

УДК 524.3-6+524.354.6

МОДЕЛИРОВАНИЕ АТМОСФЕР НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД:
ОТ БАРСТЕРОВ ДО МАГНИТАРОВ*В.Ф. Сулейманов*

Аннотация

В статье дан краткий обзор исследований в области моделирования атмосфер нейтронных звезд, выполненных с участием автора. Представленные работы направлены как на выяснение природы излучающих поверхностей нейтронных звезд, так и на определение их масс и радиусов. Рассчитана подробная сетка моделей атмосфер вспыхивающих в рентгене нейтронных звезд – барстеров. Предложен новый метод одновременного определения масс и радиусов нейтронных звезд, который базируется на рассчитанных теоретических спектрах моделей атмосфер. Путем моделирования атмосфер магнитных нейтронных звезд ($B \sim 10^{10} - 10^{11}$ Гс) показано, что гармонически расположенные абсорбционные особенности в рентгеновском спектре нейтронной звезды 1E 1207.4-5209 в остатке вспышки сверхновой PKS 1209-51/52 могут быть связаны с квантовыми пиками в коэффициенте свободно-свободного поглощения плазмы в магнитном поле. Исследована природа излучающей поверхности сильно замагниченной ($B \sim 10^{13} - 10^{14}$ Гс) изолированной нейтронной звезды RBS 1223. Показано, что тонкая водородная атмосфера над конденсированной железной поверхностью наилучшим образом объясняет наблюдаемую долю пульсирующего излучения, а также полуширину и эквивалентную ширину абсорбционной линии в наблюдаемом рентгеновском спектре данной нейтронной звезды.

Ключевые слова: нейтронные звезды, модели атмосфер звезд, магнитары, перенос излучения, рентгеновское излучение.

Введение

Согласно современным представлениям нейтронные звезды (НЗ) образуются в результате коллапса ядер массивных ($M > 8-10 M_{\odot}$) звезд в конце их эволюции, сопровождающегося вспышкой сверхновой звезды [1]. НЗ являются самыми компактными из известных астрофизических объектов с видимой поверхностью (наибольшее отношение массы M к радиусу R), и при их исследовании критически важным является учет эффектов общей теории относительности.

НЗ были открыты более 40 лет назад как радиопульсары, а затем как источники рентгеновского излучения в тесных двойных системах (ТДС). Источником энергии в радиопульсарах является кинетическая энергия вращения НЗ, а в ТДС – гравитационная потенциальная энергия выпадающего на НЗ вещества со второй компоненты. В настоящее время в рентгеновском диапазоне открыто несколько десятков молодых ($\sim 10^3 - 10^6$ лет) одиночных НЗ, как в остатках сверхновых, так и вне таких остатков. Часть из них демонстрирует признаки сильного магнитного поля: тепловое излучение с $T_{\text{ВВ}} \sim (1-5) \cdot 10^6$ К, пульсирующее с периодом $P \sim 2-12$ с, с заметным его уменьшением ($\dot{P} \sim 10^{-10} - 10^{-12}$ с/с) и короткие (< 1 с) вспышки в рентгеновском и гамма диапазонах. Оценка магнитного поля по уменьшению периода с использованием формулы для потери энергии вращения на магнито-дипольное излучение $B \approx 3 \cdot 10^{19}$ Гс $(P\dot{P})^{1/2}$ приводит к магнитным полям $\sim 10^{14} - 10^{15}$ Гс. Такие одиночные НЗ с сильным магнитным полем носят название магнитаров (см. обзор [2]), так как их светимости (до 10^{36} эрг/с) значительно

превышают потери кинетической энергии за счет замедления, и, по-видимому, их излучение связано с затуханием магнитного поля [3]. Кроме них существует отдельный класс тусклых в рентгеновском диапазоне ($L_x \sim 10^{32}$ эрг/с) изолированных НЗ, так называемая «Великолепная семерка» [4], с такими же периодами вращения (несколько секунд) и меньшими значениями магнитного поля ($B \sim 10^{13} - 10^{14}$ Гс). Спектры их тепловые ($T_{\text{ВВ}} \sim 10^6$ К), и почти во всех объектах обнаружены широкие абсорбционные линии с эквивалентными ширинами 30–200 эВ на энергиях, меньших 0.8 кэВ [4].

Плотность вещества в центрах нейтронных звезд в 3–10 раз превышает плотность атомных ядер. Экспериментально проверенной теории взаимодействия нуклонов при таких плотностях не существует, а имеющиеся теоретические модели весьма разнообразны [5, 6]. Эта проблема известна как проблема уравнения состояния (УС) вещества в ядрах НЗ. Различные УС приводят к существенно разным зависимостям $M - R$ теоретических моделей НЗ (получаются радиусы 10–15 км для НЗ с $M = 1.5 M_{\odot}$), и это открывает путь для отбора правильной теории взаимодействия на основе наблюдений НЗ. Для этого достаточно определить их массы и радиусы. Теоретические уравнения состояния условно подразделяются на мягкие УС, приводящие к маленьким радиусам НЗ (10–11 км), и жесткие УС, для которых получаются большие радиусы НЗ (13–15 км). Кроме того, существует вероятность, что при плотностях, характерных для ядер НЗ, может быть осуществлен кварк-адронный переход, и нейтронные звезды могут оказаться кварковыми, или странными, звездами [7]. Модели кварковых звезд также предсказывают их малые радиусы $\sim 7-10$ км [5]. Поэтому определение радиусов НЗ имеет важное значение и для квантовой хромодинамики. Определить радиусы НЗ можно только на основе сравнения их наблюдаемых спектров с теоретическими, а для этого надо уметь рассчитывать эти самые теоретические спектры.

Вещество на поверхности НЗ находится в условиях экстремально сильного поля гравитации (с ускорением свободного падения $g \sim 10^{14}$ см/с²). Величина магнитного поля (до 10^{15} Гс) и плотность энергии излучения ($T_{\text{эф}} \sim 2 \cdot 10^7$ К) также могут быть экстремально высокими. В зависимости от химического состава, температуры, а также величины магнитного поля вещество на поверхности НЗ может находиться либо в конденсированном состоянии, либо в виде плазмы [8]. В последнем случае можно говорить о верхних слоях плазменной оболочки, в которых формируется излучение, как об атмосфере НЗ, и рассчитывать модели атмосфер НЗ теми же методами, что и атмосферы обычных звезд. Такие расчеты неоднократно выполнялись с учетом особенностей, характерных для НЗ (высокая температура, большие плотности, сильное магнитное поле и т. д.) [9–17].

Настоящая работа является кратким обзором исследований, выполненных с участием автора в области моделирования атмосфер НЗ, и направленных как на выяснение природы излучающих поверхностей НЗ, так и на определение их масс и радиусов.

1. Новый метод определения масс и радиусов нейтронных звезд с использованием моделей атмосфер барстеров

Рентгеновскими барстерами называют вспыхивающие источники рентгеновского излучения в маломассивных ТДС, состоящих, как правило, из НЗ и красного карлика. В спокойном состоянии рентгеновское излучение образуется благодаря аккреции вещества на НЗ. При определенных условиях на дне оболочки из накопленного на поверхности НЗ вещества, богатого водородом и гелием, могут начаться термоядерные реакции, что приводит к термоядерной вспышке на поверхности НЗ.

Светимость НЗ во время вспышки может достигать предела Эддингтона, что вызывает видимое увеличение размеров фотосферы НЗ. Наблюдения таких вспышек с фотосферным расширением дают информацию, позволяющую определить массу и радиус НЗ. Более подробную информацию о барстерах см. в обзорах [18, 19].

Наблюдаемые рентгеновские спектры барстеров хорошо аппроксимируются спектрами черного тела $B_E(T_{\text{BB}})$ с наблюдаемой цветовой температурой $T_{\text{BB}} \sim (1.5 \div 3) \cdot 10^7$ К и нормировкой $K = (R_{\text{BB}}/D_{10})^2$, где R_{BB} – видимый радиус источника в приближении, что он излучает как черное тело, измеряемый в км, D_{10} – расстояние до источника, измеряемое в единицах 10 кпс [20]. В действительности, как показали многочисленные расчеты моделей атмосфер барстеров [9, 15], их спектры излучения близки к спектру дилутированного черного тела $F_E \approx w B_E(T_c = f_c T_{\text{eff}})$ с цветовой температурой T_c , превышающей эффективную T_{eff} на величину цветовой поправки $f_c \approx 1.4\text{--}1.8$. Величина $w \approx f_c^{-4}$ есть фактор дилуции. Наблюдаемая цветковая температура T_{BB} и цветковая температура на поверхности барстера T_c связаны через гравитационное красное смещение, $T_c = T_{\text{BB}}(1+z)$, где $1+z = (1 - R/R_S)^{-1/2}$, а $R_S = 2GM/c^2$ – радиус Шварцшильда. Напомним, что видимые на бесконечности светимость и радиус НЗ связаны с действительными величинами подобными же соотношениями

$$L = L_{\infty}(1+z)^2, \quad R = R_{\infty}(1+z)^{-1}.$$

Так как наблюдаемый болометрический поток от барстера можно представить и через параметры аппроксимации спектра, и через его фундаментальные параметры

$$F \sim T_{\text{BB}}^4 K = T_{\text{eff}}^4 \left(\frac{R_{\text{ph}}}{D_{10}} \right)^2 (1+z)^{-2} = T_{\text{BB}}^4 \left(\frac{R_{\text{ph}}}{D_{10}} \right)^2 \frac{(1+z)^2}{f_c^4},$$

то можно видеть, что наблюдаемая нормировка спектра K в любой момент вспышки связана с радиусом фотосферы R_{ph} , км, через цветовую поправку f_c . Следовательно, на стадии уменьшения потока во вспышке, когда фаза расширения фотосферы осталась позади и радиус фотосферы равен радиусу НЗ, изменение нормировки K может отражать только изменение цветовой поправки f_c :

$$K^{-1/4} = \left(\frac{R}{D_{10}}(1+z) \right)^{-1/2} f_c = A f_c. \quad (1)$$

Из расчетов моделей атмосфер барстеров следует, что значение цветовой поправки f_c зависит главным образом от относительной светимости барстера в данный момент времени $l = L/L_{\text{Edd}}$ и в меньшей степени от химического состава атмосферы и ускорения силы тяжести на ее поверхности [21] (см. рис. 2). Здесь L_{Edd} есть предельная эддингтоновская светимость на поверхности НЗ:

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi GMc}{\sigma_e} (1+z),$$

где $\sigma_e = 0.2(1+X)$ см²/г – коэффициент электронного рассеяния, а X – весовая доля водорода в атмосфере.

Опираясь на представленные выше закономерности, можно предложить новый метод определения масс и радиусов НЗ в барстерах. Предлагается аппроксимировать зависимость $K^{-1/4}$ от наблюдаемого болометрического потока F теоретическими зависимостями $f_c - l$, рассчитанными для разного химического состава атмосфер и различных ускорений силы тяжести (см. рис. 1, левая панель). В результате можно получить две величины, зависящие от M , R и расстояния D :

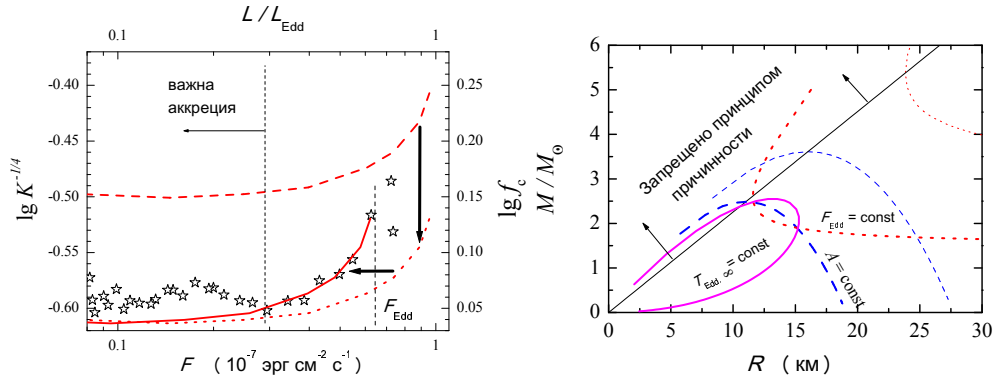


Рис. 1. *Левая панель:* Схема аппроксимации наблюдаемой зависимости $K^{-1/4} - F$ (источник 4U 1724-307, вспышка 8 ноября 1996 г. [23]) теоретической кривой $f_c - l$. *Правая панель:* Кривые на плоскости $M - R$, соответствующие постоянным значениям $T_{\text{Edd},\infty}$ (сплошная кривая), A (штриховые кривые) и F_{Edd} (пунктирные кривые). Тонкие штриховые и пунктирные линии соответствуют A и F_{Edd} при неправильном (слишком большом) выборе расстояния до источника

A (см. (1)) и наблюдаемый болометрический поток, соответствующий эддингтоновской светимости на поверхности НЗ,

$$F_{\text{Edd}} = \frac{GMc}{\sigma_e D^2} (1+z)^{-1}.$$

Для источника с известным расстоянием можно на плоскости $M - R$ построить кривые, соответствующие полученным величинам A и F_{Edd} (см. рис. 1, правая панель). Точки пересечения этих кривых и дадут искомые значения массы и радиуса НЗ. Отметим, что из A и F_{Edd} можно получить величину, не зависящую от расстояния до источника и имеющую смысл максимально возможной наблюдаемой эффективной температуры на поверхности НЗ (соответствующей эддингтоновской светимости)

$$T_{\text{Edd},\infty} = \left(\frac{gc}{\sigma_{\text{SB}} \sigma_e} \right)^{1/4} (1+z)^{-1} = 6.4 \cdot 10^9 A F_{\text{Edd}}^{1/4} \text{ К}.$$

Здесь σ_{SB} – постоянная Стефана–Больцмана, g – ускорение силы тяжести на поверхности НЗ

$$g = \frac{GM}{R^2} (1+z). \quad (2)$$

Этой величине $T_{\text{Edd},\infty}$ также соответствует кривая на плоскости $M - R$ (см. рис. 1, правая панель), используя которую можно оценить радиус НЗ в предположении, что ее масса может быть заключена в интервале 1.2–2 M_{\odot} .

Для реализации этого метода необходима подробная сетка моделей атмосфер барстеров, до настоящего времени отсутствовавшая. Используя компьютерный комплекс программ [17, 22], позволяющий рассчитывать модели атмосфер НЗ с учетом эффекта Комптона, такая сетка моделей была рассчитана. Сетка включает в себя модели атмосфер, рассчитанные для шести химических составов: чистого водорода ($X = 1$), чистого гелия ($X = 0$), солнечной смеси водорода и гелия ($X = 0.74$) с различным содержанием тяжелых химических элементов $Z = 1, 0.3, 0.1$ и $0.01 Z_{\odot}$. Для каждого химического состава рассчитаны модели атмосфер с тремя значениями ускорения силы тяжести $\lg g = 14.0, 14.3$ и 14.6 . Для каждого

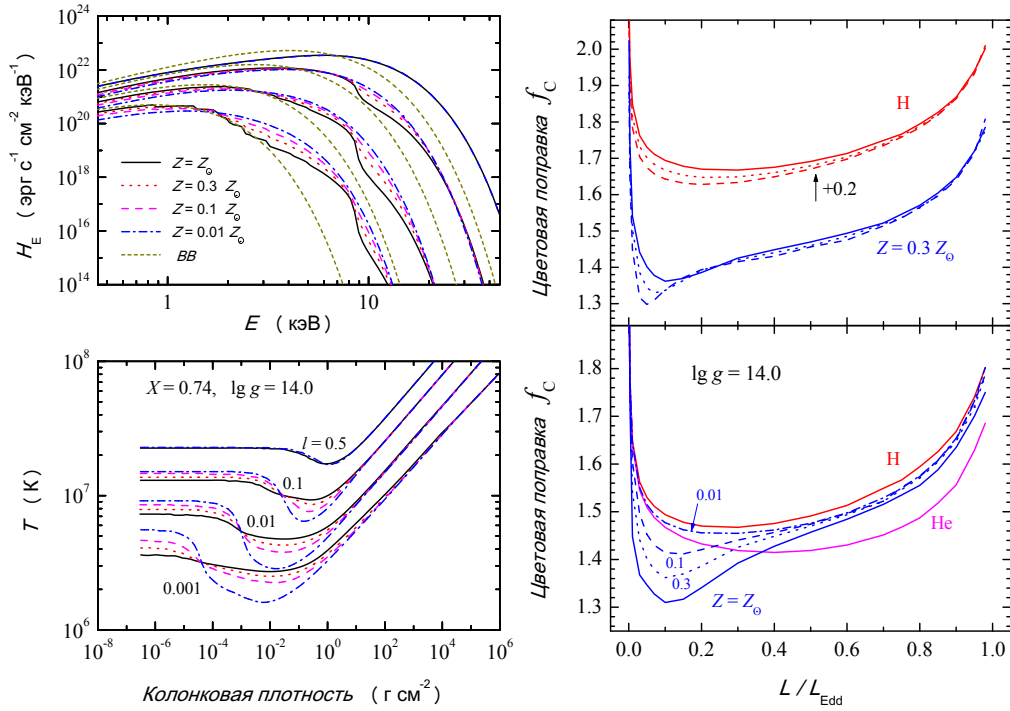


Рис. 2. *Левая панель:* Выходящие спектры (верхний рисунок) и температурные структуры (нижний рисунок) моделей атмосфер барстеров для четырех относительных светимостей ($l = 0.5, 0.1, 0.01$ и 0.001) и фиксированным ускорением силы тяжести ($\lg g = 14.0$). Показаны модели с солнечным содержанием водорода и гелия и четырех содержаний тяжелых химических элементов: $Z = Z_\odot$ (сплошные кривые), $Z = 0.3 Z_\odot$ (пунктирные кривые), $Z = 0.1 Z_\odot$ (штриховые кривые), $Z = 0.01 Z_\odot$ (штрих-пунктирные кривые). На верхнем рисунке короткими штриховыми линиями также показаны спектры абсолютно черных тел с температурами, равными соответствующими эффективным температурам. *Правая панель:* Зависимость величины цветовой поправки f_c от относительной светимости для различных моделей атмосфер барстеров. На верхнем рисунке показана зависимость для чисто водородных моделей и моделей с $Z = 0.3 Z_\odot$ для различных значений ускорения силы тяжести на поверхности: $\lg g = 14.0$ (сплошные кривые), $\lg g = 14.3$ (пунктирные кривые), и $\lg g = 14.6$ (штриховые кривые). Для ясности кривые, соответствующие водородным атмосферам, сдвинуты вверх на 0.2. На нижнем рисунке демонстрируется изменение f_c от химического состава атмосферы при фиксированном ускорении силы тяжести ($\lg g = 14.0$): чистый водород (верхняя кривая), чистый гелий (нижняя кривая), солнечный состав для водорода и гелия и различного содержания тяжелых элементов, $Z = Z_\odot$ (сплошная кривая), $Z = 0.3 Z_\odot$ (пунктирная кривая), $Z = 0.1 Z_\odot$ (штриховая кривая), и $Z = 0.01 Z_\odot$ (штрих-пунктирная кривая)

фиксированного химического состава атмосферы и ускорения силы тяжести было рассчитано 20 моделей атмосфер с различными эффективными температурами, соответствующими относительным светимостям $l = 0.98, 0.95, 0.90, 0.85, 0.80, 0.75, 0.7, 0.6, 0.5, 0.4, 0.3, 0.2, 0.15, 0.1, 0.07, 0.05, 0.03, 0.01, 0.003$ и 0.001 . Всего было рассчитано 360 моделей. Выходящие спектры моделей были аппроксимированы дилутированными спектрами черного тела $F_E \approx w B_E(f_c T_{\text{eff}})$ в полосе наблюдений прибора PCA (3–20 кэВ) рентгеновской обсерватории RXTE. Некоторые результаты расчетов представлены на рис. 2. Очевидно, что величина цветовой поправки f_c заметно зависит от химического состава атмосферы барстера, поэтому получаемые

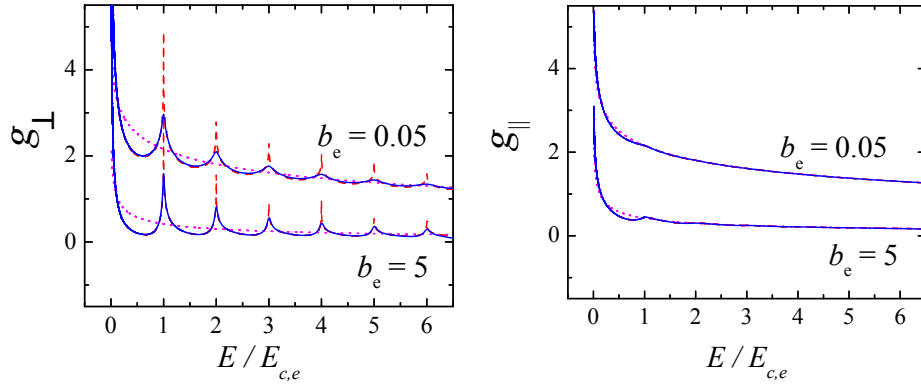


Рис. 3. Зависимость поперечного и продольного факторов Гаунта от относительной энергии фотонов для электронно-протонной плазмы с параметром $b_e = E_{c,e}/kT = 5$ и 0.05 . Сплошными кривыми показаны факторы Гаунта, рассчитанные с учетом эффекта отдачи протонов, штриховыми – рассчитанные без учета этого эффекта, а пунктирными – немагнитные факторы Гаунта

значения M и R будут значимо от него зависеть. В то же время влияние ускорения силы тяжести гораздо меньше, и в первом приближении им можно пренебречь.

Все рассчитанные спектры моделей атмосфер и цветовые поправки f_c размещены в Центре Астрономических Данных в Страсбурге¹. Более подробное описание использованного компьютерного комплекса и результатов расчетов можно найти в работе [21].

2. Квантовая природа абсорбционных особенностей в спектре 1E 1207.4-5209

Нейтронная звезда 1E 1207.4-5209 (далее 1E 1207) в остатке сверхновой PKS 1209-51/52 имеет период вращения $P = 0.424$ с и тепловой спектр с цветовой температурой $T_{\text{ВВ}} \approx 3$ МК [24]. Обсерваторией Chandra в спектре этой НЗ были обнаружены гармонически расположенные абсорбционные особенности на энергиях 0.7 и 1.4 кэВ [25]. Позднее обсерваторией XMM-Newton [26] были обнаружены признаки того, что существуют дополнительные абсорбции на 2.1 и 2.8 кэВ. В этой же работе было выдвинуто предположение, что эти абсорбции связаны с электронной циклотронной линией и ее гармониками. Оценка скорости замедления периода \dot{P} приводит к величине магнитного поля $B < 3 \cdot 10^{11}$ Гс [27], что согласуется с этой гипотезой. Здесь будет показано, что наблюдаемые абсорбции в спектре 1E 1207 могут быть связаны не собственно с циклотронной линией, а с квантовыми пиками в коэффициенте истинной непрозрачности за счет свободно-свободных ($f-f$) переходов электронов в поле ионов в присутствии магнитного поля, расположенных на тех же энергиях, что и циклотронная линия и ее гармоники.

Распространение излучения в плазме с магнитным полем проще всего рассматривать в рамках классической электродинамики и в терминах двух нормальных мод, эллиптически поляризованных вдоль и поперек магнитного поля, называемых соответственно обыкновенной (О-мода) и необыкновенной (Х-мода) волнами [28]. Непрозрачность плазмы является различной для этих двух мод. Рассмотрим рассеяние плоской электромагнитной волны на электроны. В рассматриваемом здесь приближении это есть возбуждение колебаний электрона в плоскости колебаний

¹См. <http://vizier.cfa.harvard.edu/viz-bin/VizieR?-source=J/A+A/527/A139>

электрического вектора \mathbf{E} волны с последующим переизлучением волны колеблющимся электроном в другом направлении. Предположим, что волна распространяется перпендикулярно магнитному полю. В этом случае волна в О-моде будет раскачивать электрон вдоль магнитного поля, что не отличается от случая отсутствия поля. Следовательно, непрозрачность за счет электронного рассеяния будет равна такой непрозрачности для немагнитной плазмы. А волна в Х-моде будет пытаться раскачать электроны поперек магнитного поля, что затруднено. Поэтому коэффициент электронного рассеяния для Х-волны будет меньше (в $\approx (E/E_{c,e})^2$ раз, где E – энергия фотона, $E_{c,e} = \hbar eB/m_e c$ – электронная циклотронная энергия [29]). Кроме того, непрозрачность плазмы в магнитном поле анизотропна и зависит от угла между направлением магнитного поля и направлением распространения излучения θ_B . Так, даже волна в О-моде, распространяющаяся вдоль магнитного поля, будет раскачивать электрон поперек магнитного поля, то есть непрозрачность в этом направлении будет меньше. Непрозрачность за счет f – f -переходов качественно ведет себя таким же образом. С учетом всего вышеперечисленного уравнение переноса излучения в замагниченной плазме необходимо решать для большого количества углов θ_B (в используемом здесь коде учитывается 40 углов) и в двух нормальных модах. Коэффициенты непрозрачности в двух модах, Х-мод (индекс 1) и О-мод (индекс 2), в приближении холодной плазмы вычисляются по формуле

$$k_{1,2} \approx \sum_{j=-1}^{+1} \frac{E^2}{(E + jE_{c,e})^2} [\sigma_e + k_{cl}^{ff}(E)g_j(E)] |e_j^{1,2}(E, \theta_B)|^2,$$

где σ_e и $k_{cl}^{ff}(E)$ – томсоновский коэффициент электронного рассеяния и классический коэффициент непрозрачности за счет f – f -переходов при $B = 0$, $g_{\pm 1}(E) = g_{\perp}(E)$ и $g_0 = g_{\parallel}(E)$ – факторы Гаунта для излучения, поляризованного поперек и вдоль магнитного поля, и $e_j^{1,2}(E, \theta_B)$ – проекции векторов поляризации нормальных мод (подробнее см. в [30, 31]).

На поверхности рассматриваемой здесь НЗ 1E 1207 магнитное поле является квантующим, то есть $E_{c,e} \approx kT$. Это означает, что непрерывным образом может изменяться только продольный (вдоль магнитного поля) импульс электрона, а поперечный импульс квантован и может изменяться только на фиксированную величину $\sqrt{2m_e E_{c,e}}$ (в нерелятивистском приближении). В этом случае говорят, что электроны распределены по уровням Ландау. Квантовые расчеты коэффициентов магнитной непрозрачности для f – f -переходов были выполнены Павловым и Пановым [32]. Отличие результатов точных расчетов от классической f – f -непрозрачности принято выражать в виде факторов Гаунта, и авторами расчетов было показано, что факторы Гаунта для поперечно поляризованного излучения $g_{\perp}(E)$ имеют пики на энергии циклотронной линии и ее гармониках (см. рис. 3).

Квантовые пики в непрозрачности должны отражаться в спектре выходящего излучения атмосфер НЗ с подходящими параметрами $b_{\text{eff}} = E_{c,e}/kT_{\text{eff}} \sim 1$ – 10 (см. [33]), но точные модели атмосфер с учетом квантовых пиков никогда ранее не рассчитывались. Здесь представлены несколько моделей атмосфер НЗ, состоящих из полностью ионизованного водорода, с параметрами, близкими к параметрам 1E 1207: $T_{\text{eff}} = 1, 1.5$ и 3 МК, $\lg g = 14.0$, и магнитным полем $B = 7 \cdot 10^{10}$ Гс, направленным перпендикулярно поверхности атмосферы (рис. 4). Модели рассчитывались с помощью программного комплекса, описанного в работе [34]. Как видно из рисунка, в рассчитанном спектре действительно появляются абсорбционные особенности с эквивалентными ширинами $EW \approx 150$ – 250 эВ, связанные с квантовыми пиками в непрозрачности. Заметим, что в спектре 1E 1207 наблюдаются абсорбционные линии с эквивалентными ширинами ≈ 200 эВ. На правой панели

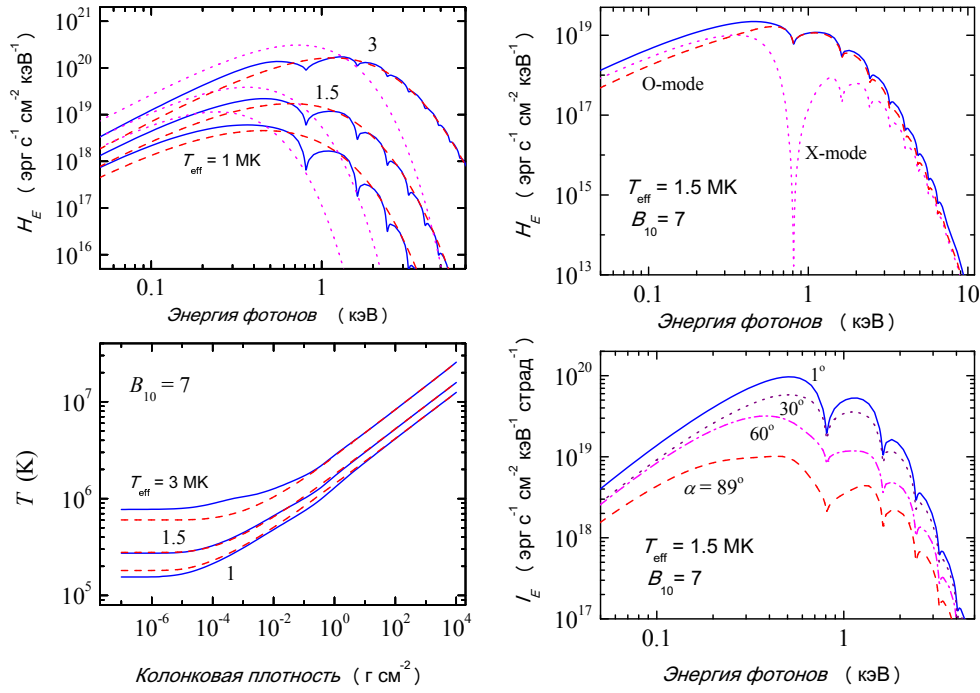


Рис. 4. *Левая панель:* Спектры выходящего излучения и температурные структуры трех моделей атмосфер намагниченных НЗ ($B = 7 \cdot 10^{10}$ Гс) с различными эффективными температурами (сплошные кривые). Спектры и температурные структуры немагнитных моделей атмосфер с такими же эффективными температурами показаны штриховыми линиями. Спектры черного тела с температурами, равными эффективным, показаны на верхнем рисунке пунктирными кривыми. *Правая панель:* На верхнем рисунке для одной из моделей вместе с интегральным спектром (сплошная кривая) показаны спектры выходящего излучения в двух модах. На нижнем рисунке для этой же модели атмосферы показаны спектры удельных интенсивностей под различными углами к нормали

этого же рисунка демонстрируется зависимость спектра выходящего излучения от угла к нормали атмосферы α и показаны спектры в различных модах для одной из моделей атмосфер. Видно, что интегральный спектр определяется в основном О-модой, так что глубокая абсорбционная линия на энергии циклотронного резонанса в Х-моду никак не проявляет себя в интегральном спектре. Более подробное описание рассчитанных моделей можно найти в работе [35].

3. О возможной природе абсорбционной линии в рентгеновском спектре RBS 1223

Изолированная нейтронная звезда RBS 1223 принадлежит к группе НЗ низкой рентгеновской светимости (так называемая «Великолепная семерка») и, как почти все объекты из этой группы, обладает переменной яркостью (с периодом вращения $P = 10.31$ с и долей пульсирующего излучения $PF = (F_{\max} - F_{\min}) / (F_{\max} + F_{\min})$ около 18% [36]). Спектр НЗ является тепловым с $T_{\text{вв}} \approx 10^6$ К, на энергии 0.3 кэВ видна широкая абсорбционная линия с $EW \approx 200$ эВ [37]. Скорость уменьшения периода позволяет оценить значение магнитного поля на поверхности НЗ ($\approx 3 \cdot 10^{13}$ Гс [38]). Следовательно, абсорбционная линия может быть связана с ионной циклотронной энергией $E_{c,i} = \hbar e Z B / A m_p c$, где Z – заряд иона, A – его

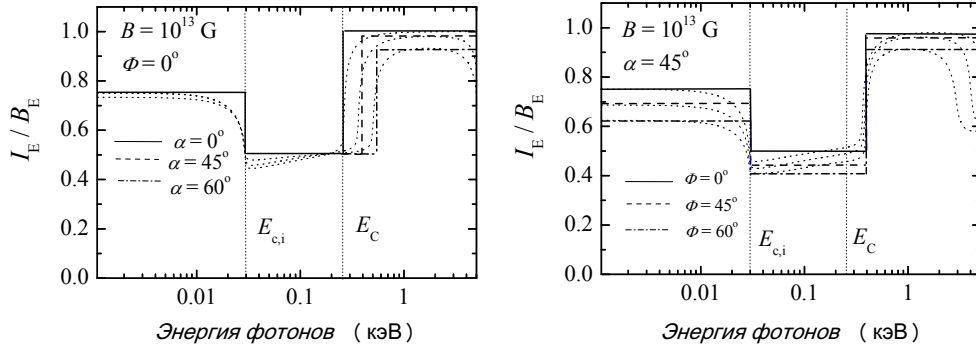


Рис. 5. Аппроксимация простыми ступенчатыми функциями относительной излучательной способности конденсированной поверхности замагниченной НЗ ($B = 10^{13}$ Гс), состоящей из железа (тонкие пунктирные линии). На левом рисунке показаны относительные излучательные способности для случая магнитного поля, перпендикулярного поверхности НЗ ($\Phi = 0^\circ$), и для выходящего излучения, направленного под разными углами наклона к нормали α . На правом рисунке показаны те же величины для излучения, выходящего под углом 45° и различными наклонами магнитного поля к нормали

атомный вес. Однако достоверных доказательств этого не существует и не ясно, каким образом формируется эта линия.

Далее представим результаты исследования природы отмеченной абсорбционной линии. При указанном выше значении магнитного поля даже природа излучающей поверхности НЗ не известна. Возможны три различных варианта: полубесконечная (то есть оптически толстая во всем диапазоне энергий фотонов) атмосфера, тонкая (прозрачная для фотонов в какой-то части рентгеновского диапазона) атмосфера над конденсированной поверхностью, характеризующаяся массой вещества над единицей поверхности Σ ($[\Sigma] = \text{г/см}^2$), и «чистая» конденсированная поверхность. В качестве критерия отбора предлагается использовать эквивалентную ширину EW абсорбционной детали. Та модель излучающей поверхности, которая дает в своем спектре абсорбционную особенность с EW , сравнимой с наблюдаемой, может быть признана соответствующей реальности. Отметим, что никакое распределение магнитного поля по поверхности НЗ не способно увеличить EW линии, а способно только увеличить ее видимую ширину, то есть «размазать» ее по спектру (полная аналогия с вращающимися звездами). Имеется в виду, что значение B в разных точках НЗ может быть различным (например, в случае дипольного поля значение B на магнитном полюсе в два раза выше, чем на магнитном экваторе), а значение $E_{c,i}$ зависит от магнитного поля.

Для реализации этой идеи были рассчитаны EW абсорбционных деталей в спектрах полубесконечных и тонких водородных моделей атмосфер над конденсированной поверхностью из железа и сделаны оценки EW для имеющихся в литературе теоретических спектров конденсированных поверхностей [39] при значениях эффективных температур ($\sim 10^6$ К) и магнитных полей ($10^{13} - 10^{14}$ Гс), близких к наблюдаемым в RBS 1223.

Поверхность конденсированной среды в сильном магнитном поле излучает почти как черное тело, но в их спектрах есть две достаточно широкие абсорбционные детали (см. рис. 5). Первая расположена вблизи энергии, соответствующей плазменной частоте электронов на поверхности $E_{p,e} = \hbar(4\pi e^2 n_e / m_e)^{1/2}$. В рассматриваемых здесь условиях эта первая полоса поглощения лежит на больших энергиях $E > 3$ кэВ и не может наблюдаться в спектре RBS 1223. Вторая деталь

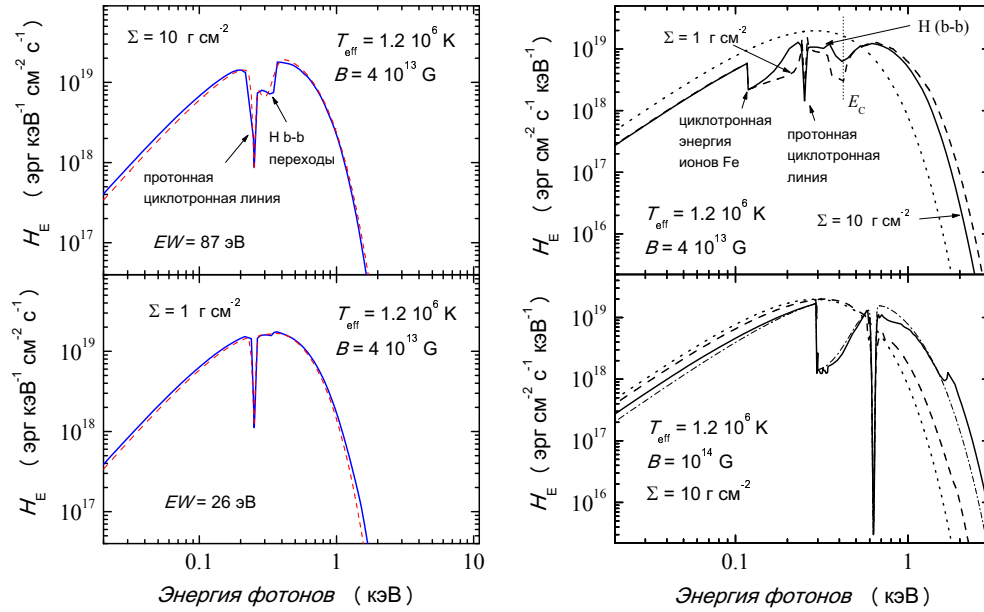


Рис. 6. Спектры излучения тонких водородных атмосфер магнитных НЗ над конденсированными поверхностями из железа. *Левая панель:* Спектр излучения конденсированной поверхности предполагался эквивалентным спектру абсолютно черного тела. Штриховыми линиями показаны спектры черного тела с двумя линиями поглощения в виде гауссиан, аппроксимирующие спектры моделей атмосфер. *Правая панель:* Спектры излучения конденсированной поверхности аппроксимировались аналитическими ступенчатыми функциями. На верхнем рисунке показаны спектры моделей с различной толщиной Σ водородной атмосферы. На нижнем рисунке показаны спектры с фиксированной толщиной атмосферы и различным представлением спектра конденсированной поверхности: аналитического представления ступенчатыми функциями (сплошная кривая) и спектром черного тела (штриховая кривая). Штрих-пунктирной кривой показан дилутированный спектр черного тела с абсорбционными особенностями, аппроксимирующий спектр модели. На рисунках также показаны спектры черного тела с температурой, равной эффективной (пунктирные кривые)

более интересна, так как расположена между $E_{c,i}$ и некой граничной энергией $E_C \approx E_{c,i} + E_{p,e}^2/E_{c,e}$. В этом промежутке энергий в конденсированной среде, находящейся в магнитном поле, могут распространяться только электромагнитные волны в О-моду, и поэтому она излучает здесь примерно в два раза меньше энергии (рис. 5). Оценка максимально возможной EW этой второй полосы поглощения дает величину ≈ 117 эВ $(B/10^{13} \text{ Гс})^{1/5}$. Относительные спектры конденсированных поверхностей были аппроксимированы простыми аналитическими ступенчатыми функциями (см. рис. 5), которые могут быть найдены в работе [40].

Модели водородных атмосфер рассчитывались с помощью программного комплекса, описанного в [34]. При значении поля $> 10^{13}$ Гс становятся существенными два новых эффекта. Энергия связи между электронами и протонами значительно увеличивается, благодаря чему даже при температурах $\sim 10^6$ К в плазме имеется заметная доля нейтральных атомов водорода, создающих дополнительную непрозрачность за счет связанно-свободных ($b-f$) и связанно-связанных ($b-b$) переходов. В работе были использованы таблицы для уравнений состояния и ионизации, а также таблицы непрозрачностей для атомарного водорода в сильном магнитном поле из статьи А.Ю. Потехина [41]. Кроме этого, существенной становится поляри-

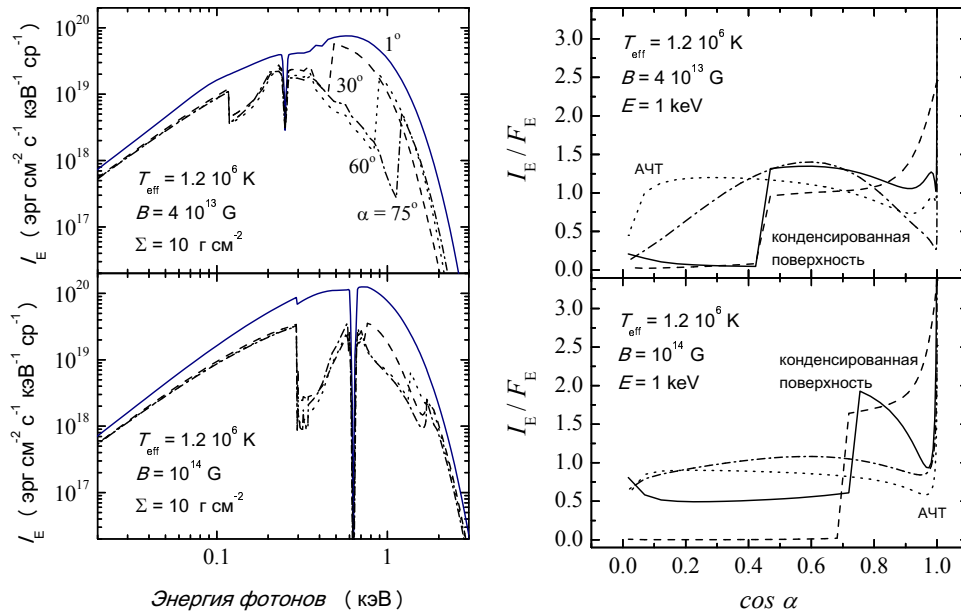


Рис. 7. *Левая панель:* Спектры удельных интенсивностей, выходящих под разными углами к нормали, для двух тонких моделей атмосфер над конденсированной поверхностью для различных значений магнитного поля. *Правая панель:* Относительное угловое распределение удельных интенсивностей на энергии 1 кэВ для тех же моделей атмосфер, что и на левой панели (сплошные кривые), более тонких атмосфер (с поверхностной плотностью $\Sigma = 1 \text{ г/см}^2$, штриховые линии), со спектром конденсированной поверхности, описываемой черным телом (пунктирные линии), и для полубесконечных водородных моделей атмосфер (штрих-пунктирные линии)

зация вакуума, выражающаяся в появлении виртуальных электронно-позитронных пар в заметной концентрации. Плазма электронно-позитронных пар поляризует излучение в нормальных модах в направлении, противоположном поляризации за счет обычной плазмы. Для каждой энергии фотона и каждого значения магнитного поля существует такая плотность плазмы, при которой поляризации за счет электронно-позитронной и обычной плазмы уравниваются друг друга. На данной глубине атмосферы с такой плотностью имеет место вакуумный резонанс, означающий, что непрозрачность в Х-моду становится равна непрозрачности в О-моду, формируя квазилинию поглощения в непрозрачности Х-моды. Кроме этого, происходит смешение интенсивностей нормальных мод. Все эти эффекты учтены по методике, описанной в работе [16].

Используя описанный выше комплекс программ, было рассчитано несколько полубесконечных и тонких моделей атмосфер в предположении, что подстилающая конденсированная поверхность излучает как черное тело (рис. 6, левая панель). Показано, что в этом случае абсорбции имеют $EW < 100 \text{ эВ}$. Это означает, что излучающая поверхность RBS 1223 не может быть полубесконечной атмосферой, так же как и «чистой» конденсированной поверхностью, поскольку наблюдаемая EW абсорбции в этой НЗ больше предсказываемых данными моделями. Однако если для тонкой атмосферы задать нижнее граничное условие для уравнения переноса излучения исходя из свойств конденсированной поверхности, то на энергиях фотонов между $E_{с,Fe}$ и $E_{с,H}$ появляется широкая абсорбционная деталь с $EW \sim 250\text{--}400 \text{ эВ}$ (рис. 6, правая панель). На этих энергиях атмосфера

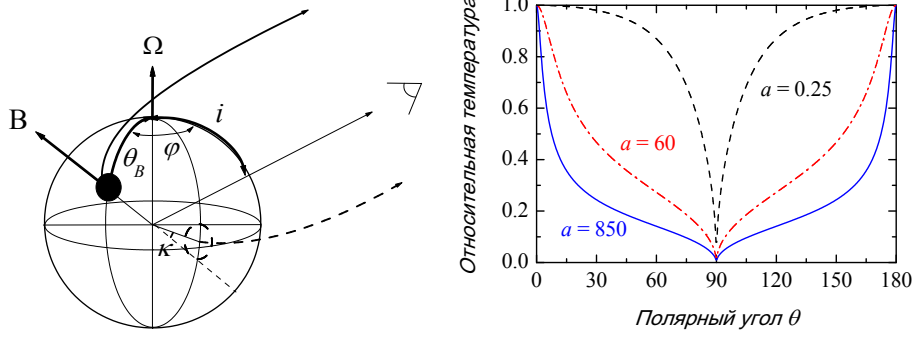


Рис. 8. *Левая панель:* Геометрия модели НЗ. Горячее пятно, находящееся на невидимой стороне НЗ, показано штриховой линией. *Правая панель:* Распределение эффективной температуры по поверхности замагниченной НЗ при различной величине относительного вклада тороидальной компоненты магнитного поля

является оптически тонкой в Х-моду и оптически толстой в О-моду. Следовательно, выходящее излучение в О-моду формируется в поверхностных слоях атмосферы, которые холоднее конденсированной поверхности. В итоге уменьшение потока на этих энергиях оказывается более значительным, чем в случае «чистой» конденсированной поверхности. Необходимо отметить тот факт, что в интервале энергий фотонов E_C и $4E_C$ угловое распределение выходящего излучения имеет форму ступеньки (рис. 7), почти все излучение выходит при углах к нормали, меньших некоторого предельного угла, зависящего от энергии фотона. На больших углах излучения практически нет. Причиной является зависимость граничной энергии E_C от угла между направлением распространения излучения и нормалью к поверхности (рис. 5, левая панель). В спектре удельных интенсивностей эта энергия проявляется в виде скачка (рис. 7, левая панель). Следовательно, в этом интервале энергий излучение в основном направлено перпендикулярно поверхности, что вызывает «карандашную» диаграмму направленности, что важно для объяснения высокой степени переменности RBS 1223. Отметим, что полубесконечные модели атмосфер с сильным магнитным полем имеют «веерную» диаграмму направленности, излучение выходит в основном на углах, близких к 60° к нормали (рис. 7, правая панель).

Для сравнения с наблюдениями мало иметь локальную (в данной точке поверхности НЗ) модель излучающей поверхности. Переменность излучения RBS 1223 говорит о том, что распределение температуры по ее поверхности не является однородным [36]. Причиной неоднородности является сильная зависимость коэффициента электронной теплопроводности в коре НЗ от направления магнитного поля. Если магнитное поле параллельно поверхности НЗ, оно затрудняет передачу тепла электронами. В случае дипольного поля это приводит к тому, что магнитные полюса оказываются горячее экватора [42]. Следовательно, необходимо использовать какую-либо модель для распределения магнитного поля в коре НЗ и связанную с ним модель для распределения эффективной температуры по поверхности. Здесь использовано решение для дипольного поля с тороидальным компонентом [43]

$$B = B_p \sqrt{\cos^2 \theta + a \sin^2 \theta},$$

где B_p – значение магнитного поля на полюсе, θ – магнитный полярный угол, параметр $a \approx B_{\text{eq}}^2 / B_p^2$ характеризует относительную величину тороидального компонента, сконцентрированного главным образом вблизи магнитного экватора НЗ.

В случае дипольного поля без тороидального компонента $a = 0.25$, и чем больше вклад тороидального компонента, тем больше значение параметра a . Соответствующее такому полю температурное распределение имеет вид [43]:

$$T^4 = T_p^4 \frac{\cos^2 \theta}{\cos^2 \theta + a \sin^2 \theta},$$

где T_p – температура на полюсах. Примеры распределений температуры по поверхности НЗ при различных a приведены на рис. 8 (правая панель). Использовалась также модель двух горячих изотермических пятен диаметром $\theta_{sp} = 5^\circ$.

Для адекватного представления интегрального спектра НЗ понадобились бы слишком обширные расчеты локальных моделей, затратные по времени вычисления, что совершенно недопустимо при аппроксимации наблюдаемых спектров и кривых блеска. Поэтому было принято решение аппроксимировать спектры локальных моделей простой аналитической функцией – дилютированным спектром черного тела с линиями поглощения в форме гауссиан

$$I_E(\alpha) = w B_E(T) \phi(\alpha, E) \exp(-\tau_1) \exp(-\tau_2),$$

где w – фактор дилуции, $\phi(\alpha, E)$ – функция углового распределения выходящего излучения, τ_i – оптическая глубина абсорбционной линии i на данной энергии фотона E , определяемая уравнением

$$\tau_{1,2} = \tau_{1,2}^0 \exp\left(-\frac{(E - E_{1,2})^2}{2\sigma_{1,2}^2}\right),$$

а $\tau_{1,2}^0$ и $\sigma_{1,2}$ рассматриваются как параметры, одинаковые по всей поверхности НЗ. Положение центров линий E_i зависит от локального значения B .

Нами рассматривались две аналитические функции для представления локальных спектров. Первая соответствует спектру полубесконечной атмосферы с одной абсорбционной линией с параметрами $\tau_1^0 = 3$ и $\sigma_1 = 30$ эВ, центр которой соответствует протонной циклотронной энергии $E_{c,H}$ и $EW \approx 100$ эВ. Вторая соответствует спектру тонкой водородной атмосферы над конденсированной железной поверхностью и имеет две абсорбционные особенности. Первая также центрирована на энергии $E_{c,H}$ и имеет параметры $\tau_1^0 = 8.5$ и $\sigma_1 = 11$ эВ. Вторая абсорбционная особенность имеет центр на циклотронной энергии ионов железа $E_{c,Fe}$ и представляет собой половину гауссианы, то есть на энергиях, меньших $E_{c,Fe}$, $\tau_2 = 0$. Параметры гауссианы $\tau_2^0 = 2.5$ и $\sigma_1 = 150$ эВ. Полная эквивалентная ширина абсорбционного комплекса $EW \approx 230$ эВ.

Интегрирование спектра НЗ по ее видимой поверхности проводилось с учетом гравитационного красного смещения z и искривления лучей света по методике, представленной в [44]. Геометрия модели представлена на рис. 8 (левая панель), параметрами которой являются угол θ_B между осью вращения и ближайшим магнитным полюсом, и угол между осью вращения и лучом зрения i . Второй магнитный полюс может быть расположен несимметрично относительно первого и смещен на угол κ .

Почти все представленные здесь модели были рассчитаны для $z = 0.2$, $\theta_B = i = 90^\circ$, $\kappa = 0^\circ$, $B_p = 6 \cdot 10^{13}$ Гс, и $kT_p = 0.15$ кэВ, то есть для параметров, близких к RBS 1223 [36]. Были рассмотрены модели с $a = 0.25$ и 60 и модель с двумя изотермическими пятнами. Рассматривались три типа локальных моделей: спектры «чистых» конденсированных поверхностей, представленные аналитическими аппроксимациями, и представленные выше модели, соответствующие полубесконечным и тонким атмосферам. Полученные интегральные спектры, усредненные

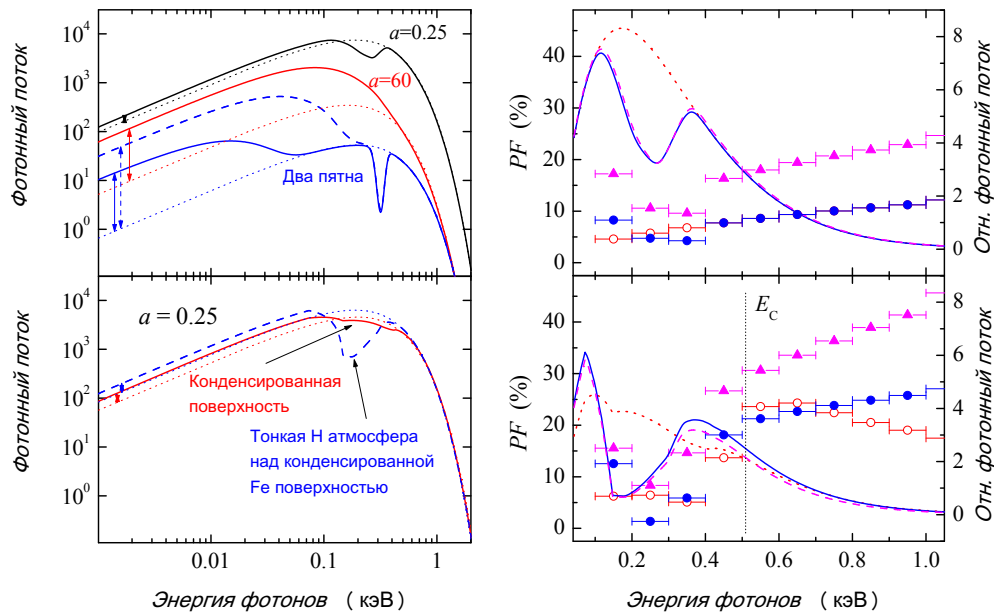


Рис. 9. Фотонные интегральные спектры замагниченных нейтронных звезд ($kT_{p,1} = kT_{p,2} = 0.15$ кэВ). *Левая панель:* На верхнем рисунке локальные спектры представлены спектрами полубесконечных водородных атмосфер при различных предположениях о распределении температуры по поверхности. На нижнем рисунке представлено сравнение интегральных спектров при одинаковом температурном распределении по поверхности, но различных предположениях о локальном спектре: «чистая» конденсированная поверхность (сплошная кривая) и тонкая водородная атмосфера над конденсированной поверхностью (штриховая кривая). На всех рисунках пунктирными линиями показаны дилютированные спектры черного тела, аппроксимирующие интегральные спектры НЗ на энергиях больше 0.5 кэВ. *Правая панель:* Зависимость пульсирующей доли излучения от энергии фотонов (символы) вместе с фотонными спектрами (кривые) при различных предположениях о локальных спектрах НЗ и дипольном распределении магнитного поля по поверхности НЗ ($a = 0.25$). На верхнем рисунке локальные спектры являются спектрами черного тела (пунктирная кривая и открытые кружки); то же, но с абсорбционной линией (сплошная кривая и заполненные кружки); спектры черного тела с абсорбционной линией, излучающие с угловым распределением электронной рассеивающей атмосферы (штриховая кривая и треугольники). На нижнем рисунке локальные спектры являются: спектрами «чистой» конденсированной поверхности (пунктирная кривая и открытые кружки); спектрами тонкой атмосферы над конденсированной поверхностью (сплошная линия и заполненные кружки); то же, но с различной температурой на магнитных полюсах ($kT_{p,1} = 0.15$ кэВ, $kT_{p,2} = 0.14$ кэВ, штриховая кривая и треугольники)

по периоду вращения, представлены на рис. 9. Только модели с $a = 0.25$ и локальными спектрами тонких атмосфер дают спектры с абсорбционной линией, соответствующей наблюдаемой по ширине и EW [37]. При использовании локальных спектров конденсированных поверхностей линия получается слишком мелкой и широкой с недостаточной эквивалентной шириной $EW \leq 140$ эВ. В моделях с $a = 60$ абсорбции получаются настолько мелкими и широкими, что возможность их обнаружения в наблюдениях становится проблематичной. По этой причине сильное тороидальное поле с $a > 10$ в RBS 1223 можно исключить.

При моделировании кривых блеска критичным является угловое распределение выходящего излучения. Здесь рассматривались три возможные функции углового

распределения: изотропная $\phi(\alpha, E) = 1$, соответствующая электронной рассеивающей атмосфере, аналитическое представление углового распределения для тонкой атмосферы «ступенькой» в диапазоне энергий $(1 \div 4) E_C$ и изотропное при других энергиях (подробнее см. [40]). Результаты моделирования доли пульсирующего излучения в зависимости от энергии фотонов представлены на рис. 9 (правая панель). Общей особенностью является уменьшение PF на энергиях абсорбционной линии, однако наблюдаемую в RBS 1223 интегральную по спектру долю пульсирующего излучения $\approx 18\%$ может обеспечить лишь угловое распределение для тонкой атмосферы в предположении, что температура на полюсах слегка различна (RBS 1223 действительно демонстрирует разную температуру полюсов [36]). Более подробное описание сделанных предположений, использованных моделей, и полученных результатов можно найти в работе [40].

Заключение

Представлен краткий обзор работ, посвященных моделированию атмосфер нейтронных звезд. Сформулируем кратко основные результаты.

Рассчитана подробная сетка моделей атмосфер вспыхивающих в рентгене НЗ – барстеров, и по спектру каждой модели получено значение цветовой поправки f_c в наблюдаемом диапазоне рентгеновской обсерватории RXTE 3–20 кэВ. Предложен новый метод одновременного определения M и R нейтронных звезд по наблюдательным данным о вспышках барстеров с расширением фотосферы, который базируется на рассчитанных цветовых поправках.

Высказано предположение, что гармонически расположенные абсорбционные особенности в рентгеновском спектре НЗ 1E 1207 в остатке вспышки сверхновой PKS 1209–51/52 связаны с квантовыми пиками в коэффициенте свободно-свободного поглощения плазмы в магнитном поле. Для проверки этого предположения был рассчитан ряд моделей атмосфер магнитных НЗ ($B \sim 10^{10} - 10^{11}$ Гс), состоящих из полностью ионизованного водорода. В полученных спектрах выходящего излучения этих моделей действительно присутствуют абсорбционные линии, обусловленные квантовыми пиками, и имеющие эквивалентные ширины, сравнимые с наблюдаемыми ($EW \approx 200$ эВ).

Исследована природа излучающей поверхности сильно замагниченной ($B \sim 10^{13} - 10^{14}$ Гс) изолированной НЗ RBS 1223. Были рассмотрены три возможности: «чистая» железная конденсированная поверхность, полубесконечная водородная атмосфера и тонкая водородная атмосфера над конденсированной железной поверхностью. Критериями отбора служили наблюдаемые полуширина и эквивалентная ширина ($EW \approx 200$ эВ) абсорбционной линии в ее наблюдаемом рентгеновском спектре, и наблюдаемая доля пульсирующего излучения. Показано, что по всем критериям наилучший результат дает тонкая водородная атмосфера над конденсированной поверхностью из железа.

Автор глубоко признателен своим коллегам Ю.Й. Поутанену, Г.Г. Павлову, А.Ю. Потехину и К. Вернеру, совместно с которыми были получены представленные в настоящей статье результаты и доброжелательная критика которых способствовала улучшению текста статьи.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 09-02-97013 р-Поволжье).

Summary

V.F. Suleimanov. Neutron Star Atmospheres: From Bursters to Magnetars.

A brief review of the studies of neutron star atmosphere models performed with the author's participation is presented. These studies are devoted to determination of the nature of emitting surfaces of neutron stars as well as their masses and radii. An extended grid of model atmospheres of the X-ray bursting neutron stars is computed; a new method for determination of neutron star masses and radii, which is based on the calculated model spectra, is suggested. By modeling the atmospheres of magnetic neutron stars ($B \sim 10^{10} - 10^{11}$ G), it is shown that the harmonically spaced absorption features in the X-ray spectrum of the neutron star 1E 1207.4-5209 in the supernova remnant PKS 1209-51/52 may be associated with the quantum peaks in the free-free absorption of plasma in a magnetic field. The nature of the radiating surface of the strongly magnetized ($B \sim 10^{13} - 10^{14}$ G) isolated neutron star RBS 1223 is investigated. It is shown that a thin hydrogen atmosphere above the condensed iron surface explains well the observed pulsed fraction as well as the width and the equivalent width of the absorption line in the observed X-ray spectrum of the neutron star.

Key words: neutron stars, stellar model atmospheres, magnetars, radiation transfer, X-rays.

Литература

1. *Woosley S.E., Heger A., Weaver T.A.* The evolution and explosion of massive stars // *Rev. Mod. Phys.* – 2002. – V. 74, No 4. – P. 1015–1071.
2. *Mereghetti S.* The strongest cosmic magnets: soft gamma-ray repeaters and anomalous X-ray pulsars // *Astron. Astrophys. Rev.* – 2008. – V. 15, No 4. – P. 225–287.
3. *Thompson C., Duncan R.C.* The soft gamma repeaters as very strongly magnetized neutron stars – I. Radiative mechanism for outbursts // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 1995. – V. 275, No 2. – P. 255–300.
4. *Haberl F.* The magnificent seven: magnetic fields and surface temperature distributions // *Astrophys. Space Sci.* – 2007. – V. 308, No 1–4. – P. 181–190.
5. *Lattimer J.M., Prakash M.* Neutron star observations: Prognosis for equation of state constraints // *Phys. Rep.* – 2007. – V. 442, No 1–6. – P. 109–165.
6. *Потехин А.Ю.* Физика нейтронных звезд // *Усп. физ. наук.* – 2010. – Т. 180, № 12. – С. 1279–1304.
7. *Иваненко Д.Д., Курдгеладзе Д.Ф.* Гипотеза кварковых звезд // *Астрофизика.* – 1965. – Т. 1, № 6, – С. 479–480.
8. *Lai D.* Matter in strong magnetic fields // *Rev. Modern Phys.* – 2001. – V. 73, No 3. – P. 629–662.
9. *London R.A., Taam R.E., Howard W.M.* Model atmospheres for X-ray bursting neutron stars // *Astrophys. J.* – 1986. – V. 306. – P. 170–182.
10. *Romani R.* Model atmospheres for cooling neutron stars // *Astrophys. J.* – 1987. – V. 313. – P. 718–726.
11. *Shibanov Iu.A., Zavlin V.E., Pavlov G.G., Ventura J.* Model atmospheres and radiation of magnetic neutron stars. I – The fully ionized case // *Astron. Astrophys.* – 1992. – V. 266, No 1. – P. 313–320.
12. *Zavlin V.E., Pavlov G.G., Shibanov Yu.A.* Model neutron star atmospheres with low magnetic fields. I. Atmospheres in radiative equilibrium // *Astron. Astrophys.* – 1996. – V. 315. – P. 141–152.
13. *Ho W.C.G., Lai D.* Atmospheres and spectra of strongly magnetized neutron stars // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2001. – V. 327, No 4. – P. 1081–1096.

14. *Ho W.C.G., Lai D.* Atmospheres and spectra of strongly magnetized neutron stars – II. The effect of vacuum polarization // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2003. – V. 338, No 1. – P. 233–252.
15. *Madej J., Joss P.C., Rozanska A.* Model Atmospheres and X-Ray Spectra of Bursting Neutron Stars: Hydrogen-Helium Comptonized Spectra // *Astrophys. J.* – 2004. – V. 602, No 2. – P. 904–912.
16. *van Adelsberg M., Lai D.* Atmosphere models of magnetized neutron stars: QED effects, radiation spectra and polarization signals // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2006. – V. 373, No 4. – P. 1495–1522.
17. *Suleimanov V., Werner K.* Importance of Compton scattering for radiation spectra of isolated neutron stars with weak magnetic fields // *Astron. Astrophys.* – 2007. – V. 466, No 2. – P. 661–666.
18. *Lewin W.H.G., van Paradijs J., Taam R.E.* X-ray bursts // *Space Sci. Rev.* – 1993. – V. 62, No 3–4. – P. 223–389.
19. *Strohmayer T., Bildsten L.* New views of thermonuclear bursts // *Cambridge Astrophys. Ser. No 39: Compact stellar X-ray sources* / Ed. by W. Lewin, M. van der Klis. – Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2006. – P. 113–156.
20. *Galloway D.K., Muno M.P., Hartman J.M., Psaltis D., Chakrabarty D.* Thermonuclear (Type I) X-Ray Bursts Observed by the Rossi X-Ray Timing Explorer // *Astrophys. J. Suppl. Series.* – 2008. – V. 179, No 2. – P. 360–422.
21. *Suleimanov V., Poutanen J., Werner K.* X-ray bursting neutron star atmosphere models: spectra and color corrections // *Astron. Astrophys.* – 2011. – V. 527, No 12. – P. A139–A139-12.
22. *Suleimanov V., Poutanen J.* Spectra of the spreading layers on the neutron star surface and constraints on the neutron star equation of state // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2006. – V. 369, No 4. – P. 2036–2048.
23. *Molkov S.V., Grebenev S.A., Lutovinov A.A.* An X-ray burst with strong photospheric radius expansion observed from the source 4U1724–307 in Terzan 2 // *Astron. Astrophys.* – 2000. – V. 357, No 3. – P. L41–L44.
24. *Zavlin V.E., Pavlov G.G., Trümper J.* The neutron star in the supernova remnant PKS 1209-52 // *Astron. Astrophys.* – 1998. – V. 331. – P. 821–828.
25. *Sanwal D., Pavlov G.G., Zavlin V.E., Teter M.A.* Discovery of Absorption Features in the X-Ray Spectrum of an Isolated Neutron Star // *Astrophys. J.* – 2002. – V. 574, No 1. – P. L61–L64.
26. *Biggami G.F., Caraveo P.A., De Luca A., Mereghetti S.* The magnetic field of an isolated neutron star from X-ray cyclotron absorption lines // *Nature.* – 2003. – V. 423, No 6941. – P. 725–727.
27. *Gotthelf E.V., Halpern J.P.* Precise Timing of the X-ray Pulsar 1E 1207.4-5209: A Steady Neutron Star Weakly Magnetized at Birth // *Astrophys. J.* – 2007. – V. 664, No 1. – P. L35–L38.
28. *Гинзбург В.Л.* Распространение электромагнитных волн в плазме. – М.: Наука, 1967. – 685 с.
29. *Ventura J.* Scattering of light in a strongly magnetized plasma // *Phys. Rev. D.* – 1979. – V. 19, No 6 – P. 1684–1695.
30. *Kaminker A.D., Pavlov G.G., Shibanov Iu.A.* Radiation for a strongly-magnetized plasma: The case of predominant scattering // *Astrophys. Space Sci.* – 1982. – V. 86, No 2. – P. 249–297.

31. *Kaminker A.D., Pavlov G.G., Shibano Iu.A.* Spectra of radiation from a strongly magnetized plasma // *Astrophys. Space Sci.* – 1983. – V. 91, No 1. – P. 167–214.
32. *Павлов Г.Г., Панов А.Н.* Поглощение и излучение фотонов при кулоновских столкновениях в магнитном поле // *Журн. эксперим. и теор. физ.* – 1976. – Т. 71, № 2. – С. 572–583.
33. *Павлов Г.Г., Шибанов Ю.А.* Тепловое излучение оптически толстой плазмы, содержащей сильное магнитное поле // *Астрон. журн.* – 1978. – Т. 55. – С. 373–389.
34. *Suleimanov V., Potekhin, A.Y., Werner K.* Models of magnetized neutron star atmospheres: thin atmospheres and partially ionized hydrogen atmospheres with vacuum polarization // *Astron. Astrophys.* – 2009. – V. 500, No 2. – P. 891–899.
35. *Suleimanov V., Pavlov G.G., Werner K.* Quantum Nature of Cyclotron Harmonics in Thermal Spectra of Neutron Stars // *Astrophys. J.* – 2010. – V. 714, No 1. – P. 630–635.
36. *Schwope A.D., Hambaryan V., Haberl F., Motch C.* The pulsed X-ray light curves of the isolated neutron star RBS1223 // *Astron. Astrophys.* – 2005. – V. 441, No 2. – P. 597–604.
37. *Haberl F., Schwope A.D., Hambaryan V., Hasinger G., Motch C.* A broad absorption feature in the X-ray spectrum of the isolated neutron star RBS1223 (1RXS J130848.6+212708) // *Astron. Astrophys.* – 2003. – V. 403. – P. L19–L23.
38. *Kaplan D.L., van Kerkwijk M.H.* A Coherent Timing Solution for the Nearby Isolated Neutron Star RX J1308.6+2127/RBS 1223 // *Astrophys. J.* – 2005. – V. 635, No 1. – P. L65–L68.
39. *van Adelsberg M., Lai D., Potekhin A.Y., Arras P.* Radiation from Condensed Surface of Magnetic Neutron Stars // *Astrophys. J.* – 2005. – V. 628, No 2. – P. 902–913.
40. *Suleimanov V., Hambaryan V., Potekhin A.Y., van Adelsberg M., Neuhauser R., Werner K.* Radiative properties of highly magnetized isolated neutron star surfaces and approximate treatment of absorption features in their spectra // *Astron. Astrophys.* – 2010. – V. 522. – P. A111-1–A111-15.
41. *Potekhin A.Y., Lai D., Chabrier G., Ho W.C.G.* Electromagnetic Polarization in Partially Ionized Plasmas with Strong Magnetic Fields and Neutron Star Atmosphere Models // *Astrophys. J.* – 2004. – V. 612, No 2. – P. 1034–1043.
42. *Greenstein G., Hartke G.J.* Pulselike character of blackbody radiation from neutron stars // *Astrophys. J.* – 1983. – V. 271. – P. 283–293.
43. *Perez-Azorin J.F., Miralles J.A., Pons J.A.* Anisotropic thermal emission from magnetized neutron stars // *Astron. Astrophys.* – 2006. – V. 451, No 3. – P. 1009–1024.
44. *Poutanen J., Gierlinski M.* On the nature of the X-ray emission from the accreting millisecond pulsar SAX J1808.4-3658 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2003. – V. 343, No 4. – P. 1301–1311.

Поступила в редакцию
21.02.11

Сулейманов Валерий Фиалович – доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник кафедры астрономии и космической геодезии Казанского (Приволжского) федерального университета, научный сотрудник Института астрономии и астрофизики Университета г. Тюбингена, Германия.

E-mail: suleimanov@astro.uni-tuebingen.de