

РЕНТГЕНОВСКИЕ ЛИНИИ В ДВОЙНЫХ ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМАХ И 3.55 кэВ-АНОМАЛИЯ

*В. В. Бурдюжа**

*Астрокосмический центр Физического института им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 20 июля 2018 г.,
после переработки 25 февраля 2019 г.
Принята к публикации 28 февраля 2019 г.

Рассматривается тесная двойная звездная система — красный гигант и нейтронная звезда. В магнитной колонке нейтронной звезды со сверхсильным магнитным полем возникает рентгеновское излучение от H-подобного Si XIV при его рекомбинации. Линия L_{α} Si XIV с энергией 3.55 кэВ образуется в магнитном поле $6 \cdot 10^{22}$ Гс. Обсуждается выделение этой линии в рентгеновском спектре. При энергиях как меньших, так и больших 3.55 кэВ предсказывается обнаружение эмиссионных L_{α} -структур при рекомбинации таких ионов, как C VI, N VII, O VIII, Ne X, Mg XII, S XVI, Ca XX и Fe XXVI. Представлена таблица для энергий в линии L_{α} для этих ионов в магнитных полях от $4 \cdot 10^{12}$ до 10^{13} Гс. Подчеркивается наличие анизотропии излучения в линиях. Показано, что существует возможность реализации рекомбинационного лазера и, как следствие, вероятно обнаружение этих рентгеновских структур до красных смещений $z \leq 100$, хотя это уже будет УФ-диапазон. Отмечается, что при наличии лазера сужение линий неизбежно.

DOI: 10.1134/S0044451019070046

1. ВВЕДЕНИЕ

В тесных двойных звездных системах с красным гигантом и нейтронной звездой, которая обладает сверхсильным магнитным полем, может возникнуть рекомбинационное излучение на водородоподобном (H-подобном) Si XIV с образованием L_{α} -линии. На других H-подобных ионах (O VIII, Mg XII, Ne X, C VI, N VII, S XVI, Ca XX и Fe XXVI) также идет рекомбинация; при этом образуются рентгеновские линии, о которых также пойдет речь в данной статье. Кремний (Si) наиболее обилен в атмосферах красных гигантов, в которых образуются зародыши межзвездных пылинок. Потом они выдуваются из этих одиночных звезд и «засоряют» межзвездную среду. В тесной двойной системе ситуация подобна, но здесь уже «засоряется» магнитная колонка нейтронной звезды ионами кремния и ионами других элементов в сверхсильном магнитном поле (СМП). Мы предполагаем, что при образовании этих рекомбинационных линий мог реализоваться даже рентге-

новский лазер, что позволит обнаружить эти линии во Вселенной на любых красных смещениях $z < 100$.

Главный интерес вызывает эмиссионная линия 3.55 кэВ и несколько линий рядом с ней. Эта рентгеновская линия наблюдалась в спектре галактики Андромеды, в спектре некоторых скоплений галактик с красным смещением $z \approx 0.01-0.35$ и в направлении на центр нашей Галактики [1–5]. Ее назвали 3.55 кэВ-аномалией, так как до сих пор эта линия не имеет надежной идентификации, хотя были сделаны интересные предложения [6–8]. Эта линия привлекла особое внимание из-за возможности ее объяснения распадом стерильных 7 кэВ-нейтрино ($\chi \rightarrow \gamma + \nu$) [1, 2, 7]. Линия 3.55 кэВ была обнаружена несколькими спутниками: XMM-Newton, Chandra, Suzaku и NuSTAR, но не была обнаружена спутником Hitomi в скоплении Персея [8]. В работе [9] отмечают, что в этом скоплении галактик имеет место поглощательная структура при энергии $E \approx 3.54$ кэВ, которую успел отнаблюдать японский спутник Hitomi до своей аварии.

Атомы кремния, как и другие атомы, ионизируются при аккреции на нейтронную звезду. В магнитосфере нейтронной звезды это уже ядра кремния и других элементов. Рекомбинация происходит в маг-

* E-mail: burdyuzh@asc.rssi.ru

нитной колонке нейтронной звезды в ее пристеночных слоях в СМП. В нашей работе [10] было предсказано, что в СМП смещенные по энергии L_α -кванты H-подобных ионов должны быть наблюдаемы в рентгеновском диапазоне. Развивая эту идею, мы пришли к выводу, что этот процесс может реализовываться в тесных двойных системах в СМП. Влияние гравитационного красного смещения нейтронной звезды на выходящее излучение будет упомянуто в разд. 2. Трудности наблюдения линии 3.55 кэВ (как и других) из-за их анизотропии обсуждаются в разд. 8.

2. ПРАВИЛА ОТБОРА, СИСТЕМАТИКА УРОВНЕЙ В СМП, ТАБЛИЦА ЭНЕРГИЙ

В работе [11] отмечено, что в магнитных полях $B > 2.35 \cdot 10^9$ Гс энергия взаимодействия электрона с магнитным полем существенно превышает кулоновское взаимодействие электронов друг с другом и с ядром. Это приводит к совершенно другой систематике уровней энергии H-подобных ионов по сравнению со случаем $B = 0$. При обсуждении строения H-подобных атомов в магнитных полях удобно использовать цилиндрические координаты ρ, z, φ таким образом, чтобы направление z совпало с направлением магнитного поля, а ядро оказалось в центре координат. В этой задаче из-за отсутствия сферической симметрии в СМП H-подобные ионы — это «иголочки». Вследствие этого все правила отбора и вероятности переходов — «анизотропны». При $B \rightarrow \infty$ энергия взаимодействия электрона с магнитным полем растет и, начиная с некоторого значения B_Z , зависящего от значения заряда ядра Z , она становится больше кулоновского взаимодействия электрона с ядром. В этом случае циклотронный радиус электрона $\rho_0 = (c\hbar/eB)^{1/2}$ становится меньше радиуса первой боровской орбиты $a_Z = \hbar^2/m_e e^2 Z^3/2$. Напомним, что магнитные поля, в которых $a_Z > \rho_0$, называют сверхсильными. Условие СМП для H-подобных ионов получено Кадомцевым [11]:

$$B_Z > B_0 Z^2, \quad (1)$$

где $B_0 = m_e^2 c e^3 / \hbar^3 = 2.35 \cdot 10^9$ Гс — условие СМП для атома водорода. Энергетический спектр электрона, движущегося в однородном магнитном поле в плоскости, перпендикулярной полю, состоит из ряда равноотстоящих уровней (уровни Ландау). Полная энергия такого электрона в состояниях с определенным значением m — проекции момента количества движения на направление поля — дается выражением [12]

$$E = \hbar\omega_B \left(\nu_\rho + \frac{m + |m| + 1}{2} + m_S \right) + \frac{p_z^2}{2m_e}, \quad (2)$$

где ν_ρ — целое неотрицательное число, равное количеству нулей волновой функции по переменной ρ (номер уровня Ландау); m_S — проекция спина электрона на направление магнитного поля, $m_S = \pm 1/2$; p_z — импульс электрона в направлении, параллельном полю; $\omega_B = eB/m_e c$. Все подробности квантования даны в нашей работе [10]. Систематике уровней в СМП для H-подобных ионов можно характеризовать тремя квантовыми числами: ν_ρ, m, n . В силу цилиндрической симметрии каждое состояние имеет четность π относительно отражения в плоскости $(\rho\varphi)$: $\pi = (-1)^n$. В работе [13] для случая $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$ выписаны правила отбора:

$$\begin{aligned} \Delta\nu_\rho &= 0, & \Delta m &= 0, & \Delta n &= \text{нечетное}, \\ \Delta\nu_\rho &= 0, & \Delta m &= \pm 1, & \Delta n &= \text{четное}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь все связанные состояния имеют место только для основного уровня Ландау [12]. Переходы между этими уровнями ($001 \rightarrow 000$ и $0 - 10 \rightarrow 000$) — электрические дипольные переходы с $\Delta m = 0, -1$ и $\Delta n = 1, 0$, аналоги переходов L_α в слабых магнитных полях или при их отсутствии.

В силу соотношения (1) нам ранее [10] необходимо было с хорошей точностью посчитать только уровни энергии атома водорода в СМП. Конечно, уровни атома водорода считали методами теории возмущений, вариационными методами и другими методами. Обзор методов расчета уровней водорода в сильных магнитных полях дан в работе [14]. Мы же использовали нерелятивистское уравнение Шредингера, описывающее движение электрона в магнитном поле и в поле бесконечно тяжелого ядра с зарядом Z . В атомных единицах ($\hbar = e = m_e = 1$) уравнение Шредингера для нашего случая имеет вид

$$\left\{ -\frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{1}{8} [(4m^2 - 1)\rho^{-2} + B^2 \rho^2] - \frac{Z}{\sqrt{\rho^2 + z^2}} \right\} \psi(z, \rho) = \left(E - \frac{1}{2} Bm \right) \psi(z, \rho). \quad (4)$$

Все подробности о граничных условиях, о постановке задачи и о методе конечных разностей, который был использован для точного расчета уровней энергии, можно найти в работе [10].

Для сравнения приведем значения энергий для L_α -переходов в H-подобных ионах в отсутствие магнитного поля: C VI \rightarrow 367.5 эВ; N VII \rightarrow 500.3 эВ;

Таблица 1

Ион	$B, \text{Гс}$							
	$4 \cdot 10^{12}$		$6 \cdot 10^{12}$		$8 \cdot 10^{12}$		10^{13}	
	$E_{0-10} \rightarrow$ $\rightarrow E_{000}, \text{эВ}$	$E_{001} \rightarrow$ $\rightarrow E_{000}, \text{эВ}$	$E_{0-10} \rightarrow$ $\rightarrow E_{000}, \text{эВ}$	$E_{001} \rightarrow$ $\rightarrow E_{000}, \text{эВ}$	$E_{0-10} \rightarrow$ $\rightarrow E_{000}, \text{эВ}$	$E_{001} \rightarrow$ $\rightarrow E_{000}, \text{эВ}$	$E_{0-10} \rightarrow$ $\rightarrow E_{000}, \text{эВ}$	$E_{001} \rightarrow$ $\rightarrow E_{000}, \text{эВ}$
C VI	926	2460	1030	2870	1110	3190	1180	3460
N VII	1160	2980	1290	3480	1400	3880	1480	4210
O VIII	1410	3510	1570	4110	1700	4580	1800	4980
Ne X	1950	4590	2180	5400	2350	6040	2500	6580
Mg XII	2540	5700	2840	6720	3070	7540	3260	8230
Si XIV	3180	6860	3550	8090	3840	9070	4080	9920
S XVI	3870	8040	4310	9470	4460	10600	4960	11700
Ca XX	5390	10500	5990	12400	6460	13900	6860	15200
Fe XXVI	8030	14400	8840	16900	9510	19000	10100	20800

O VIII \rightarrow 653.6 эВ; Ne X \rightarrow 1022 эВ; Mg XII \rightarrow 1472 эВ; Si XIV \rightarrow 2006 эВ; S XVI \rightarrow 2622 эВ; Ca XX \rightarrow 4105 эВ; Fe XXVI \rightarrow 6976 эВ. В диапазоне магнитных полей от $4 \cdot 10^{12}$ до 10^{13} Гс наши расчеты для H-подобных ионов дали приведенные в табл. 1 значения уровней энергии для переходов $E_{001} \rightarrow E_{000}$, $E_{0-10} \rightarrow E_{000}$.

Заметим, что энергия перехода $E_{0-10} \rightarrow E_{000}$ у кремния точно равна 3.55 кэВ, при $B = 6 \cdot 10^{12}$ Гс, а все рассматриваемые переходы ($E_{001} \rightarrow E_{000}$, $E_{0-10} \rightarrow E_{000}$) — электрические дипольные. Отметим также, что к наблюдениям, вероятно, имеет отношение только перпендикулярная магнитному полю, компонента излучения $E_{0-10} \rightarrow E_{000}$. Компонента излучения строго вдоль магнитного поля не наблюдается из-за геометрии канала, и, кроме того, красное смещение не такое уж и малое. Для массы нейтронной звезды $M = 2M_{\odot}$, где M_{\odot} — масса Солнца, оценки дают $\Delta E/E \approx 0.03$ и, соответственно, $\Delta E \approx 0.1$ кэВ для L_{α} -иона кремния при $r_0 = 10^6$ см и $r_1 = 1.1 \cdot 10^6$ см, где r_0 — радиус нейтронной звезды, а r_1 — высота магнитной колонки. Для меньших масс нейтронной звезды отношение $\Delta E/E$ еще меньше. Для промежуточных направлений нужно учитывать гравитационное красное смещение, которое исказит расчетную энергию:

$$\Delta E/E = -\frac{GM}{c^2} \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r_1} \right), \quad (5)$$

где G — гравитационная постоянная. Зная энергии L_{α} -переходов, необходимо обсудить возникновение рекомбинационного лазера, чтобы понять возмож-

ность обнаружения этих рентгеновских линий от удаленных источников.

3. РЕКОМБИНАЦИОННЫЙ ЛАЗЕР

В астрофизике активной средой для рентгеновских лазеров может быть рекомбинирующая плазма из H-подобных ионов, которая образуется в тесных двойных системах при падении вещества на нейтронную звезду в ее магнитной колонке. В течение охлаждения рекомбинационный поток заселяет верхние рабочие уровни ионов в плазме, и при определенных условиях может иметь место инверсная заселенность последних. В принципе эта концепция в 80 гг. была реализована в двух лабораториях США, когда плазму облучали короткими импульсами [15, 16], получая лазерный эффект в рентгеновском диапазоне. Мы также обсуждали это, описывая возможность реализации лазерного излучения в условиях аккрецирующих нейтронных звезд [17].

Более общий обзор процесса усиления в рекомбинирующей плазме дан российскими учеными в работе [18]. Кинетика рекомбинации хорошо изучена. Анализировать свойства плазменного лазера удобно для двухуровневой модели $N_b \rightarrow N_a$ (N_a и N_b — заселенности уровней a и b), в которой усиление возможно на частоте ω_{ba} . Инверсная заселенность рабочих уровней реализуется при обычном условии

$$\delta_{ab} \equiv \frac{N_a/g_a}{N_b/g_b} < 1, \quad (6)$$

где g_a и g_b — статистические веса уровней a и b . Для ненасыщенного режима коэффициент усиления при рекомбинации выражается простой формулой

$$\kappa = \sigma_{ab} N_e (1 - \delta_{ab}), \quad (7)$$

в которой $\sigma_{ab} = (\lambda_{ab}^2/4) A_{ba}/\Delta\omega_{ba}$ — сечение фотопоглощения в центре линии, N_e — плотность электронов, λ_{ab} — длина волны усиливаемого излучения, A_{ba} — вероятность перехода, $\Delta\omega_{ba}$ — ширина линии. В условиях магнитной колонки нейтронной звезды мы имеем специфический случай, когда рентгеновский лазер может реализоваться только в пристеночных слоях, где есть хорошее охлаждение при переходе с основного уровня. Легко заметить, что основной уровень E_{000} опустошают два радиационных перехода ($E_{001} \leftarrow E_{000}$ и $E_{0-10} \leftarrow E_{000}$) и, конечно, столкновения. Цифровые оценки будут сделаны позже, но прежде обсудим тесные двойные системы с нейтронной звездой и наблюдательные данные о линии 3.55 кэВ и о линиях, которые рядом.

4. ТЕСНЫЕ ДВОЙНЫЕ СИСТЕМЫ С НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДОЙ

Двойная система называется тесной, если на некотором этапе ее эволюции в системе происходит обмен массой. Кроме того, около половины всех массивных звезд в нашей Галактике являются тесными двойными. Мы рассматриваем случай, когда одним из компонентов тесной двойной системы является нейтронная звезда. Довольно давно с борта спутника *Ulugu* было открыто более сотни рентгеновских систем, состоящих из нормальной оптической звезды — донора вещества — и аккрецирующего релятивистского объекта. Были обнаружены рентгеновские пульсары — аккрецирующие, сильно намагниченные нейтронные звезды. Недавно в большом количестве были обнаружены рентгеновские двойные звезды в центральном парсеке нашей Галактики [19], хотя там релятивистский компонент — черная дыра, — и нет сомнения, что подобная ситуация может быть с нейтронными звездами. Огромные магнитные поля канализируют аккрецирующую плазму в зону полюсов при любом типе аккреции (дисковой или сферически-симметричной). Главное здесь — высвобождение энергии аккрецируемого вещества на поверхности и излучение ее анизотропным образом из-за сложной геометрии в СМП.

Основной вопрос — прохождение падающей плазмой границы магнитосферы (альфвеновской

поверхности). Первым обратил внимание на важность этого процесса Шварцман [20], который показал, что плазма может проходить такую границу за счет магнитогидродинамических неустойчивостей (Кельвина–Гельмгольца, Рэлея–Тейлера, перестановочной и др.). Если первый компонент является массивной звездой раннего спектрального класса, то аккреция вещества на нейтронную звезду может происходить из-за мощного звездного ветра с образованием аккреционного диска. Но нас интересует движение вещества в глубине магнитосферы, которое полностью контролируется магнитным полем и образует полярную колонку, на дне которой — горячее пятно. Если ось магнитного диполя не совпадает с осью вращения, то наблюдается пульсирующее рентгеновское излучение.

Аккреционные процессы применительно к нашему случаю подробно исследовались в работе [21]. Заметим, что вещество вмораживается в силовые линии магнитного поля, уже на альфвеновской поверхности. Вероятно, полярная колонка имеет форму цилиндра; ее гидродинамика была рассмотрена в работе [22]. Толщина полярной колонки определяется, используя закон сохранения магнитного потока вдоль линий гидродинамического тока плазмы, численное значение которой порядка 10^5 см. Выпишем важное утверждение из работы [22]. При большой скорости аккреции вероятен случай, когда аккреционный канал потеряет жесткость в поле $B < 10^{13}$ Гс. Если темп аккреции еще выше, то может реализоваться предельная светимость, сильно зависящая от геометрии канала [23]:

$$L \text{ [эрг/с]} = \frac{a}{d} L_{Ed} \sim 10^{39} \frac{a}{10d} \frac{\sigma_T}{\sigma} m_x. \quad (8)$$

Здесь a — внутренний радиус магнитной колонки, d — ширина пристеночного слоя, который нас интересует, L_{Ed} — эддингтоновский предел светимости на компактные объекты (порядка 10^{38} эрг/с), σ_T — томсоновское сечение ($6.65 \cdot 10^{-25}$ см²), m_x — масса нейтронной звезды в единицах массы Солнца.

Если на полюсах нейтронной звезды $B > 2 \cdot 10^{13}$ Гс, то магнитное давление способно удерживать плазму с огромной температурой $T \sim 10^{10}$ К и плотностью $n \sim 10^6$ – 10^8 г/см³. Спектры рентгеновских пульсаров имеют тепловую природу с экспоненциальным завалом при больших энергиях с максимумом при $E \approx 10$ кэВ. Вид спектра, формирующегося в радиационно-доминированных ударных волнах, дан в работе [24]. Полагая спектр тепловым и исходя из закона Стефана–Больцмана, авторы работы [24] получили характерную энергию фотона

$$L_{39} = L/10^{39}, \quad \varepsilon_{\gamma} [\text{кэВ}] \approx 3L_{39}^{1/4} S_{10}^{-1/4}, \quad (9)$$

где $S_{10} = S/10^{10} \text{ см}^2$ (S — площадь), что, конечно, интересный результат. Заметим, что важным моментом является открытие Трюмпером [25] циклотронной линии железа в рентгеновских пульсарах. Эта линия предсказана была в работе [26]. Из краткого исследования тесных двойных систем с нейтронной звездой нам интересен случай, при котором в релятивистском компоненте реализуется предельная рентгеновская светимость порядка 10^{39} эрг/с.

5. ОБСУЖДЕНИЕ ЛИНИИ 3.55 кэВ И ДРУГИХ ЛИНИЙ РЯДОМ С НЕЙ

Линия 3.55 кэВ наблюдалась на уровне 10^{-7} фотонов/см²·с. Другие линии в энергетической области 5–20 кэВ также наблюдались в обзоре NuSTAR [27]. В работах [27, 28] обсуждается нейтринная природа линии 3.55 кэВ как продукта распада стерильных нейтрино. В работе [9] линию 3.55 кэВ интерпретируют как флуоресценцию темной материи. Ожидается, что ситуацию прояснит запуск нового рентгеновского спутника Hitomi в 2021 г. [28].

Как нами уже было отмечено, в двойной системе со звездой раннего спектрального класса, находящейся в фазе гиганта (сверхгиганта), в атмосфере образуются тугоплавкие частицы, и тогда основным компонентом звездного ветра должен быть кремний. Образование тугоплавких частиц происходит в результате фазовых переходов газ–твердое тело в плотных областях таких звезд с температурами 500–2000 К. Когда поток ионов попадает в результате аккреции на релятивистский компонент (в нашем случае нейтронная звезда с СМП), в магнитной колонке в ее пристеночных слоях возникают условия для рентгеновских рекомбинационных лазеров, в первую очередь, на L_{α} -переходах кремния как наиболее обильного элемента в таких системах. Здесь возможна рекомбинационная накачка верхнего уровня $2P$ и радиационное опустошение нижнего уровня $1S$. Заметим, что все L_{α} -переходы — электрические дипольные.

Вначале оценим светимость в линии L_{α} для Н-подобного Si в магнитной колонке в тепловом режиме (нетепловой режим — мазер или антимазер). Отметим, что вероятности переходов в линии L_{α} для Н-подобных ионов пропорциональны заряду ядра Z^4 :

$$A^i [\text{с}^{-1}] = A^{\text{H}} Z^4. \quad (10)$$

Для водорода $A^{\text{H}} \approx 10^9 \text{ с}^{-1}$, для кремния $A^{\text{Si}} \approx 4 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ при $Z = 14$. Светимость в линии L_{α} кремния ($L^{\text{Si}} = E n_{\text{Si}} V A^{\text{Si}}$) в магнитном поле $6 \cdot 10^{12}$ Гс может достичь величины

$$L^{\text{Si}} = 3.55 \cdot 10^3 \cdot 1.6 \cdot 10^{-12} \cdot 10^{19} \cdot 5 \cdot 10^{15} \cdot 4 \cdot 10^{13} \approx 10^{40} \text{ эрг/с}. \quad (11)$$

Магнитная колонка в этой оценке имела диаметр 10^5 см, внутренний диаметр $6 \cdot 10^4$ см, высоту 10^6 см, объем $V = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^3$, а $n_{\text{Si}} \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Используя данные из табл. 1 и формулы (10), (11), можно получить значение светимости и вероятности переходов для других Н-подобных ионов в магнитных полях от $4 \cdot 10^{12}$ до 10^{13} Гс. Для примера, мы свели результаты расчетов светимости в линии L_{α} в табл. 2 только для магнитного поля $6 \cdot 10^{12}$ Гс.

Отдельный вопрос — обилие Н-подобных ионов в полярной магнитной колонке нейтронной звезды в тесной двойной системе с красным гигантом. Считается, что исследование красных сверхгигантов дает космическое обилие элементов [29–32], но, чтобы составить табл. 2, мы использовали данные Камерона по распространенности тяжелых элементов [33].

Во втором ряду табл. 2 приведены энергии для перехода $E_{0-10} \rightarrow E_{000}$, в третьем — светимости, в четвертом — наступление условия СМП для нескольких Н-подобных ионов, $B_Z > B_0 Z^2$. За нормировочную плотность в табл. 2 взята плотность кремния $n_{\text{Si}} = 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Как следует из табл. 2, при энергиях $E < 3.55$ кэВ, наибольшую светимость и, соответственно, наибольшую вероятность обнаружения имеют Н-подобные ионы O VIII. Ионы Mg XII, Ne X, N VII, C VI имеют меньшую вероятность обнаружения, связанную с их меньшей интенсивностью. Формально, сильнейшей по интенсивности L_{α} -линией должна быть линия от Н-подобного железа (Fe XXVI) при нормальном космическом обилии элементов. Но в магнитной колонке нейтронной звезды в двойной системе обилие элементов далеко от нормального обилия. Как уже было отмечено, в атмосферах гигантов образуются зародыши межзвездных пылинок, и повышенное содержание кремния в десятки раз является очевидным. Точность определения энергии и светимости для L_{α} -линии Fe не может быть гарантирована, к сожалению, поскольку величина СМП для Fe близка к расчетному значению $6 \cdot 10^{12}$ Гс. При светимостях $10^{39}–10^{40}$ эрг/с получить поток на уровне $10^{-7}–10^{-6}$ эрг/см²·с можно только от нашего Галактического центра. От более удаленных астрономических объектов это сделать невозможно. Но ве-

Таблица 2

	Ион								
	C VI	N VII	O VIII	Ne X	Mg XII	Si XIV	S XVI	Ca XX	Fe XXVI
E , эВ	1030	1290	1570	2180	2840	3550	4310	5990	8840
L , эрг/с	10^{39}	$5 \cdot 10^{38}$	$6 \cdot 10^{39}$	$3 \cdot 10^{39}$	$4 \cdot 10^{39}$	10^{40}	10^{40}	$5 \cdot 10^{39}$	$3 \cdot 10^{41}$
B_Z , Гс	—	—	$> 1.5 \cdot 10^{11}$	—	—	$> 5 \cdot 10^{11}$	—	—	$> 1.6 \cdot 10^{12}$

роятен рекомбинационный лазер, чтобы усилить их светимость для объяснения наблюдений этих линий от других галактик и от скопления галактик [1–5].

6. УДАЛЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ И ЛИНИЯ 3.55 кэВ ОТ НИХ

Итак, мы обсуждаем заведомо рентгеновский источник из тесной двойной системы с нейтронной звездой с СМП. В пристеночных областях магнитной колонки нейтронной звезды имеет место рекомбинация любых ионов из-за активного радиационного охлаждения. Сделаем простые оценки. Энергия магнитного поля $6 \cdot 10^{12}$ Гс, равная $B^2/8\pi \approx 10^{24}$ эрг/см³, может удерживать плазму магнитной колонки при

$$B^2/8\pi > nkT. \tag{12}$$

Беря запас в десять раз, имеем при $T \sim 10^{10}$ К допустимую плотность $n = 10^{29}$ частиц в см³. Мы считали, что плотность Si $n_{Si} \sim 10^{19}$ см⁻³. Поэтому максимально можно «отойти» еще на 5 порядков по расстоянию от Галактического центра. Таким образом, линия 3.55 кэВ может быть видна до расстояний 800 Мпс при потоке 10^{-7} – 10^{-6} эрг/см² · с. Но эту оценку можно усилить стимулированным излучением при рекомбинации (лазер эффект). Используя формулу (6), мы имеем $\sigma_{ab} \sim 5 \cdot 10^{-20}$ см². В ненасыщенном режиме рекомбинационного лазера можно получить высокое значение экспоненциального фактора κl даже при очень малой степени инверсии (примерно 0.05%), при минимальной плотности электронов (порядка 10^{19} см⁻³) и при толщине стенки магнитной колонки $l \approx 4 \cdot 10^4$ см. Экспоненциальный фактор может достичь значения $\kappa l = 10$ и усилить линию L_α еще в e^{10} раз, т. е. в 22000. При значении $\kappa l = 12$ усиление в ненасыщенном режиме достигает 170000 и можно ожидать обнаружение 3.55 кэВ линии Si от самых удаленных рентгенов-

ских источников во Вселенной. В ненасыщенном режиме усиления линии обязательно сужаются в $\sqrt{\kappa l}$ раз. Сделанные оценки — грубые и здесь они для иллюстрации, так как уравнение баланса не решалось.

7. ТРУДНОСТИ НАБЛЮДЕНИЙ

Образование линии L_α Si XIV, как и других рентгеновских линий (см. табл. 1), вероятно, может быть распространенным явлением во Вселенной, как и образование двойных звезд (как известно, все звезды рождаются парами [34,35]). Повторим еще раз, что из-за огромного обилия ионов кремния в магнитной колонке нейтронной звезды при аккреции из атмосферы красного гиганта и из-за ее образования в перпендикулярном направлении, линия L_α Si XIV выделена. Геометрия сложна (мы не всегда видим перпендикулярную компоненту или видим ее ослабленную под углом). Продольная компонента отягачена гравитационным красным смещением (обычное доплеровское уширение имеет место для обеих компонент). Конечно, сильная анизотропия имеет место для всех других рентгеновских линий, поэтому далеко не все рентгеновские источники светят в линии L_α Si XIV и в линиях рядом. Естественно, что из-за высокого обилия кремния другие линии менее интенсивны, но лес слабых линий должен наблюдаться и этот лес наблюдается [1–4].

Дополнительные спектроскопические трудности возникают при интерпретации этих линий от скопления галактик из-за их красного смещения (наблюдали линии 3.55 кэВ от скоплений галактик с $z = 0.01$ до $z = 0.35$ [1]). Значение энергий для L_α -переходов в полях 10^{12} , $3 \cdot 10^{12}$, $5 \cdot 10^{12}$, 7×10^{12} , $9 \cdot 10^{12}$ Гс можно аппроксимировать, используя табл. 1. Для точных вычислений промежуточных энергий при интерпретации наблюдений необходимо использовать данные из нашей работы [10]. На тот период времени вычисления в ней были точными.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Такой важный феномен, как аккрецирующие магнетары [36], в которых величина магнитного поля нейтронных звезд может достигать значений 10^{14} – 10^{15} Гс, не рассмотрен. Исследование Н-подобных ионов в магнетарах было вне задач настоящей работы. Кроме того, необходимо обратить внимание на работы наших украинских коллег [2, 3, 5] которые считают, как и некоторые другие, что линия 3.5 кэВ — распадная структура стерильного нейтрино, а другие линии рядом в спектре — рентгеновские линии химических элементов [5]. Критика интерпретации линии 3.55 кэВ распадом нейтрино с энергией $E = 7$ кэВ для объяснения этой рентгеновской аномалии содержится в отдельных специальных работах на эту тему [27, 37, 38], и здесь не место это обсуждать.

В случае, если максимум распределения нейтронных звезд по значениям поля расположен около $6 \cdot 10^{12}$ Гс, то наблюдаемая линия 3.55 кэВ может быть образована в процессе рекомбинации Н-подобного кремния в тесной двойной системе (нейтронная звезда и красный гигант) в СМП. Из-за высокого обилия кремния она выделена. Мы также предсказали наличие рентгеновских структур от наиболее обильных Н-подобных ионов (С VI, О VIII, Ne X, Mg XII, S XVI, Ca XX и Fe XXVI) в диапазоне от 1 до 8.8 кэВ (см. табл. 1). В больших магнитных полях (до 10^{13} Гс) можно ожидать наличие рентгеновских структур вплоть до 20 кэВ, если продольная компонента L_α -излучения будет хоть как-то видима (см. табл. 1). Здесь геометрический фактор играет важную роль, так как выходящее 3.55 кэВ-излучение анизотропно.

Как отмечено в разд. 3 и 6, в условиях магнитной колонки нейтронной звезды может реализоваться рекомбинационный лазер. Современные телескопы рентгеновского диапазона уже сейчас способны обнаружить рекомбинационную линию 3.55 кэВ от Si XIV от самых удаленных источников во Вселенной, поскольку кремний — наиболее обильный элемент в рассмотренных тесных двойных звездах. А если реализуется рентгеновский лазер, то обнаружение может состояться с любых расстояний и, вероятно, для любых красных смещений $z \leq 100$.

Необходимо также отметить, что в некоторых скоплениях галактик линия 3.55 кэВ распределена равномерно по объему скопления. В этом нет «беды» для нашей интерпретации, так как тесными двойными могут быть звезды поля или звезды от распада звездных скоплений и даже эмиссионные

структуры от двойных звезд в ультрадиффузных галактиках, находящиеся в этих скоплениях [39].

Из энергетических соображений следует, что рекомбинационные L_α -линии О VIII, S XVI, Ca XX, Fe XXVI от нейтронных звезд с СМП в тесных двойных системах также должны быть наблюдаемы от самых далеких источников (см. табл. 2). С помощью рентгеновских L_α -линий С VI, О VIII, Ne X, Mg XII, Si XIV, S XVI, Ca XX и Fe XXVI можно тестировать магнитные поля в тесных двойных системах с нейтронными звездами и, вероятно, можно решать более сложные астрофизические и даже космологические задачи. Эти линии — дополнительное «орудие» для исследования крупномасштабной структуры Вселенной. Вообще-то, 3.55 кэВ-аномалия — довольно редкое событие не только из-за ее анизотропии, но и из-за реализации феномена только в магнитном поле $6 \cdot 10^{12}$ Гс. И в этом уникальность этой линии. В связи с открывшимися возможностями космическая рентгеновская спектроскопия должна получить дополнительный толчок к запуску нового японского спутника Hitomi и других приборов.

Благодарности. Благодарю А. В. Тутукова из Института астрономии Российской академии наук за консультацию по тесным двойным звездам и рецензентов за полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Bulbul, M. Markevich, A. Forster et al., *Astrophys. J.* **789**, 13 (2004).
2. A. Boyarsky, O. Ruchayskiy, D. Iakubovskiy, and J. France, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 251301 (2014).
3. D. Iakubovskiy, E. Bulbul, A. Foster et al., arXiv:1508.05186.
4. N. Cappelluti, E. Bulbul, A. Foster et al., *Astrophys. J.* **854**, 789 (2018).
5. A. Boyarsky, D. Iakubovskiy, O. Ruchayskiy, and D. Savchenko, arXiv:1812.10488.
6. В. К. Дубрович, *Письма в Астрон. ж.* **40**, 811 (2014).
7. O. Urban, N. Werner, S. Allen et al., *MNRAS* **451**, 2447 (2015).
8. F. Aharonian, H. Akamatsu, F. Akimoto et al., *Astrophys. J.* **837**, L15 (2017).
9. J. P. Conlon, F. Day, J. Jennings et al., *Phys. Rev. D* **96**, 123009 (2017).

10. В. В. Бурдюжа, В. Б. Павлов-Верёвкин, *Астрон. ж.* **58**, 334 (1981).
11. Б. Б. Кадомцев, *ЖЭТФ* **58**, 1765 (1970).
12. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика*, Наука, Москва (1974), с. 525.
13. R. H. Garstang, *Rep. Progr. Phys.* **40**, 105 (1977).
14. A. R. P. Rau and L. Spruch, *Astrophys. J.* **207**, 671 (1976).
15. M. D. Rosen, M. P. Hagelstein, D. L. Matthews et al., *Phys. Rev. Lett.* **54**, 106 (1985).
16. S. Suckewer, C. H. Skinner, H. Milchberg et al., *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1753 (1985).
17. V. V. Burduzha and L. A. Shelepin, *Adv. Space Rev.* **10**, N2 (1990).
18. Л. И. Гудзенко, Л. А. Шелепин, С. И. Яковленко, *УФН* **114**, 457 (1974).
19. Ch. Hailey, K. Mori, B. J. Hord et al., *Nature* **556**, 70 (2018).
20. В. Ф. Шварцман, *Астрон. ж.* **47**, 824 (1970).
21. Н. И. Шакура, *Аккреционные процессы в астрофизике*, Физматлит, Москва (2016), с. 324.
22. M. M. Basko and R. A. Sunyaev, *MNRAS* **175**, 395 (1976).
23. В. М. Липунов, *Астрофизика нейтронных звезд*, Наука, Москва (1987), с. 140.
24. Ю. Э. Любарский, Р. А. Сюняев, *Письма в Астрон. ж.* **8**, 612 (1982).
25. J. Trumper, W. Pietsch, C. Reppin et al., *Astrophys. J.* **219**, L105 (1978).
26. Yu. N. Gnedin and R. A. Sunyaev, *Astron. Astrophys.* **36**, 379 (1974).
27. K. Perez, C. J. Ng, J. B. Beacom et al., *Phys. Rev. D* **95**, 123002 (2017).
28. A. Falkowski, E. Kuflik, N. Levi, and T. Volansky, *Phys. Rev. D* **99**, 015022 (2019).
29. M. Bergemann, R.-P. Kudritzki, Z. Gazak et al., *Astrophys. J.* **764**, 115 (2013).
30. C. Lardo, B. Davies, R.-P. Kudritzki et al., *Astrophys. J.* **812**, 160 (2015).
31. L. R. Patrick, C. J. Evans, B. Davies et al., *Astrophys. J.* **803**, 14 (2015).
32. B. Davies, R.-P. Kudritzki, C. Lardo et al., *Astrophys. J.* **847**, 112 (2017).
33. A. G. Cameron, *Astrophys. Space Sci.* **82**, 123 (1982).
34. А. Г. Масевич, А. В. Тутуков, *Эволюция звезд: теория и наблюдения*, Наука, Москва (1988), с. 109.
35. S. Sadavoy and S. Stahler, *MNRAS* **469**, 3881 (2017).
36. H. Tong and W. Wang, *MNRAS* **482**, 4956 (2019).
37. T. E. Jeltema and S. Profumo, *MNRAS* **458**, 3592 (2016).
38. Ch. Dessert, N. L. Rodd, and B. R. Safdi, *arXiv*: 1812.06976.
39. P. M. Piña, R. F. Peletier, J. A. L. Aguerri et al., *MNRAS* **481**, 4381 (2018).