в галактике, если он синтезирован в горячей Вселенной, ограничивает долю барионов $\Omega_b \sim 0,03$ [3, с. 479]. Исходя из обилия дейтерия в удаленных ($z = 2,5$) квазарах $\Omega_b \sim 0,02$ [1]. Между тем, доля барионов в звездах и горячем межгалактическом газе $\Omega_b \leq 0,15$ [4, с. 81]; по уточненным данным $\Omega_b = 0,18 \pm 0,04$ [5]; [6], что примерно на порядок выше. Более того, теория гравитационных неустойчивостей применительно к формированию

крупномасштабной структуры Вселенной свидетельствует в пользу доли барионов в первичном газе $\Omega_b \sim 1$ [3, с. 479].

Кроме того, дейтерий выгорает в горячих звездах [7], которыми являлись первые звезды – сверхгиганты [8], на что, в частности, указывает низкая металличность старых звезд (второго поколения) [9], т.е. дейтерий может иметь не космологический, а более поздний генезис.

Так, модель Ахороньяна – Сюняева (1983) допускает возможность синтеза дейтерия при аккреции на релятивистские объекты (пульсары) с его последующим испарением из аккреционного диска [7]. Во внешней области аккреционного диска пульсаров наблюдается дисковый ветер [10], что может способствовать выносу дейтерия в межзвездное пространство.

Дейтерий также может образовываться при аккреции на *нейтронные звезды* (НЗ) за счет выброса из поверхностного слоя свободных нейтронов с их последующим захватом протонами аккрецирующего вещества [11]. Шкловский (1977) показал, что выброс нейтронов при звездотрясениях на пульсаре PSR 0531+21 в Крабовидной туманности может объяснять ее свечение и корреляцию между скачками периода и увеличением яркости волокна туманности. Так, поток заряженных частиц в области полюсов пульсара на 2 порядка меньше, чем требуется для свечения туманности [11]. Свечение туманности имеет постоянную и импульсную компоненту, что допускает комбинацию разных механизмов генерации дейтерия.

Дейтерий может формироваться при γ -всплесках. Их энерговыделение $10^{39} - 10^{40}$ эрг, в том числе, связывается с мощной нестационарной аккрецией и выбросом вещества из внутренних слоев НЗ [12, с. 407]. Так, наблюдаются γ -барстеры – тесные двойные системы, включающие НЗ и *красный карлик* (КК) [12, с. 182].

Длительные γ -всплески ≤ 100 с объяснимы в рамках стандартной модели аккреции вещества на НЗ критической светимости $\sim 2 \cdot 10^{38}$ эрг/с. Их может вызывать пролет НЗ вблизи КК, а также сквозь протуберанец, выброшенный при вспышке на КК. На это указывает сопоставимость длительности протяженных γ -всплесков с временем пролета НЗ вблизи поверхности КК и сквозь его протуберанец [13].

Оценки показывают, что короткие γ -всплески длительностью 10 – 100 мс может вызвать падение на НЗ крупных комет с радиусом ядра 10 – 20 км. Мощная нестационарная аккреция вещества массой $10^{19} - 10^{20}$ г, способная вызвать γ -всплеск, может провоцировать звездотрясение на НЗ с частотой колебаний 10 – 100 мс, приводящее к выбросу нейтронов в магнитосферу (в область диска), где они могут захватываться протонами, образуя дейтерий.

1. Образование дейтерия при аккреции на пульсары

Дейтерий образуется в неравновесных процессах в ходе термоядерных реакций, протекавших как в горячей Вселенной [4, с. 364], так и в современный период [7]. Так, дейтерий синтезирует термоядерное горение водорода $p + p \rightarrow D + e^+ + \nu$ [14, с. 104]. Дейтерий также образуется при радиационном захвате свободного нейтрона протоном $p + n \rightarrow D + \gamma$ с излучением γ -кванта [4, с. 364].

Дейтерий выгорает в реакциях типа $D + p \rightarrow He^3 + \gamma$. Скорость его горения пропорциональна плотности вещества, а скорость синтеза в реакции $p + n \rightarrow D + \gamma$ экспоненциально уменьшается вследствие распада нейтронов [7], т.е. доля образуемого дейтерия чувствительна к плотности среды.

Альтернативой космологическому происхождению дейтерия является его синтез в процессе аккреции на релятивистские объекты (пульсары). Рассматривается возможность образования дейтерия как вблизи поверхности НЗ, так и в аккреционном диске [7]; [11].

Теория аккреционных дисков построена в работах Шакуры и Сюняева (1973, 1976). Пульсары обладают сильным магнитным полем $\sim 10^{12}$ Гс [15, с. 181], так что плазма в магнитосфере заморожена в его силовые линии. Во внешней области магнитосферы пульсара давление его магнитного поля сравнивается с давлением аккрецирующего потока вещества [15, с. 359], и газ растекается по магнитосфере. Плазма движется вдоль силовых линий поля, и по-

токи вещества сталкиваются в плоскости симметрии, высвечивая их [12, с. 33]. При термоядерной вспышке вблизи поверхности НЗ наблюдается слой растекания, как это и предсказывает модель Иногамова – Сюняева [16].

В модели Ахороньяна – Сюняева (1983) в горячем двухтемпературном аккреционном диске, образуемом при аккреции вещества на релятивистский объект (нейтронную звезду, черную дыру) в двойной системе возможно протекание термоядерных реакций с генерацией свободных нейтронов. Нейтроны могут захватываться протонами непосредственно в самом диске и образовывать ядра дейтерия с относительной концентрацией $d \sim 10^{-3}$. При тепловой скорости частиц ~ 5 МэВ часть нейтронов может испариться с поверхности диска и будет захвачена протонами в плотных облаках, окружающих диск, либо в атмосфере нормальной звезды-компаньона. В последнем случае звездный ветер может вынести образовавшийся дейтерий в межзвездную среду [7].

Свободные нейтроны образуются в горячей плазме в основном в ходе ядерных реакций с участием гелия ${}^4\text{He}(p, pn){}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}(p, 2pn){}^2\text{D}$. Сечение радиационного захвата быстрых нейтронов мало. Однако нейтроны могут тормозить сильное гравитационное поле НЗ, а также столкновения с ядрами частиц до температуры среды (что повышает сечение захвата). Затем нейтрон может захватить протон с образованием дейтерия ${}^2\text{D}$ и γ -кванта с энергией 2,2 МэВ [15, с. 597]. Время жизни свободных нейтронов ок. 15 мин [4, с. 267], так что их захват может происходить в достаточно плотной среде $\geq 10^{16}$ см $^{-3}$, как это происходит в атмосфере (фотосфере) Солнца [15, с. 597].

Оценим энергию частиц, необходимую для преодоления гравитации НЗ в аккреционном диске вблизи магнитосферы. Первой космической скорости *протонов*, вращающихся в диске, соответствует энергия:

$$E_I = GM_n m_p / 2r, \quad (1)$$

где G – гравитационная постоянная; m_p – масса протона; M_n – масса пульсара; r – радиус аккреционного диска.

Энергию вылета с круговой орбиты определяет соотношение первой и второй космической скорости $V_{II}/V_I = \sqrt{2}$ при $V_I = (GM_n/r)^{1/2}$ [3, с. 474] и соотношении энергий $E_{II} = 2E_I$. Для вылета требуется энергия $E \geq E_{II} - E_I = E_I$. Для ядер *дейтерия* ${}^2\text{D}$ массой $2m_p$ минимальная энергия вылета:

$$E_0 \geq GM_n m_p / r. \quad (2)$$

Диаметр излучающей области пульсаров ≤ 3000 км [15, с. 181] сравним с диаметром излучающей области при γ -всплесках ~ 3000 км [12, с. 406], связываемых с НЗ [12, с. 407], соответствует радиусу области $r \leq 1500$ км, сравнимой с радиусом магнитосферы пульсаров ≤ 1000 км [15, с. 358]. При $M \sim 1,5 M_\odot$ [3, с. 69] для ${}^2\text{D}$ минимальная энергия $E_0 \geq 1,3$ МэВ.

При различном движении частиц по отношению к направлению вращения (в том числе в противоположную сторону) вылет частиц возможен при энергии $E \geq E_0 + E_{II} = 3E_0 \approx 4$ МэВ, что сравнимо с оценкой $E_0 \sim 5$ МэВ в модели двухтемпературного аккреционного диска Ахороньяна – Сюняева.

Альтернативой рассмотренному механизму является вынос дейтерия из диска *дисковым ветром*. Астрофизические объекты, имеющие аккреционный диск, формируют мощные дисковые ветры. У рентгеновских пульсаров поток дискового ветра наблюдается во внешней области диска [10].

Общепринятым механизмом ускорения частиц в излучающей области рентгеновских пульсаров является комптоновское рассеяние фотонов, ускоряющее электроны, которые увлекают протоны плазмы [15, с. 360]. В дисковый ветер может вносить вклад давление света в спектральных линиях тяжелых элементов. Так, звездный ветер горячих звезд ускоряет давление света в резонансных линиях тяжелых элементов [3, с. 67], присутствующих в нем в виде многозарядных ионов [15, с. 587]. В солнечном ветре наблюдается избыток ряда тяжелых элементов, включая пик железа [15, с. 586]. В спектре пульсаров наблюдается рентге-

новская линия железа (6,4 кэВ), которая смещается в область 6,5 – 7 кэВ [15, с. 359], чему может соответствовать гравитационное смещение в аккреционном диске $\eta = 0,015 - 0,09$.

Дейтерий, образованный в магнитосфере пульсара, может дрейфовать вдоль силовых линий магнитного поля к его полюсам. Давление излучения аккреционной колонки выбрасывает поток вещества на полюсах пульсара [15, с. 360], который может выносить дейтерий в межзвездную среду. Для сравнения, быстрые потоки солнечного ветра исходят из областей солнечной короны, где структура магнитного поля близка к радиальной [15, с. 586], что соответствует структуре линий магнитного поля на полюсах Солнца.

2. Образование дейтерия при γ -всплесках

В γ -всплесках, связываемых с НЗ [12, с. 407], реализуются неравновесные процессы, которые могут сопровождаться синтезом дейтерия (§ 1). В качестве механизма генерации дейтерия, в том числе рассматривается захват свободных нейтронов, выброшенных из поверхностного слоя НЗ, протонами аккрецирующего вещества [11].

Прямым доказательством генерации дейтерия в γ -всплесках явилось бы обнаружение линии дейтерия 2,2 МэВ [7]. Например, при вспышках на Солнце наблюдается задержанная линия 2,2 МэВ, связываемая с образованием дейтерия [15, с. 597]. Вместе с тем, излучаемые при генерации дейтерия γ -кванты могут рассеиваться на свободных электронах, что сглаживает их спектр. Так, в магнитосфере пульсаров (излучающей области при γ -всплесках) эффективно комптоновское рассеяние фотонов на свободных электронах [15, с. 359].

Линия дейтерия, образуемого при радиационном захвате нейтрона, может наблюдаться в газе плотностью $\geq 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при выполнении критерия:

$$\theta = \sigma_n / \alpha \sigma_t \gg 1, \quad (3)$$

где σ_n – сечение радиационного захвата нейтрона; σ_t – томсоновское сечение электрона; α – степень ионизации газа.

Параметр $\theta = f(T)$ зависит от температуры и критерий $\theta \gg 1$ может выполняться для слабоионизованного газа с температурой $< 10^5$ К. Так, степень ионизации газа зависит от температуры $\alpha = f_1(T)$ и резко повышается при $T \geq 10^5$ К согласно формуле Саха [15, с. 421].

Сечение радиационного захвата нейтронов $\sigma_n = f_2(T)$ также зависит от их температуры. Сечение рассеяния нейтронов на ядрах частиц на 2 порядка выше сечения поглощения [17, с. 1103]. За счет рассеяния на ядрах частиц нейтроны замедляются до тепловой энергии частиц среды [17, с. 1137], т.е. образуемые в ходе ядерных реакций быстрые нейтроны сначала замедляются до тепловой скорости частиц газа, а затем захватываются ими.

Сечение радиационного захвата тепловых нейтронов с ростом энергии снижается $\sigma_n \sim 1/\sqrt{E}$; сечение захвата медленных нейтронов описывает формула Брейта – Вигнера [15, с. 207]. Наименьшее сечение захвата у быстрых нейтронов, падающее с ростом энергии за счет снижения длины волны де Бройля $\lambda \sim 1/\sqrt{E}$. Так, у быстрых МэВ нейтронов, образуемых в ходе ядерных реакций сечение захвата $\sigma_n = 3 \cdot 10^{-5}$ барн (рекомендация РОСФОНД).

Наибольшее сечение поглощения ядрами водорода у тепловых ($E = 0,025$ эВ) нейтронов $\sigma_n = 0,33$ барн (1 барн = 10^{-24} см^{-3}) [17, с. 1103]. При $\sigma_t = 0,67$ барн отношение $\sigma_n / \sigma_t \leq 0,5$, что в сильно ионизованном газе ($\alpha \sim 1$) соответствует параметру $\theta < 1$. Тем самым, *в горячей плазме магнитосферы и аккреционного диска пульсара γ -линия дейтерия может сглаживаться и смещаться за счет комптоновского рассеяния.*

При вспышках на Солнце дейтерий образуется в газе плотностью $\geq 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [15, с. 597], сравнимой с плотностью фотосферы $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [15, с. 590], где газ с температурой $T \sim 6000$ К слабо ионизован ($\alpha \sim 10^{-4} - 10^{-3}$) [15, с. 592]. При зависимости $\sigma_n \sim 1/\sqrt{E}$ для тепловых нейтронов [15, с. 207] сечение радиационного захвата нейтронов в фотосфере Солнца $\sigma_n \sim 0,07$ барн соответствует медленным резонансным нейтронам с энергией $\geq 0,5$ эВ, вызываю-

щим ядерные реакции [4, с. 278] при параметре $\theta \sim 10^2 - 10^3$, что удовлетворяет критерию $\theta \gg 1$ (3), т.е. линия дейтерия наблюдается.

Формула (3) имеет смысл для достаточно плотного газа. Время жизни свободного нейтрона ограничено периодом β -распада $\tau \sim 900$ с [4, с. 267], т.е. захват нейтронов возможен в среде плотностью $n = 1/\sigma v \tau$, где $v = (3kT/m)^{1/2}$. Плотность газа также ограничивает оптическая толщина по *томсоновскому рассеянию на свободных электронах* (ТРСЭ):

$$l_t \approx 1/n\sigma_e, \quad (4)$$

где n_e – концентрация электронов.

Плотность газа, при которой реализуемо комптоновское рассеяние:

$$n \geq 1/\sigma\alpha R_v, \quad (5)$$

где R_v – радиус излучающей области.

Радиус излучающей области при γ -всплесках $R_v \sim 1500$ км [12, с. 406]. При $\alpha = 1$ в магнитосфере НЗ требуемая концентрация плазмы $n \geq 10^{16}$ см⁻³. Данная оценка (5) сравнима с плотностью газа $\geq 10^{16}$ см⁻³, при которой наблюдается линия дейтерия при вспышках на Солнце [15, с. 597].

В излучающей области (магнитосфере) пульсара плотность газа при γ -всплесках может достигать $10^{18} - 10^{19}$ см⁻³ (§ 3), что сравнимо с плотностью плазмы вблизи поверхности пульсаров $\leq 10^{19}$ см⁻³ [15, с. 181]. Оптическая толщина плазмы по ТРСЭ $l_t \geq 2 - 20$ км. Тем самым, γ -кванты могут рассеиваться в током слое излучающей области пульсара.

В плотной излучающей области при γ -всплесках может происходить захват быстрых нейтронов. Так, длина пробега свободных нейтронов при радиационном захвате протонами в сильно ионизованном газе:

$$l_n \approx 1/n\sigma_n. \quad (6)$$

Быстрые МэВ нейтроны, образующиеся в ходе ядерных реакций в аккреционном диске, могут охлаждаться, преодолевая гравитацию НЗ, а также за счет столкновений с частицами аккрецирующей среды до их температуры, что повышает сечение радиационного захвата.

Температура газа в аккреционном диске на границе излучающей области НЗ соответствует энергии излучения. Профили рентгеновского и γ -излучения пульсаров содержат постоянную компоненту в диапазоне 1 – 10 кэВ [15, сс. 180, 358], что может указывать на излучение аккреционного диска. Это соответствует диапазону энергии медленных резонансных нейтронов 0,5 эВ – 10 КэВ [4, с. 278], в котором сечение взаимодействия достаточно постоянно [17, с. 1115], в том числе сечение захвата $\sigma_n \sim 10^{-2}$ барн.

При плотности газа в излучающей области при γ -всплесках $n \sim 10^{18} - 10^{19}$ см⁻³ (§ 3) длина пробега свободных нейтронов до захвата протонами $l_n \geq 100 - 1000$ км, что сравнимо с радиусом магнитосферы пульсаров 100 – 1000 км [15, с. 358] и не превышает радиус излучающей области при γ -всплесках ~ 1500 км [12, с. 406]. Тем самым, *плотности плазмы в излучающей области при γ -всплесках может быть достаточно для генерации дейтерия.*

В пользу синтеза дейтерия при γ -всплесках свидетельствуют особенности их энергетических спектров. Напомним, что при комптоновском рассеянии энергия фотона меняется значительно, если она превышает энергию покоя электрона $E_\gamma \geq E_0$ [3, с. 431]. Энергия рассеянных фотонов:

$$E_\gamma' = E_\gamma/[1 + (E_\gamma/E_0)(1 - \cos \theta)], \quad (7)$$

где E_γ – энергия фотона; E_0 – энергия покоя электрона; θ – угол рассеяния.

Энергия покоя электрона $E_0 = mc^2 = 0,51$ МэВ. При угле рассеяния $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ диапазон $-1 \leq \cos \theta \leq 1$; параметр $0 \leq (1 - \cos \theta) \leq 2$.

На спектр рассеянных фотонов влияет гравитационное красное смещение НЗ $\eta \geq 0,15$ [4, с. 281]; $\eta \sim 0,2$ [12, с. 34] $\eta \sim 0,15$ [15, с. 359] или аккреционного диска $\eta \sim 0,015 - 0,09$ (§ 1), сдвигающее спектр фотонов.

Индикатриса комптоновского рассеяния такова, что рассеянные фотоны образуют непрерывный спектр. В комптоновском рассеянии фотонов наблюдается угловая асимметрия: больше фотонов рассеивается по направлению вперед и назад [15, с. 279] (рис. 1).

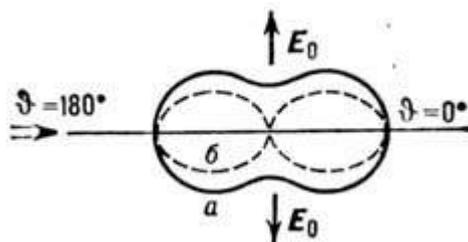


Рис. 1. Индикатрисы дипольного рассеяния падающего слева неполяризованного (а) и линейно поляризованного (б) света

Если при γ -всплесках образуется дейтерий с излучением γ -квантов, то анализ зависимости (7) показывает, что при комптоновском рассеянии в энергетическом спектре γ -всплесков должен наблюдаться ряд особенностей.

1. Если кванты в линии $E_\gamma = 2,2$ МэВ излучаются вдоль луча зрения наблюдателя, т.е. перпендикулярно поверхности излучающей области (магнитосферы или аккреционного диска), рассеянные фотоны сформируют непрерывный энергетический спектр в области $\leq 2,2$ МэВ.

2. Если γ -кванты излучаются вдоль поверхности магнитосферы (диска), энергия фотонов, рассеянных под углом 90° к ней составит 410 кэВ.

3. Гравитационное смещение НЗ $\eta \sim 0,15$ или диска $\eta \geq 0,015$ сдвинет спектр рассеянных фотонов 410 кэВ в область $350 \text{ кэВ} \leq E_{\gamma'} \leq 400 \text{ кэВ}$.

4. Если магнитосферу (диск) покидают фотоны, испытав многократное рассеяние, их спектр может содержать излом в области ≤ 100 кэВ.

Тем самым, *рассеянная γ -линия дейтерия 2,2 МэВ образует непрерывный спектр в области ≤ 2 МэВ, в котором присутствуют подъемы в области 350 – 400 кэВ и ≤ 100 кэВ.*

В спектрах γ -всплесков ≤ 2 МэВ наблюдается подъем в области 400 кэВ (рис. 2, в) с разбросом до ≥ 350 кэВ (что может соответствовать $0,015 \leq \eta \leq 0,15$), а также излом (поглощение) в области 30 – 100 кэВ (рис. 2, б) [12, с. 407], что подтверждает возможность генерации дейтерия при γ -всплесках.

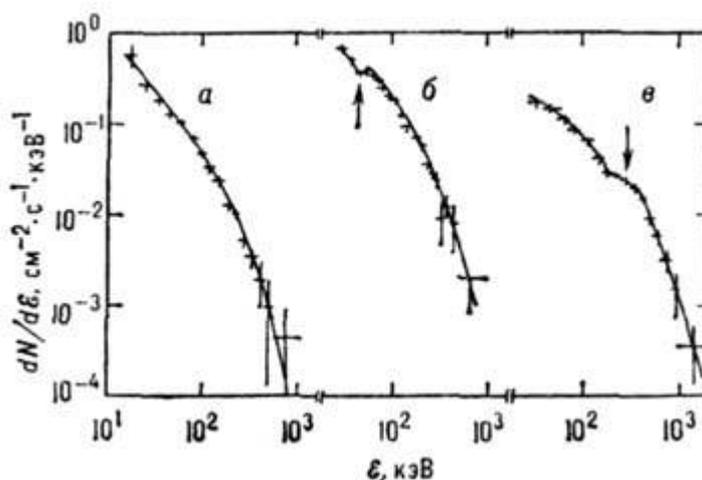


Рис. 2. Энергетические спектры γ -всплесков

Дейтерий выгорает в реакции $D + p \rightarrow He^3 + \gamma$ с выделением энергии 5,5 МэВ [14, с. 104], что соответствует верхней границе диапазона спектра γ -всплесков 2 кэВ – 5 МэВ с максимумом

мом в области 150 кэВ [11]. При комптоновском рассеянии γ -квантов с энергией 5,5 МэВ в энергетическом спектре γ -всплесков должен наблюдаться ряд особенностей.

1. Если γ -кванты с энергией 5,5 МэВ излучаются перпендикулярно поверхности излучающей области, то рассеянные фотоны сформируют непрерывный энергетический спектр в области $\leq 5,5$ МэВ.

2. Если γ -кванты 5,5 МэВ излучаются вдоль излучающей поверхности, энергия фотонов, рассеянных под углом 90° к ней, составит 460 кэВ.

3. Гравитационное смещение НЗ ($\eta \sim 0,15$) или диска ($\eta \geq 0,015$) сдвинет энергетический спектр рассеянных фотонов с энергией 460 кэВ в область $390 \text{ кэВ} \leq E\gamma' \leq 450 \text{ кэВ}$.

В спектрах ряда γ -всплесков наблюдается подъем в области 400 кэВ с разбросом ≤ 450 кэВ [12, с. 407], что может указывать на выгорание дейтерия.

Рассмотрим комптоновское рассеяние γ -квантов в линии дейтерия, излучаемых во внешней области магнитосферы (диска) более детально.

Если γ -кванты в линии $E\gamma = 2,2$ МэВ излучаются вдоль поверхности магнитосферы (диска), согласно формуле (7) энергия фотонов, рассеянных под углом 90° к поверхности магнитосферы (вдоль луча зрения стороннего наблюдателя) составит $E\gamma' \approx 410$ кэВ.

При рассеянии назад (180°) энергия γ -квантов $E\gamma' \approx 220$ кэВ. При их повторном рассеянии под углом 90° к поверхности магнитосферы $E\gamma'' \approx 150$ кэВ; при повторном рассеянии назад $E\gamma''' \approx 120$ кэВ.

Анализ зависимости $E\gamma' = f(E\gamma)$ (7) показывает, что при комптоновском рассеянии фотона ≤ 100 кэВ его энергия меняется незначительно. Например, при рассеянии квантов с энергией $E\gamma'' = 120$ кэВ по направлению назад $E\gamma''' \approx 80$ кэВ. В следующей итерации $E\gamma'''' \approx 60$ кэВ и т.д. При многократном рассеянии энергия фотонов падает до нескольких десятков кэВ.

Подъем в энергетических спектрах части γ -всплесков в области 0,4 МэВ обычно интерпретируется как широкая эмиссионная линия аннигиляции электрон-позитронных пар 0,51 МэВ, испытывающая красное смещение в гравитационном поле источника (НЗ) с потенциалом $\sim 0,3 c^2$ [12, с. 407]. Вместе с тем, линия 0,51 МэВ узка, а подъем в области 0,4 МэВ широк (рис. 2, в). Если рассеяние на электронах не эффективно, как при солнечных вспышках, то наряду с линией аннигиляции электрон-позитронных пар 0,51 МэВ наблюдается линия дейтерия 2,2 МэВ [15, с. 597].

Кроме того, если линия 0,51 МэВ образуется вблизи поверхности НЗ и испытывает гравитационное смещение, она также должна испытывать комптоновское рассеяние. Оптическая толщина плазмы по ТРСЭ вблизи поверхности пульсара $l_t \geq 2$ км (4), что на 2 – 3 порядка меньше ширины его магнитосферы 100 – 1000 км [15, с. 358]. В условиях многократного рассеяния γ -квантов 0,51 МэВ их энергия может упасть ниже 100 кэВ.

Рассеяние γ -квантов с энергией 0,51 МэВ сформирует непрерывный энергетический спектр в области $\leq 0,51$ МэВ. Рассеяние квантов под углом 90° к поверхности излучающей области (магнитосферы или диска) согласно формуле (7) снизит их энергию до 250 кэВ. При этом может сформироваться непрерывный спектр в диапазоне 250 – 510 кэВ. Гравитационное смещение НЗ или аккреционного диска сдвинет энергетический спектр рассеянных фотонов с энергией 0,51 МэВ в область $200 \text{ кэВ} \leq E\gamma' \leq 500 \text{ кэВ}$ при вероятном подъеме в области 250 кэВ. Однако в данной области спектра γ -всплесков особенностей не наблюдается (рис. 2). С данных позиций *рассеяние квантов в линии аннигиляции электрон-позитронных пар 0,51 МэВ не вносит существенный вклад в спектр γ -всплесков.*

Особенности энергетического спектра части γ -всплесков в области 30 – 100 кэВ (рис. 2, б) интерпретируются как широкие линии поглощения, связываемые с электронной циклотронной частотой в магнитном поле $(3 - 10) \cdot 10^{12}$ Гц [12, с. 407]. Как альтернатива, в данную область спектра может вносить вклад многократное комптоновское рассеяние γ -квантов.

3. Механизмы генерации γ -всплесков

Обычно γ -всплески объясняют мощной нестационарной аккрецией, термоядерным взрывом вещества на поверхности НЗ, выбросом вещества из внутренних слоев НЗ, звездотрясением, падением астероидов на НЗ [12, с. 407]. Для сравнения, в барстерах – тесных двойных звездах, включающих НЗ и КК, наблюдаются вспышки рентгеновского излучения, которые связывают с термоядерным взрывом аккрецирующего на НЗ вещества [12, с. 182].

Вспышки может вызывать падение вещества на поверхность НЗ, или на аккреционный диск пульсара. Так, НЗ в двойных системах, поглощая материю соседней звезды, могут ее накапливать, а затем выбрасывать из диска во время рентгеновской вспышки в окружающее пространство [10]. Наряду с рентгеновскими барстерами обнаружены γ -барстеры, однако общепринятая теоретическая модель γ -барстеров не разработана [12, с. 182].

Длительные γ -всплески $t \leq 100$ с мощностью $L_{ct} = 10^{39} - 10^{40}$ эрг [12, с. 407] в диапазоне $10 - 10^3$ кэВ (рис. 2) объяснимы в модели импульсной аккреции вещества на пульсар критической светимости ($L_c \sim 2 \cdot 10^{38}$ эрг/с [3, с. 522] для НЗ) [13]. Большой период между γ -всплесками от одного объекта $\geq 10 - 100$ лет [12, с. 407] объясним падением сгустка вещества на НЗ в тесной двойной системе с КК с большим эксцентриситетом орбиты в афелии, сопровождающемся выбросом КК сгустка вещества (протуберанца). На это указывает близость периода γ -всплесков с временем пролета НЗ сквозь протуберанец КК, движущегося в противоположном направлении [13].

Так, КК – самые многочисленные звезды в галактиках [3, с. 489] и их гало [12, с. 387]. У наиболее активных вспыхивающих КК спектрального класса К массой $M \sim 0,6 M_{\odot}$ [12, с. 407] максимальная мощность вспышек на 4 порядка выше, чем на Солнце [12, с. 349-350], как и масса протуберанца. При сближении звезд в тесных двойных системах на минимальное расстояние $\sim R_{\odot}$ [14, с. 108] в $M_n/M \approx 2,5$ раза более массивная НЗ ($M_n \sim 1,5 M_{\odot}$) притянет своей гравитацией часть вещества КК, в том числе его протуберанец.

Время пролета НЗ сквозь выброс вещества (протуберанец) КК, движущегося в афелии со скоростью, сравнимой со второй космической скоростью для центра масс системы НЗ – КК на удалении $\sim R_{\odot}$:

$$t \approx (l/2) \cdot [R_{\odot}/2G(M_n + m)]^{1/2}, \quad (8)$$

где R_{\odot} – радиус Солнца; M_n – масса нейтронной звезды; m – масса красного карлика; l – размер его протуберанца.

Типичный размер протуберанца на Солнце $l \sim 2 \cdot 10^7$ м [17, с. 1199]. У более массивного (на 4 порядка) выброса сгустка газа вспыхивающего КК массой $M \sim 0,6 M_{\odot}$ радиус $\sim 0,7 R_{\odot}$ ($\sim 5 \cdot 10^8$ м); размер выброса газа $l \sim 2 \cdot 10^8$ м.

При $M_n \sim 1,5 M_{\odot}$ [3, с. 69]; $l \sim 2 \cdot 10^7 - 2 \cdot 10^8$ м время пролета НЗ сквозь выброс газа (протуберанец) $t \approx 10 - 100$ с, что сравнимо с длительностью γ -всплесков, достигающих сотен секунд [12, с. 406].

Масса протуберанца:

$$m \approx dhl\rho, \quad (9)$$

где ρ – плотность протуберанца; l – его длина; d – ширина; h – высота.

Концентрация газа в протуберанцах на Солнце $n \leq 10^{12}$ см⁻³ [15, с. 598]; по другим оценкам $n \leq 10^{13}$ см⁻³ [15, с. 167]. Максимальная плотность протуберанцев $\rho = nmp \leq 10^{-12} - 10^{-11}$ г/см³ сравнима с плотностью солнечной хромосферы $\rho \sim 3 \cdot 10^{-12}$ г/см³ [15, с. 590].

У ленточных протуберанцев на Солнце длина $l \sim 2 \cdot 10^7$ м; высота $h \sim 3 \cdot 10^7$ м; ширина $d \sim 6 \cdot 10^6$ м [17, с. 1199]. При $\rho \leq 3 \cdot 10^{-12}$ г/см³ масса протуберанцев $m \leq 10^{16}$ г. Масса протуберанца при мощной вспышке на КК может быть на 4 порядка выше: $m \leq 10^{20}$ г, что сравнимо с массой падающего на НЗ вещества $\leq 10^{20}$ г (10), необходимого для γ -всплеска.

При аккреции на НЗ у ее поверхности выделяется около половины гравитационной энергии [12, с. 33]. При этом для генерации энергии γ -всплеска требуется масса вещества:

$$m = W/\eta c^2, \quad (10)$$

где η – гравитационное красное смещение пульсара.

На поверхности НЗ $\eta \sim 0,15$ [15, с. 359]. При $W = 10^{39} - 10^{40}$ эрг [12, с. 407] масса падающего на НЗ сгустка вещества $m \approx 10^{19} - 10^{20}$ г.

Для сравнения, для генерации γ -всплеска с энергией 10^{39} эрг при ядерном взрыве необходима масса $3 \cdot 10^{21}$ г [11], что на 2 порядка больше, чем требуется для γ -всплеска равной мощности согласно оценке (10).

Плотность плазмы в излучающей области (магнитосфере) пульсара:

$$n \approx 3m/4\pi r^3 m_p. \quad (11)$$

Радиус излучающей области при γ -всплесках $r_m \sim 1500$ км [12, с. 406] сравним с радиусом магнитосферы пульсаров ≤ 1000 км [15, с. 358]. При $m \sim 10^{19} - 10^{20}$ г (10) для мощной нестационарной аккреции на НЗ, *плотность плазмы в излучающей области* $n \approx 10^{18} - 10^{19}$ см⁻³. Это сравнимо с плотностью плазмы вблизи поверхности пульсаров $\leq 10^{19}$ см⁻³ [15, с. 181].

Короткие γ -всплески длительностью 10 – 100 мс [12, с. 406] могут быть вызваны звездотрясениями и скачками периода НЗ [11]. Согласно принятой модели постепенный рост периода пульсаров сопровождается изменением центробежной силы и накоплениям напряжений в твердой коре НЗ, что провоцирует растрескивание коры, разломы и звездотрясения [4, с. 282]. При этом мощная нестационарная аккреция на НЗ может провоцировать разломы и звездотрясения, выбрасывающие нейтроны в область магнитосферы, где они могут захватываться протонами аккрецирующего вещества.

Оценим энергию, высвобождаемую при скачках периода НЗ. Энергия вращения НЗ:

$$W_B = 2Jm\pi(\pi r/T)^2, \quad (12)$$

где r – радиус пульсара; T – период; J – безразмерный момент инерции шара.

Момент инерции шара $J = 0,4$; масса НЗ $M_p \sim 1,5 M_\odot$ [3, с. 69]; радиус НЗ $r_m \sim 10$ км [4, с. 281]. Молодые пульсары вращаются быстро. Например, у пульсара в созвездии Паруса PSR 0833-45 период $T = 89,2$ мс; у PSR 0531+21 в Крабовидной туманности $T' = 33,2$ мс [17, с. 1211]. Энергия вращения пульсаров $W_B \approx 3 \cdot 10^{48}$ эрг и $W_B' \approx 2 \cdot 10^{49}$ эрг соответственно.

Момент инерции коры $\delta_0 \sim 0,1 - 0,01$ полного момента инерции НЗ [4, с. 282]. Изменение энергии вращения НЗ при скачке периода с учетом зависимости (12) составит $\delta_0 \Delta W_B \sim [1/T^2 - 1/(T + \Delta T)^2] \approx 2\Delta T/T^3$.

У пульсара в Парусах каждые два года происходят скачки периода $\Delta T/T \sim 2 \cdot 10^{-6}$; у пульсара в Крабе скачки в несколько раз чаще при $\Delta T/T' \sim 3 \cdot 10^{-9}$ [15, с. 180].

Скачки периода высвобождают энергию $\Delta W_B' = 2\delta_0 W_B \Delta T/T \approx (0,6 - 6) \cdot 10^{40}$ эрг и $\Delta W_B \approx (1 - 10) \cdot 10^{41}$ эрг соответственно, что может на 1 – 2 порядка превышать энергию γ -всплесков $10^{39} - 10^{40}$ эрг [12, с. 407].

Между тем γ -вспышки в данных пульсарах не наблюдаются. Пульсары в Крабе и Парусах изолированы, и аккреции на них нет. Выброшенные при звездотрясении нейтроны (магнитное поле пульсара на них не действует) не могут быть захвачены протонами. За счет β -распада быстрые свободные нейтроны через $\tau \sim 900$ с распадутся $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ [4, с. 267] на расстоянии $0,4 \text{ ст} \sim 10^{11}$ м, что может разогревать газ в Крабовидной туманности [11].

Период старых рентгеновских пульсаров достигает сотен секунд. Так, у A0535+26 период $T \sim 104$ с ($W_B \approx 2 \cdot 10^{42}$ эрг) при скачке периода $\Delta T/T \sim 4 \cdot 10^{-3}$ [15, с. 360]; $\Delta W_B \approx 10^{40}$ эрг, что сравнимо с энергией γ -всплесков. Тем самым, *со скачками периода пульсара могут быть сопряжены короткие γ -всплески*.

Периоды пульсаров со временем возрастают из-за снижения энергии вращения. Однако пульсары могут ускорять вращение при интенсивной дисковой аккреции, так как замороженная в силовые линии магнитного поля пульсара плазма передает НЗ свой момент количества

движения [15, с. 361]. Например, у пульсара в Крабе скачки периода имеют как положительную, так и отрицательную величину [15, с. 180].

Кроме того, ускорение или замедление вращения НЗ может вызывать падение астероидов, в зависимости от направления движения относительно оси вращения звезд. У пульсара в Крабе наблюдалось относительное ускорение периода $\Delta T/T' = 2,5 \cdot 10^{-9}$ [11] при изменении энергии вращения $\sim 10^{40}$ эрг. Подобные скачки согласно формуле (10) может вызвать падение астероидов массой $\sim 10^{20}$ г и радиусом ~ 20 км согласно формуле (13) при их плотности $\rho \sim 2,5$ г/см³ [12, с. 128].

Молодые пульсары окружены остатками вспышек сверхновых II типа, которые могут содержать фрагменты вещества, выброшенного взрывом с поверхности ядер звезд, быстро вращающихся при коллапсе. Вещество астероидов прошло через интенсивную ударную переработку, нагрев и детонацию уже в ходе образования [4, с. 624]. Впоследствии части таких тел, сталкивающихся между собой, могут падать на поверхность НЗ.

4. Генерация коротких γ -всплесков при падении на пульсар комет

В качестве одного из механизмов γ -всплесков рассматривают падение на НЗ астероидов [12, с. 407]. Действительно, γ -всплески может вызвать падение на поверхность НЗ вещества массой $10^{19} - 10^{20}$ г (§ 3), сравнимой с массой крупных комет, метеоритов и астероидов.

Метеориты (обломки астероидов) разделяют на каменные, железные и железо-каменные; они содержат кремний и железо с вкраплениями никеля и других тяжелых элементов [4, с. 123-124]. Железо и никель являются основными конечными продуктами термоядерного синтеза в ядрах звезд [4, с. 364]. При падении на НЗ астероидов дейтерий не образуется.

Дейтерий может образовываться при падении на НЗ сгустка вещества звезд (содержащих в основном водород), а также комет. Ядра комет состоят из льда (H₂O) [3, с. 427]. При нагреве вода разлагается на водород и кислород $H_2O \rightarrow 2H + O$, т.е. образуются протоны, необходимые для синтеза дейтерия.

Оценим радиус ядра комет, способных вызвать γ -всплеск:

$$r \sim (3m/4\pi\rho)^{1/3}. \quad (13)$$

Плотность льда $\rho \sim 0,92$ г/см³ [12, с. 295]. При $m \sim 10^{19} - 10^{20}$ г (10) радиус ядер комет $r \approx 10 - 20$ км. Наблюдаемые крупные кометы имеют сравнимый размер ядер ≤ 30 км [3, с. 427].

Падение комет, у которых радиус ядра сравним с радиусом НЗ ~ 10 км, может вызвать короткие γ -всплески. Оценим первую космическую скорость НЗ на орбите, чей радиус сравним с диаметром кометы:

$$V_I = [GM_n/2(r_n + 2r)]^{1/2}. \quad (14)$$

При $M_n \sim 1,5 M_\odot$ [3, с. 69]; $r_n \sim 10$ км [4, с. 281]; $r \sim 10 - 20$ км (13) первая космическая скорость $V_I \approx (5 - 6) \cdot 10^7$ м/с.

При лобовом столкновении с кометой время падения вещества на НЗ вдоль оси по центру ядра $t \sim 2r/V_I \approx 0,4 - 0,8$ мс. Время облета НЗ областями на периферии ядра кометы, разломившейся на орбите радиусом $r_n + 2r$, до их столкновения между собой $t \sim \pi(r_n + 2r)/V_I \approx 2$ мс, что не превышает минимальной длительности γ -всплесков ≥ 10 мс [12, с. 406], которую в том числе может ограничивать время протекания ядерных реакций [11].

Ускорение пульсара при мощной дисковой аккреции может привести к разлому коры на экваторе, что при колебаниях коры позволит вытеснить затекшие в разлом нейтроны вверх. Нейтроны в ядре, а также внутренней коре НЗ обладают сверхтекучестью [4, с. 282], и могут выбрасываться через разлом во внешней коре под давлением массы коры и энергии ее колебаний. При звездотрясениях половинки (части) твердой коры могут периодически сталкиваться между собой, выталкивая из разлома в фазу его сжатия нейтроны, накопленные в фазу расширения (§ 5).

При мощной нестационарной аккреции за время короткого γ -всплеска $t \sim 10 \text{ мс} - 100 \text{ с}$ на поверхность НЗ может выпасть вещество массой $m_{\text{п}} = 10^{19} - 10^{20} \text{ г}$ (10). Поток аккрецирующего вещества $m_{\text{п}}/t \approx (10^{-16} - 10^{-11}) \text{ М}_{\odot}/\text{с}$.

Для сравнения, максимальную светимость пульсаров $\leq 10^{39} \text{ эрг/с}$ [15, с. 356] обеспечит поток падающего вещества $10^{-7} \text{ М}_{\odot}/\text{год}$ [15, с. 359], т.е. $3 \cdot 10^{-15} \text{ М}_{\odot}/\text{с}$, что сравнимо с оценкой $m_{\text{п}}/t$ для длительных γ -всплесков $t \sim 1 - 10 \text{ с}$.

Пульсар отталкивает вещество, если его светимость выше критической, а его толщина не превышает оптическую толщину плазмы по ТРСЭ. При мощной нестационарной аккреции, вызывающей короткие γ -всплески длительностью менее $< 1 \text{ с}$, вещество может падать на НЗ, в том числе в области экватора, а не на полюсах согласно стандартной модели пульсара.

Так, в плотном аккреционном диске из-за конечной проводимости условие вмороженности плазмы не выполняется, и вещество просачивается к звезде, достигая ее поверхности [12, с. 33]. На расстоянии $R_{\text{м}} \sim 100 - 1000 \text{ км}$ давление магнитного поля пульсара $H^2/8\pi \sim 1/R^6$ сравнивается с давлением аккрецирующего потока вещества $\rho v^2 \sim 1/R^{5/2}$, и в области $R < R_{\text{м}}$ формируется замкнутая магнитосфера [15, с. 359].

В данных условиях, с одной стороны, мощная импульсная аккреция, вызванная падением кометы, может резко изменить вращение пульсара и привести к разлому и колебаниям его коры (§ 5). С другой стороны, высокая плотность протонов падающего на НЗ вещества будет способствовать захвату нейтронов, вылетающих из разлома (§ 6).

5. Внешняя кора нейтронной звезды как резонатор колебаний

Расколота внешняя кристаллическая кора НЗ может являться резонатором затухающих акустических колебаний, вызванных импульсной аккрецией. В силу аморфности внутренней коры генерация колебаний в ней невозможна. Звездотрясения (колебания коры) может провоцировать падение на поверхность НЗ сгустка вещества массой $10^{19} - 10^{20} \text{ г}$, достаточной для выделения гравитационной энергии, сравнимой с энергией γ -всплеска (§ 3).

Часть кинетической энергии выпавшего на НЗ сгустка вещества может преобразоваться в энергию колебаний. При этом масса выброшенных нейтронов может быть сравнима с массой падающих на поверхность НЗ протонов, а скорость вылета нейтронов через разлом в коре – со скоростью падения вещества на поверхность НЗ, которая достигает $v \sim 0,4 \text{ с}$ [15, с. 359].

Тонкая *временная структура* γ -всплесков может быть обусловлена последовательными выбросами нейтронов из поверхностного слоя НЗ [11].

Оценим период колебаний поверхностного слоя (коры) НЗ:

$$T \approx (\pi/G\rho)^{1/2}, \quad (15)$$

где ρ – плотность поверхностного слоя вещества [7].

Плотность вещества на поверхности НЗ $\rho \sim 10^{10} \text{ г/см}^3$ [11]. Плотность вещества быстро увеличивается вглубь НЗ и в основании кристаллической внешней коры НЗ на глубине несколько сотен метров достигает $\rho \sim 4 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$ [4, с. 281]. *Период колебаний внешней коры* $T \approx 10 - 70 \text{ мс}$, что соответствует временной структуре γ -всплесков $10 - 100 \text{ мс}$ [12, с. 406].

Оценим амплитуду колебаний коры НЗ, при которой возможен выброс нейтронов, генерирующих γ -всплеск. Ширина разлома на экваторе НЗ:

$$d = m/2\pi r h \rho, \quad (16)$$

где h – толщина коры нейтронной звезды.

Твердая кора НЗ шириной $\sim 2 \text{ км}$ включает внешнюю кору, состоящую из атомных ядер, образующих кристаллическую решетку (преимущественно железа) шириной несколько сотен метров (положим $h \sim 500 \text{ м}$). Внутренняя кора содержит переобогащенные нейтронами атомные ядра и нейтронную компоненту, обладающую сверхтекучестью [4, с. 281].

Радиус НЗ $r \sim 10 \text{ км}$; плотность вещества под внешней корой $\rho \sim 4 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$ [4, с. 281]; на поверхности НЗ $\rho \sim 10^{10} \text{ г/см}^3$ [11]. При массе вещества $m = 10^{19} - 10^{20} \text{ г}$ (10) в виде

нейтронов, наполняющих разлом объемом $V = m/\rho \approx 10^2 \text{ м}^3$ в фазу его расширения, достаточно *ширины разлома* $d \approx 2 - 80 \text{ мкм}$, т.е. это может быть микротрещина в коре НЗ.

Оценим период, за который сверхтекучие нейтроны из ядра или внутренней коры перетекут в пустой разлом в фазу его расширения. Скорость нейтронов, влетающих в разлом под давлением массы коры:

$$v = (P/\rho)^{1/2}, \quad (17)$$

где P – давление на вещество.

Плотность вещества в основании внешней коры $\rho \sim 4 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$ [4, с. 281] давление $P \sim 10^{29} \text{ Па}$ [4, с. 271]. Скорость нейтронов в разломе $v \sim 2 \cdot 10^7 \text{ м/с}$ соответствует энергии частиц $E = mpv^2/2 \approx 2 \text{ МэВ}$. Нейтроны заполняют разлом во внешней коре шириной $h = 500 \text{ м}$ за время $t = h/v \approx 30 \text{ мкс}$, что на 3 порядка меньше периода колебаний внешней коры $10 - 100 \text{ мс}$ (15).

Нейтроны также могут стекать в разлом с поверхности НЗ. Так, при образовании НЗ на ее поверхности может формироваться слой нейтронов массой $2 \cdot 10^{29} \text{ г}$ [11]. Данный слой может пополнять нейтронизация протонов, падающих на поверхность НЗ при аккреции. *Нейтронизация протонов* $p + e^- \rightarrow n + \nu$ происходит при плотности $1,2 \cdot 10^7 \text{ г/см}^3$ [4, с. 271], что существенно ниже плотности поверхностного слоя НЗ $\sim 10^{10} \text{ г/см}^3$ [11].

Из-за сильной гравитации на поверхности НЗ не могут существовать холмы вещества, в том числе накопленного при аккреции. За счет центробежных сил высота поверхностного слоя нейтронов на экваторе может быть выше, чем на полюсах. Данный фактор актуален в случае ускорения вращения НЗ за счет мощной импульсной аккреции, которая может вызвать вспучивание коры на экваторе, приводящее к ее разлому и звездотрясению. При этом в трещину могут стекать сверхтекучие нейтроны с поверхности НЗ.

Время падения нейтронов с поверхности НЗ в разлом в ее коре:

$$t = (2h/a)^{1/2}, \quad (18)$$

где a – ускорение свободного падения.

Ускорение свободного падения на поверхности НЗ:

$$a = GM_n/r^2. \quad (19)$$

При $M_n \sim 1,5 M_\odot$; $r \sim 10 \text{ км}$ [4, с. 281] ускорение $a \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ м/с}^2$.

Согласно формуле (18) время падения нейтронов в разлом во внешней коре $t \approx 20 \text{ мкс}$, что сравнимо с оценкой времени их подъема $\sim 30 \text{ мкс}$.

В сверхтекучей нейтронной компоненте НЗ могут возникать квантовые вихри, взаимодействующие с кристаллической решеткой внешней коры [4, с. 282], что может замедлять скорость движения нейтронов в разломе. С учетом данного фактора приведенные выше оценки времени заполнения разлома нейтронами представляются минимально возможными.

6. Динамика нейтронов при выбросе с поверхности пульсара

При звездотрясениях на НЗ через разлом в коре может выбрасываться узкий поток (веер) нейтронов (§ 5). Оказавшись в условиях невесомости, поток нейтронов ядерной плотности может начать расширяться за счет ядерных сил отталкивания (обусловленных ω и p бозонами [14, с. 670]). Плотность энергии ядерных сил ϵ уравнивает внешнее давление на частицы P , из чего можно оценить энергию $E = \epsilon/n$, приходящуюся на один нейтрон:

$$E = Pmp/\rho. \quad (20)$$

Вещество под внешней корой плотностью $\rho \sim 4 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$ [4, с. 281] (при концентрации нейтронов $n = \rho/mp \approx 3 \cdot 10^{35} \text{ см}^{-3}$) испытывает давление $P \sim 10^{29} \text{ Па}$ [4, с. 271]. Энергия сил отталкивания в расчете на нейтрон $E \approx 2 \text{ МэВ}$, что достаточно для ускорения частиц до скорости $v = (2E/mp)^{1/2} \approx 2 \cdot 10^7 \text{ м/с}$.

Типичная черта γ -всплесков – сильная спектральная переменчивость. Энергия фотонов быстро меняется во времени, часто в значительных пределах от 0,1 до 1 МэВ. Из ряда наблюдений следует, что спектральная переменчивость излучения определяет временную структуру γ -всплесков [12, с. 407]. При числе импульсов в γ -всплесках 1 – 5 длительностью 0,1 – 100 с время нарастания первого импульса 1 мс – 3 с [17, с. 1214].

Спектральная переменчивость излучения γ -всплесков может быть обусловлена задержкой, необходимой для захвата нейтронов протонами. Так, при вспышках на Солнце наблюдается задержанная линия 2,2 МэВ [15, с. 597]. При γ -всплесках задержку γ -квантов может обуславливать время пролета нейтронов от поверхности НЗ до границ излучающей области.

Скорость падения частиц на поверхность НЗ $v \sim 0,4$ с [15, с. 359] может быть сравнима со скоростью их вылета из разлома в коре (§ 5). Нейтроны достигнут нижней области диска на границе с магнитосферой высотой $h \sim 10^5 - 10^6$ м [15, с. 358], сравнимой с радиусом излучающей области при γ -всплесках $\leq 1,5 \cdot 10^6$ м [12, с. 406], за время $t = h/v \approx 1 - 10$ мс. Данная оценка соответствует минимальному периоду нарастанию первого импульса при γ -всплесках ≥ 1 мс [17, с. 1214].

При скорости нейтронов $v \sim 2 \cdot 10^7$ м/с, достижимой за счет сил ядерного отталкивания, за время $t = 1 - 10$ мс они могут разлететься на расстояние $2vt \approx 4 \cdot 10^4 - 4 \cdot 10^5$ м, что сравнимо с радиусом магнитосферы $10^5 - 10^6$ м. Тем самым, выброшенные из разлома в коре нейтроны могут заполнить магнитосферу. При этом их начальная концентрация $n \sim 3 \cdot 10^{35}$ см⁻³ в щели объемом $V \sim 10^2$ м³ (§ 5) в магнитосфере может упасть до $10^{18} - 10^{19}$ см⁻³ (11).

Быстрые нейтроны, улетающие от НЗ, может замедлять ее гравитация, а также рассеяние на частицах газа в магнитосфере и аккреционном диске. В аккреционном диске тепловая скорость частиц 1 – 10 кэВ (§ 2) достигает $v = (2E/mp)^{1/2} \approx (0,5 - 1,5) \cdot 10^6$ м/с. При радиусе излучающей области γ -всплесков $d \leq 1,5 \cdot 10^6$ м задержка составит $t = d/v \leq 1 - 3$ с. Что сравнимо с максимальным временем нарастания первого импульса ≤ 3 с [17, с. 1214].

7. Обилие дейтерия, образованного при γ -всплесках

При γ -всплесках может образовываться дейтерий, на что указывают особенности их энергетического спектра (§ 2). При этом γ -всплески могут вносить вклад в рентгеновское *фоновое космическое излучение* (ФКИ) [13], что позволяет оценить обилие дейтерия, образованное при γ -всплесках.

В рентгеновское ФКИ вносит существенный вклад излучение неразрешенных внегалактических источников [14, с. 338]; [15, с. 342]. Наличие в гало (коронах) галактик НЗ в двойных системах может объяснять ФКИ в области 10 – 10³ кэВ, относящейся к диапазону γ -всплесков. На это указывает сходство энергетических спектров γ -всплесков и ФКИ в данном диапазоне [13] и излом в области 0,4 МэВ, присущий спектру ФКИ [22] и части γ -всплесков [12, с. 407] (рис. 2, в). Так, до половины обнаруженных НЗ генерируют γ -всплески [4, с. 280].

В областях концентрации скрытой массы (проявляющейся в линзировании), включающих короны галактик, наблюдается рентгеновское и γ -излучение [18]; [19]. Например, у короны спиральной галактики NGC 266 рентгеновская светимость $\sim 4 \cdot 10^{40}$ эрг/с [20]; у NGC 1961 и NGC 6753 светимость $\sim 6 \cdot 10^{40}$ эрг/с [21]. Разогрев газа в коронах галактик объясним излучением неразрешенных двойных рентгеновских систем, включающих компактные продукты эволюции массивных звезд [13]; [18].

В ФКИ в рентгеновском диапазоне в области ≤ 100 кэВ может вносить вклад обратное комптоновское рассеяние релятивистских электронов на фотонах ФКИ [3, с. 431]. Однако обратное комптоновское рассеяние фотонов ФКИ (включая оптический диапазон) на космических лучах не способно сформировать плотность энергии рентгеновского ФКИ $\sim 10^{-4}$ эВ/см³ из-за низкой доли электронов ($\leq 1\%$) в космических лучах с энергией в области мак-

симула энергетического спектра (~ 1 ГэВ), что также подтверждает отличие спектральных индексов данных излучений [13].

Эффект Зельдовича-Сюняева показывает, что в ореолах скрытой массы средняя температура электронов выросла втрое с $7 \cdot 10^5$ К в эпоху $z \sim 1$ до $2 \cdot 10^6$ К в настоящее время [23]. Разогреву межгалактического (коронального) газа начиная с эпохи $z \sim 1$ может способствовать оседание части карликовых галактик в коронах более крупных галактик [13]. Так, скопления галактик формируются в сравнимую эпоху $z \leq 1$ [15, с. 545]. Соответственно, излом в спектре ФКИ в области 0,4 МэВ может иметь современное происхождение.

Фотоны с энергией 0,4 МэВ могут образовываться при комптоновском рассеянии γ -квантов в линии дейтерия 2,2 МэВ в излучающей области γ -всплесков (§ 2), откуда часть невыгоревшего дейтерия может выносить дисковый ветер и потоки вещества в области полюсов (§ 1), что ограничивает обилие дейтерия, выносимого в межзвездное пространство:

$$d < \text{mp} \Delta \epsilon \gamma / \rho \epsilon E \gamma, \quad (21)$$

где $E \gamma$ – энергия квантов в линии дейтерия после комптоновского рассеяния; $\Delta \epsilon \gamma$ – изменение плотности энергии ФКИ в данной области; $\rho \epsilon$ – критическая плотность Вселенной.

В области $E \gamma \sim 0,4$ МэВ плотность энергии ФКИ $\epsilon \gamma \sim 5 \cdot 10^{-5}$ эВ/см³ [22], что выше, чем в области ≥ 1 МэВ $\epsilon \gamma \sim 3 \cdot 10^{-5}$ эВ/см³ [17, с. 1228]. При этом в области излома спектра плотность энергии меняется на $\Delta \epsilon \gamma \sim 10^{-5}$ эВ/см³ [22].

При постоянной Хаббла $H_0 \sim 70$ км·с⁻¹·Мпк⁻¹ по данным обсерваторий WMAP и Planck, $\rho \epsilon \sim 9 \cdot 10^{-30}$ г/см³. Образованное при γ -всплесках обилие дейтерия по числу частиц $d < 4 \cdot 10^{-5}$.

При обилии дейтерия по числу частиц $d = D/H$ его обилие по массе:

$$X = 2d(1 - Y/4), \quad (22)$$

где Y – массовая доля гелия [1].

При $Y \sim 0,25$ [15, с. 263] обилие дейтерия по массе $X < 8 \cdot 10^{-5}$, что согласуется с наблюдаемой долей $X = (2 - 3) \cdot 10^{-5}$ [7]; $X = 2 \cdot 10^{-5}$ [15, с. 263].

От центра к периферии галактики доля дейтерия возрастает, что связывается с его выгоранием в звездах [7]. Между тем НЗ генерируют γ -всплески в области толстого диска галактики [12, с. 407], что может указывать на вклад дейтерия от НЗ на периферии галактики.

8. Обилие дейтерия, образованного при аккреции на пульсары

Дейтерий может образовываться при аккреции на пульсары [7] (§ 1). Рентгеновские пульсары в двойных системах могли быть наиболее активны в молодых галактиках [24]. Первые пульсары могут вносить вклад в *метагалактическое изотропное гамма-излучение* (МИГИ) [2]. Так, МИГИ связывается с γ -излучением молодой Вселенной [12, с. 406].

Плотность энергии МИГИ в области ≥ 3 МэВ слабо зависит от энергии квантов [22]. Сходный энергетический спектр у рентгеновских пульсаров, ассоциируемых с *черными дырами* (ЧД). Например, у рентгеновского пульсара Лебедь X-3 массой $\sim 10 M_{\odot}$, являющегося ЧД [17, с. 1214], поток γ -излучения падает с ростом энергии $\sim 1/E$ [12, с. 406] (рис. 3), т.е. плотность энергии пульсара сравнима в широком диапазоне энергии квантов.

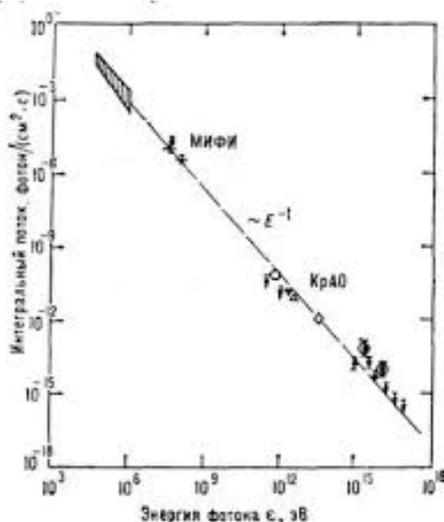


Рис. 3. Энергетический спектр рентгеновского пульсара Лебедь X-3

Близость спектрального индекса МИГИ и массивных пульсаров (ЧД) свидетельствует в пользу того, что они могли присутствовать в молодых галактиках. ЧД, в отличие от НЗ, не имеют твердой поверхности, так что генерация ими γ -всплесков, по-видимому, маловероятна. ЧД в двойных системах имеют аккреционный диск [12, с. 33], где может генерироваться дейтерий [7]. Выход дейтерия, образуемого при аккреции в диске, может быть на 3 порядка ниже, чем при γ -всплесках (§ 9). Тем самым, образование дейтерия при дисковой аккреции сопряжено с поглощением пульсаром значительной массы вещества.

НЗ коллапсируют в ЧД, если накопленная масса аккрецирующего вещества достигнет массы Солнца M_{\odot} [15, с. 361]. Первыми звездами были сверхгиганты [8]; [9] массой (16 – 19) M_{\odot} (порождающие НЗ) [25]. Это позволяло НЗ в двойных системах заметно наращивать массу. Так, в двойных рентгеновских системах наблюдаются ЧД массой до $\leq 20 M_{\odot}$ [26].

Тонкий аккреционный диск достаточно плотен [12, с. 33], т.е. его излучение может сглаживать рассеяние на свободных электронах плазмы, формирующее непрерывный спектр. Так, при рассеянии вперед энергия рассеянных фотонов меняется незначительно (§ 2). Тем самым, энергетический спектр γ -квантов, покидающих аккреционный диск вдоль его плоскости, может быть сглажен достаточно равномерно.

В горячей плазме, наряду с γ -линией дейтерия, наблюдается целый спектр γ -линий в МэВ диапазоне от других элементов [15, с. 598], т.е. обилие дейтерия, образуемого пульсарами при дисковой аккреции, ограничивает плотность энергии γ -излучения с энергией $< 2,2$ МэВ.

Обилие дейтерия, образованного пульсарами в молодых галактиках, ограничивает плотность энергии МИГИ [2]. Излученные γ -кванты с энергией $E_{\gamma} = 2,2$ МэВ из-за красного смещения понизят энергию до $E_{\gamma}' = E_{\gamma}/(z + 1) \approx 0,1$ МэВ. При этом формула (21) сводится к виду, позволяющему оценить обилие дейтерия, образованное первыми пульсарами:

$$d < m r \epsilon_{\gamma}' (z + 1) / \rho c E_{\gamma}, \quad (23)$$

где ϵ_{γ}' – плотность энергии МИГИ; z – красное смещение эпохи первых звезд.

Первые звезды – сверхгиганты появились в эпоху $z \sim 17$ [8], что может соответствовать эпохе максимальной активности пульсаров [2]; [25].

Спектральный индекс МИГИ $\alpha \sim 0,25$ ($\text{нм}^{-1} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$) в области ≥ 3 МэВ [22] позволяет экстраполировать плотность энергии γ -излучения на длинноволновую (рентгеновскую) область:

$$\epsilon_{\gamma}' = \epsilon_{\gamma} (E_{\gamma} / E_{\gamma}')^{\alpha}. \quad (24)$$

При $\epsilon_{\gamma} \sim 3 \cdot 10^{-5}$ эВ/см³ в области $E_{\gamma} \geq 1$ МэВ [17, с. 1228]; [22] плотность энергии МИГИ в области $E_{\gamma}' \sim 0,1$ МэВ может достигать $\epsilon_{\gamma}' \approx 5 \cdot 10^{-5}$ эВ/см³.

При $\rho_s \sim 9 \cdot 10^{-30}$ г/см³ (§ 7) согласно формуле (23) *первые пульсары образуют обилие дейтерия* по числу частиц $d < 7 \cdot 10^{-5}$ (по массе $X < 1,4 \cdot 10^{-4}$).

Оценка (23) сравнима с оценкой для дейтерия, образованного при γ -всплесках $d < 4 \cdot 10^{-5}$ (21). Кроме того, она согласуется с обилием дейтерия в удаленных квазарах $d = 2,5 \cdot 10^{-5}$ [1]. Высокая светимость квазаров (галактик с активными ядрами) обусловлена процессами аккреции в их ядрах [3, с. 251]. С данных позиций обилие дейтерия в квазарах может быть выше, чем в нормальных галактиках. Галактики с активными ядрами составляют ок. 1% всех галактик [27, с. 922], т.е. усредненное обилие дейтерия может быть сравнимо с его обилием в нормальных галактиках, таких как наша.

9. Эффективность генерации дейтерия пульсарами

По некоторым оценкам, обилие дейтерия $X \sim 10^{-5}$ в галактике массой $\sim 10^{11}$ М_о могут образовать $\sim 10^{10}$ НЗ [7]; по другим данным $\sim 10^9$ НЗ [11]. Эффективность генерации дейтерия определяет *выход ядерной реакции*. При захвате свободных нейтронов протонами выход достигает $W \leq 1$; для медленных заряженных частиц выход $W \leq 10^{-3}$ [27, с. 915]. Сравнимые величины учитываются для оценки доли дейтерия, образуемого при выбросе нейтронов из поверхностного слоя НЗ $W \sim 1$ [11]; а также обилия дейтерия в диске пульсара по числу частиц $d \sim 10^{-3}$, достижимого при образовании нейтронов и их захвате протонами [7].

Оценим эффективность генерации дейтерия пульсарами (НЗ) на основе его наблюдаемого обилия и числа НЗ в галактике. Исходя из современной частоты взрывов сверхновых в галактике массой Мг $\sim 10^{11}$ М_о образовалось $N_n \sim 10^9$ НЗ [4, с. 282]. При массе НЗ $M_n \sim 1,5$ М_о вклад НЗ в массу галактики $\Delta n = N_n M_n / M_g \approx 1,5\%$. С учетом активного звездообразования в молодых галактиках массовая доля НЗ в галактике может достигать $\Delta n \sim 7\%$ [25].

Наблюдаемое обилие дейтерия по числу частиц $d \sim 10^{-5}$ [7] при выходе реакции W обеспечивает аккреция на пульсары вещества с долей $\Delta = d/W$ массы галактики. При $W \sim 1$ для захвата свободных нейтронов [11] (импульсной аккреции при γ -всплесках) обеспечит падение на НЗ вещества, чья доля достигает $\Delta \sim 10^{-5}$ массы галактики при средней массе вещества в расчете на одну НЗ $\Delta m = \Delta / \Delta n \approx (1,5 - 7) \cdot 10^{-4}$ М_о.

При образовании НЗ формируется поверхностный слой нейтронов массой $2 \cdot 10^{29}$ г [11], т.е. $\sim 10^{-4}$ М_о, что в несколько раз меньше предыдущей оценки. Этот поверхностный слой нейтронов не обеспечит требуемое обилие дейтерия, что отмечается в работе [7]. Между тем исходный поверхностный слой нейтронов может пополняться нейтронизация протонов, падающих на поверхность НЗ при аккреции. Кроме того, нейтроны могут выбрасываться при звездотрясениях через разлом в коре из внутренних слоев НЗ (§ 5).

Исходя из предыдущих оценок (21) и (23) за счет аккреции на пульсары и при γ -всплесках могло образоваться сравнимое обилие дейтерия (§ 8). При выходе дейтерия при аккреции в диске пульсаров $W \sim 10^{-3}$ обилие дейтерия $d \sim 10^{-5}$ [7] обеспечит аккреция на пульсары вещества с долей $\Delta \sim d/W \approx 1\%$ массы галактики. Данное обилие дейтерия обеспечит аккреция вещества массой в расчете на одну НЗ $\Delta m = \Delta / \Delta n \approx 0,15 - 0,7$ М_о.

НЗ могут коллапсировать в ЧД, если доля аккрецирующего вещества сравнима с массой Солнца М_о [15, с. 361]. Часть ЧД проявляет себя в качестве рентгеновских пульсаров, что позволяет оценить соотношение НЗ и ЧД в галактике. В двойные рентгеновские системы входит $\delta h \sim 4\%$ всех наблюдаемых НЗ [15, с. 180]. Сравнимую долю в числе НЗ составляют ЧД в двойных рентгеновских системах, где обнаружено $N_h \sim 70$ ЧД [26], т.е. $\delta h = N_h / N_n \approx 3,5\%$ наблюдаемых НЗ $N_n \sim 2 \cdot 10^3$ по данным каталога ATNF (2011).

На одну НЗ может выпасть вещество массой $\Delta m' = \Delta m / \delta h \approx (4 - 17)$ М_о, что приведет к ее коллапсу в ЧД массой $M_h = M_n + \Delta m' \approx (5 - 19)$ М_о. В двойных рентгеновских системах

наблюдаются ЧД сравнимой массой (4 – 20) M_{\odot} [26], что свидетельствует в пользу разумности используемых оценок.

Аккреция на пульсары в двойных системах вещества с долей $\Delta \sim 1\%$ массы галактики предполагает наличие в ней ЧД сопоставимой суммарной массой. Так, микролинзирование выявило в гало галактики сравнимую массовую долю ЧД $\Delta h \leq 2\%$ [28].

Следует отметить, что при аккреции вещества на ЧД (не имеющую поверхности) часть газа, дрейфуя вдоль силовых линий магнитного поля, упадет в области полюсов, не вызывая излучения, в отличие от НЗ. В ЧД выделение энергии происходит лишь в аккреционном диске [12, с. 33]. Кроме того, если НЗ (магнитар) обладает сильным магнитным полем $>10^{13}$ Гс, то основную долю светимости в основании аккреционной колонки составляет нейтринная светимость [15, с. 360]. Данные факторы ограничат вклад НЗ и ЧД в двойных системах в ФКИ в рентгеновском и γ -диапазоне.

Таким образом, наблюдаемый дейтерий мог образоваться как при аккреции в дисках пульсаров в двойных системах, так и при выбросе свободных нейтронов с поверхности НЗ при звездотрясениях, вызванных мощной нестационарной аккрецией при γ -всплесках. При этом обилие дейтерия $d \sim 10^{-5}$ в галактике массой $\sim 10^{11} M_{\odot}$ могут образовать $(1 - 5) \cdot 10^9$ НЗ, что сравнимо с другими оценками $\sim 10^{10}$ НЗ [7]; $\sim 10^9$ НЗ [11].

10. Заключение

1. Рассматривается возможность синтеза дейтерия в аккреционном диске пульсаров за счет захвата свободных нейтронов, образуемых в ходе ядерных реакций, в том числе с участием гелия ${}^4\text{He}(p, pn){}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}(p, 2pn){}^2\text{D}$. Испарению дейтерия в межзвездную среду может способствовать дисковый ветер, наблюдаемый во внешней области аккреционного диска.

2. Предложен критерий $\theta = \sigma n / a \sigma t \gg 1$ для наблюдения γ -линии дейтерия, образуемого при радиационном захвате свободных нейтронов протонами в газе плотностью $\geq 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Показано, что в горячей плазме магнитосферы и аккреционного диска пульсаров γ -линия дейтерия может сглаживаться и смещаться за счет комптоновского рассеяния.

3. Анализируются особенности спектров γ -всплесков, указывающие на присутствие дейтерия. Показано, что в подъемы в области 400 кэВ и ≤ 100 кэВ в спектрах γ -всплесков может вносить вклад комптоновское рассеяние γ -квантов в линии дейтерия 2,2 МэВ.

4. Показано, что длительные γ -всплески ≤ 100 с объяснимы в рамках стандартной модели аккреции вещества на пульсар критической светимости, реализуемой в барстере – двойной системе *нейтронная звезда (НЗ) – красный карлик (КК)* с большим эксцентриситетом орбиты при тесном сближении звезд в афелии и выбросе КК протуберанца.

5. Показано, что короткие γ -всплески длительностью 10 – 100 мс могут быть вызваны падением на НЗ крупных комет с радиусом ядер 10 – 20 км.

6. Рассмотрен механизм генерации γ -всплесков за счет выброса свободных нейтронов через разлом в твердой внешней коре НЗ при звездотрясении, вызванном мощной нестационарной аккрецией.

7. Показано, что тонкая временная структура γ -всплесков 10 – 100 мс может быть обусловлена периодом колебаний твердой внешней коры НЗ при звездотрясениях, спровоцированных мощной нестационарной аккрецией.

8. Рассмотрена модель расколота внешней коры НЗ как резонатора затухающих акустических колебаний. При звездотрясениях, вызванных мощной нестационарной аккрецией, из разлома коры в фазу его сжатия могут выталкиваться сверхтекучие нейтроны, стекшие в разлом с поверхности или вброшенные из внутренней коры в фазу расширения разлома.

9. Обсуждается возможность пополнения поверхностного слоя нейтронов за счет нейтронизации протонов, падающих на НЗ при аккреции.

10. В рентгеновское фоновое космическое излучение могут вносить вклад γ -всплески в гало галактик в эпоху разогрева коронального газа $z < 1$, что позволяет оценить образованное ими обилие дейтерия. Исходя из изменения плотности энергии энергетического спектра фонового космического излучения в γ -диапазоне $\sim 10^{-5}$ эВ/см³ в области излома спектра $\sim 0,4$ МэВ оценена доля дейтерия, образованного при γ -всплесках $d < 4 \cdot 10^{-5}$, что согласуется с наблюдаемым обилием по числу частиц $d = (1 - 1,5) \cdot 10^{-5}$.

11. Показано, что спектр метагалактического изотропного γ -излучения ограничивает обилие дейтерия, которое могли образовать рентгеновские пульсары в двойных системах в эпоху первых звезд $d < 7 \cdot 10^{-5}$.

12. Подтверждена оценка, предполагающая, что обилие дейтерия $d \sim 10^{-5}$ в галактике массой $\sim 10^{11}$ М_о могут сформировать $(1 - 5) \cdot 10^9$ НЗ.

Литература

1. J.M. O'Meara, D. Tytler, D. Kirkman, N. Suzuki, J.X. Prochaska, D. Lubin, A.M. Wolfe. The Deuterium to Hydrogen Abundance Ratio toward a Fourth QSO: HS 0105+1619 // *The Astrophysical Journal*. – 2001. – V. 552. – № 2. – P. 718-730.
2. С.Ю. Поройков. Подходы к разрешению проблемы дейтерия, связываемого с ограничением на долю барионов // *Основания фундаментальной физики и математики: материалы V Российской конференции (ОФФМ-2021)* / под ред. Ю.С. Владимиров, В.А. Панчелюги – М.: РУДН. – 2021. – С. 136-140.
3. А.М. Прохоров. Физическая энциклопедия, т. 2. – М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1998.
4. А.М. Прохоров. Физическая энциклопедия, т. 3. – М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1992.
5. J.M. Shull, B.D. Smith, C.W. Danforth. The Baryon Census in a Multiphase Intergalactic Medium: 30% of the Baryons May Still be Missing // *The Astrophysical Journal*. – 2012. – V. 759. – № 1. – 15 pp.
6. M. Fukugita, C.J. Hogan, P.J.E. Peebles. The Cosmic Baryon Budget // *The Astrophysical Journal*. – 1998. – V. 503. – № 2. – P. 518-530.
7. Б.В. Вайнер. Ю.А. Щекинов. Происхождение дейтерия // *Успехи физических наук*. – 1985. – Т. 146. – № 1 – С. 143-171.
8. J.D. Bowman, A.E.E. Rogers, R.A. Monsalve, T.J. Mozdzen, N. Mahesh. An absorption profile centred at 78 megahertz in the sky-averaged spectrum // *Nature*. – 2018. – V. 555. – P. 67-70.
9. S.C. Keller, et al. A single low-energy, iron-poor supernova as the source of metals in the star SMSS J031300.36-670839.3 // *Nature*. – 2014. – V. 506. – P. 463-466.
10. N.C. Segura, et al. A persistent ultraviolet outflow from an accreting neutron star binary transient // *Nature*. – 2022. – V. 603. – P. 52–57.
11. Г.С. Бисноватый-Коган, В.М. Четкин. Неравновесные оболочки нейтронных звезд, их роль в поддержании рентгеновского излучения и нуклеосинтезе // *Успехи физических наук*. – 1979. – Т. 127. – № 2. – С. 263-296.
12. А.М. Прохоров. Физическая энциклопедия, т. 1. – М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1988.
13. С.Ю. Поройков. Вклад в рентгеновский космический фон излучения вспыхивающих красных карликов в двойных системах в гало и короне галактики // *Журнал естественных исследований*. – 2021. – Т. 6. – № 1. – С. 2-15.
14. А.М. Прохоров. Физическая энциклопедия, т. 5. – М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1998.

15. *А.М. Прохоров*. Физическая энциклопедия, т. 4. – М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1994.
16. J.J.E. Kajava, K.I.I. Koljonen, J. Nättilä, V. Suleimanov, J. Poutanen. Variable spreading layer in 4U 1608–52 during thermonuclear X-ray bursts in the soft state // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2017. – V. 472. – Is. 1. – P. 78-89.
17. *И.С. Григорьев, Е.З. Мейлихов*. Физические величины. Справочник. – М.: Энергоатомиздат. – 1991.
18. *А.В. Засов, А.С. Сабурова, А.А. Хонерсков, С.А. Хонерсков*. Темная материя в галактиках // *Успехи физических наук*. – 2017. – Т. 187. – № 1. – С. 3-44.
19. S. Ammazzalorso, et al. Detection of Cross-Correlation between Gravitational Lensing and γ Rays // *Physical Review Letters*. – 2020. – V. 124. – Is. 10. – 11 pp.
20. Á. Bogdán, W.R. Forman, R.P. Kraft, C. Jones. Detection of a luminous hot X-ray corona around the massive spiral galaxy NGC 266 // *The Astrophysical Journal*. – 2013. – V. 772:98. – № 2. – 5 pp.
21. Á. Bogdán, W.R. Forman, M. Vogelsberger, H. Bourdin, D. Sijacki, P. Mazzotta, R.P. Kraft, C. Jones, M. Gilfanov, E. Churazov. Hot X-ray coronae around massive spiral galaxies: a unique probe of structure formation models // *The Astrophysical Journal*. – 2013. – V. 772:97. – № 2. – 18 pp.
22. R.C. Henry. Diffuse background radiation // *The Astrophysical Journal Letters*. – 1999. – № 516. – № 2. – L49-L52.
23. Yi-Kuan Chiang, Ryu Makiya, Brice Ménard, Eiichiro Komatsu. The Cosmic Thermal History Probed by Sunyaev–Zeldovich Effect Tomography // *The Astrophysical Journal*. – 2020. – V. 902:56. – № 1. – 12 pp.
24. *С.Ю. Сазонов, И.И. Хабибуллин*. Подогрев ранней Вселенной излучением массивных рентгеновских двойных систем // *Письма в Астрономический журнал: Астрономия и космическая астрофизика*. – 2017. – Т. 43. – № 4. – С. 243-253.
25. *С.Ю. Поройков*. Вклад нейтронных звезд в скрытую массу // *Журнал естественнонаучных исследований*. – 2022. – Т. 7. – № 1. – С. 45-57.
26. *А.М. Черепащук*. Черные дыры в двойных звездных системах и ядрах галактик // *Успехи физических наук*. – 2014. – Т. 184. – № 4. – С. 387-407.
27. *А.М. Прохоров*. Физический энциклопедический словарь. – М.: Советская энциклопедия. – 1983.
28. L. Wyrzykowski, et al. The OGLE view of microlensing towards the Magellanic Clouds – IV. OGLE-III SMC data and final conclusions on MACHOs // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2011. – V. 416. – Is. 4. – P. 2949-2961.