

УДК 524.3-6

ОСОБЕННОСТИ ПРОЯВЛЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ В ДИНАМИЧЕСКИХ СПЕКТРАХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЁЗД

М. А. Гарасёв, Е. В. Дерюшев, Вл. В. Кочаровский

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Проведено моделирование спектров излучения вращающихся нейтронных звёзд с атомными и циклотронными линиями для различных распределений температуры по поверхности звезды. При расчёте распространения излучения учтены эффекты общей и специальной теорий относительности. Предложен новый метод анализа, основанный на разложении спектра излучения звезды в ряд Фурье по частоте вращения. Показано, что совместное влияние вращения звезды и искривления лучей в гравитационном поле приводит к появлению сильных особенностей (иногда — сразу нескольких) в спектре коэффициентов Фурье, причём эти особенности практически незаметны как в интегральном, так и в динамическом спектрах. Обсуждается возможное применение полученных результатов к анализу происхождения абсорбционных особенностей в спектре одиночной нейтронной звезды 1E 1207.4–5209.

ВВЕДЕНИЕ

Наблюдение излучения атмосфер нейтронных звёзд может предоставить ценную информацию о физических параметрах этих объектов. В частности, анализ интегрального профиля импульса в рентгеновском диапазоне длин волн позволяет наложить ограничения на возможное значение радиуса нейтронных звёзд [1]. Наблюдение спектральных особенностей позволяет сделать некоторые выводы о составе атмосфер, распределении температуры и магнитного поля по поверхности звёзд [2].

В последнее десятилетие, благодаря появлению рентгеновских телескопов с высоким временным разрешением, стало возможным наблюдать не только интегральный спектр излучения нейтронных звёзд, но и динамический, разрешённый по фазе вращения (см. [3–5]). Для анализа таких наблюдений возникла необходимость теоретически исследовать те особенности, которые возникают в динамическом спектре в условиях существования резонансных линий (атомных¹ и циклотронных). Именно этой проблеме и посвящена данная работа.

По современным представлениям [6], наблюдаемое тепловое излучение нейтронной звезды происходит из тонкого слоя атмосферы (с характерной толщиной порядка 1 см), которая покрывает её поверхность. Вопрос о переносе излучения в таких атмосферах исследован достаточно подробно [7–10]. Однако в указанных работах авторы рассматривают излучение только с небольшого локального участка поверхности нейтронной звезды. Учитывая неоднородность магнитного поля и температуры на поверхности, можно построить более детализированные модели спектров нейтронных звёзд. Понятно, что результат при этом сильно зависит от конкретного вида этих неоднородностей, которые априори неизвестны. Тем не менее, сравнение модельных спектров с наблюдениями предоставляет эффективный инструмент для анализа характеристик нейтронных звёзд и структуры их атмосфер.

В данной работе проведено численное моделирование распространения излучения с целью качественного исследования механизмов формирования особенностей в наблюдаемом динамическом спектре нейтронных звёзд. Из-за их малых размеров эффекты общей теории относительности,

¹ В данной работе под атомными линиями понимаются спектральные линии, резонансное значение частоты которых пренебрежимо слабо зависит от вариаций значения магнитного поля вдоль поверхности звезды.

такие как искривление лучей света и гравитационное красное смещение, значительно искажают наблюдаемый спектр. Кроме того, вследствие быстрого вращения регистрируемый спектр искажается под влиянием эффекта Доплера, абберации света (при наличии анизотропии излучения) и геометрической задержки времени прихода излучения от разноудалённых относительно наблюдателя участков поверхности нейтронной звезды.

Ранее различными авторами было рассмотрено влияние вышеперечисленных эффектов только на профиль интегрального импульса излучения от нейтронных звёзд. В частности, в зависимости от взаимного расположения магнитной оси, оси вращения и наблюдателя были выделены четыре класса видимости [11] (см. конец раздела 1) и проанализировано влияние эффектов Доплера, несферичности звезды и анизотропии излучения на профиль импульса [12–14]. Было показано, что для корректного учёта эффектов общей теории относительности при вычислении траекторий движения фотонов достаточно использовать метрику Шварцшильда [15]. На основе сравнения наблюдаемых импульсов с предсказанными теоретически были наложены некоторые ограничения на возможные значения радиусов нейтронных звёзд [16]. Кроме того, в работе [17] было исследовано возможное проявление атомных спектральных линий излучения и поглощения в интегральном спектре нейтронных звезд с однородным распределением температуры по поверхности.

В настоящей работе теоретически рассчитаны динамические спектры излучения нейтронных звёзд с дипольным магнитным полем для различных моделей распределения температуры по поверхности. При этом учтены такие эффекты как эффект Доплера, абберация, задержка времени прихода импульсов, искривление лучей света в гравитационном поле и гравитационное красное смещение. Выяснены возможные механизмы формирования особенностей спектра и предложены новые методы их анализа, которые основаны на использовании гармонических составляющих динамического спектра. Рассмотрены как атомные, так и циклотронные линии.

Дальнейшее изложение построено следующим образом. В первом разделе представлены используемая модель и методика вычисления динамического спектра излучения от нейтронной звезды. Здесь же перечислены приближения и набор характерных параметров, используемые для расчётов. Второй раздел посвящён атомным линиям в модели нейтронных звёзд с двумя горячими полярными пятнами. В третьем разделе рассмотрены циклотронные линии для различных распределений температуры и различных ориентаций дипольного магнитного поля звезды. В заключительном разделе обсуждаются возможные приложения полученных результатов к анализу наблюдаемых спектров нейтронных звёзд (в основном на примере одиночной нейтронной звезды 1E 1207.4-5209).

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ИСПОЛЬЗУЕМАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим нейтронную звезду, ось вращения которой располагается под углом i к наблюдателю (см. рис. 1). Магнитное поле будем считать дипольным, причём ось диполя проходит через центр звезды и располагается под углом ς к оси вращения:

$$B = \frac{B_{\text{pc}}}{2} \sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta'}, \quad (1)$$

где B_{pc} — значение магнитного поля на полюсе и θ' — полярный угол в сферической системе координат, жёстко связанной с вращающейся нейтронной звездой и имеющей полярную ось (единичный вектор $\mathbf{Z}_B$), совпадающую с осью магнитного диполя. Кроме этой системы координат (в ней полярный и азимутальный углы точки равны θ' и ψ' соответственно), мы будем использовать невращающиеся сферические системы координат, полярные оси которых совпадают либо с осью

где

$$\eta = \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos \xi}$$

— доплер-фактор. Наблюдаемая частота излучения также изменяется из-за эффекта Доплера:

$$\omega = \eta \omega' \sqrt{1 - r_g/R}.$$

Для полноты расчётов необходимо ещё учесть задержку времени прихода излучения, испущенного в разных местах звезды. Фотон, испущенный от площадки с координатой θ_{obs} , запаздывает по отношению к фотону с исходной координатой $\theta_{\text{obs}} = 0$ на величину [18]

$$\Delta t(b) = \frac{1}{c} \int_R^\infty \frac{dr}{1 - r_g/r} \left[\left(1 - \frac{b^2}{r^2} \left(1 - \frac{r_g}{r} \right) \right)^{-1/2} - 1 \right]. \quad (8)$$

Наблюдаемый спектральный поток от выбранной площадки равен

$$dF_\omega = I(\omega) d\Omega,$$

где $I(\omega)$ — спектральная интенсивность излучения, а $d\Omega$ — телесный угол, под которым площадка dS' видна наблюдателю. Этот угол может быть выражен с использованием параметра (4):

$$d\Omega = \frac{b db d\psi_{\text{obs}}}{D^2},$$

где D — расстояние до источника (звезды), а ψ_{obs} — азимутальный угол в системе координат наблюдателя. Используя равенства $dS' \cos \alpha' = dS \cos \alpha$ и $dS = R^2 d \cos \theta_{\text{obs}} d\psi_{\text{obs}}$ [13], имеем

$$d\Omega = \frac{dS' \cos \alpha'}{D^2} \frac{1}{1 - r_g/R} \frac{d \cos \alpha}{d \cos \theta_{\text{obs}}}. \quad (9)$$

Соотношение между наблюдаемой и локальной спектральными интенсивностями, имеет вид [13]

$$I(\omega, \alpha) = (1 - r_g/R)^3 \eta^3 I'(\omega', \alpha'). \quad (10)$$

В итоге получаем следующее выражение для спектрального потока излучения:

$$dF_\omega = \sqrt{1 - r_g/R} \eta^4 I'(\omega', \alpha') \cos \alpha \frac{d \cos \alpha}{d \cos \theta_{\text{obs}}} \frac{dS'}{D^2}. \quad (11)$$

Задавая распределение интенсивности в локальной системе отсчёта и интегрируя его по поверхности, мы можем найти наблюдаемый спектр излучения нейтронной звезды в зависимости от фазы её вращения.

Ниже для определённости мы будем предполагать, что каждый элемент поверхности нейтронной звезды излучает чёрнотельный спектр со спектральной линией на частоте ω_0 , т. е.

$$I'(\omega', \alpha') \propto \frac{\omega'^3}{\exp(\hbar \omega'/T) - 1} [1 + f(\omega_0, \omega', \delta \omega)] (1 + H \cos \alpha'). \quad (12)$$

Здесь $f(\omega_0, \omega', \delta \omega)$ — некоторая функция, описывающая профиль линии, а $\delta \omega$ — ширина спектральной особенности. В случае атомных линий $\omega_0 = \text{const}$. В случае циклотронной линии положение резонанса зависит от величины магнитного поля в данной точке; в частности, для дипольного поля имеем

$$\omega_0 = \frac{\omega_{\text{pc}}}{2} \sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta'},$$

где ω_{pc} — значение гирочастоты на магнитных полюсах. Параметр H описывает анизотропию диаграммы направленности излучения. В работе рассматриваются три разных значения этого параметра: $H = 0$ отвечает случаю изотропного излучения, $H = -0,5$ приближённо соответствует излучению оптически тонкого слоя плазмы и $H = 2$ адекватно описывает случай оптически толстой рассеивающей атмосферы [14].

Основное внимание мы уделим двум простейшим видам распределения температуры по поверхности звезды. Первое распределение соответствует случаю, когда излучают только приполярные области (модель горячих полярных шапок), которые считаются точечными. При этом температура обеих полярных шапок считается одинаковой. В этом приближении наблюдательные проявления атомных и циклотронных линий не отличаются. Второе распределение соответствует однородному распределению температуры по поверхности звезды.

В зависимости от углов наклона оси вращения и наклона магнитной оси, нейтронные звёзды могут быть разделены на 4 класса [11]: I — один из магнитных полюсов всегда виден, в то время как второй всегда не виден; II — один из магнитных полюсов всегда виден, второй виден время от времени; III — оба магнитных полюса видны часть времени; IV — оба магнитных полюса видны постоянно (см. рис. 2). Используемые нами в расчётах параметры нейтронных звёзд охватывают все четыре класса видимости.

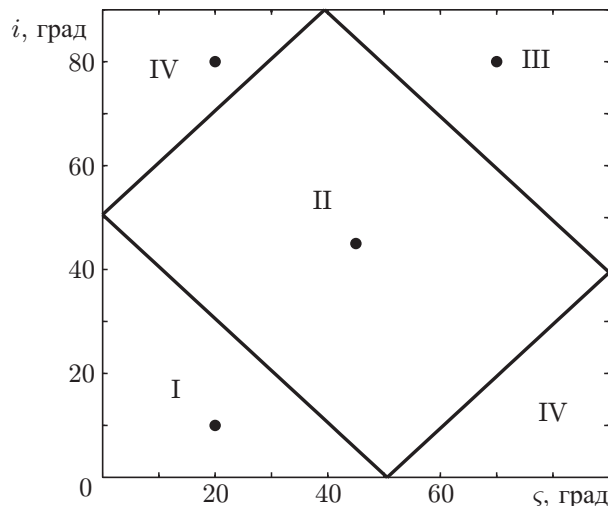


Рис. 2. Классы видимости нейтронной звезды радиуса $R = 2,5r_g$ по Белобородову [11] (обозначены римскими цифрами). Точками показаны модели пульсаров, рассматриваемые в расчётах

2. МЕТОД ЧАСТОТНО-РАЗДЕЛЁННЫХ ГАРМОНИК

На современном этапе развития наблюдательной техники практически невозможно получить динамический спектр от нейтронной звезды для достаточно большого количества различных фаз вращения φ . Дело в том, что временное разрешение современных телескопов довольно хорошее, однако количество принимаемых фотонов обычно невелико, поэтому главная проблема при построении динамических спектров — набрать достаточную статистику для небольшого числа выбранных фаз вращения (обычно 4–8). Кроме того, не существует хорошо отработанных методов анализа получаемых фазоразрешённых спектров. Поэтому для удобства мы предлагаем анализировать не спектры отдельных фаз вращения, а разложение исходного динамического спектра в ряд Фурье по периоду вращения звезды.

Конкретнее, зависимость наблюдаемого спектра от фазы вращения $F(\omega, \varphi)$ можно представить в виде ряда Фурье по гармоникам частоты вращения звезды (здесь j — мнимая единица):

$$F(\omega, \varphi) = \sum_{n=0}^{\infty} C_n \cos(n\varphi + \delta\varphi_n),$$

$$C_n \exp(j \delta\varphi_n) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} F(\omega, \varphi) \exp(jn\varphi) d\varphi, \quad n \geq 0.$$

Как будет показано в последующих главах, спектры амплитуд $C_n(\omega)$ и фаз $\delta\varphi_n(\omega)$ первых двух фурье-гармоник содержат узкие особенности, связанные с наличием в исходном спектре звезды линий поглощения или излучения, которые в интегральном спектре замираются под влиянием различных факторов. Характерный вид этих особенностей довольно заметно зависит как от параметров атмосферы звезды, так и от ориентации оси вращения и оси магнитного поля по отношению к лучу зрения. Предложенная методика может быть опробована для идентификации особенностей в наблюдаемых спектрах и для определения параметров атмосфер нейтронных звезд.

3. АТОМНЫЕ ЛИНИИ

Рассмотрим модель нейтронной звезды с двумя горячими приполярными областями, которые будем считать точечными. Температура приполярных областей предполагается намного более высокой, чем всей остальной поверхности звезды, так что почти всё наблюдаемое излучение приходит именно из этих регионов. Излучение каждой полярной шапки в сопутствующей системе отсчета будем считать чернотельным с наложенной линией поглощения, которая имеет гауссов профиль:

$$f(\omega, \omega', \delta\omega) = -\exp\left[-\frac{(\omega' - \omega_0)^2}{(\delta\omega)^2}\right].$$

На рис. 3а изображён типичный динамический спектр излучения от нейтронной звезды с двумя полярными шапками при наличии в спектре линии поглощения. Параметры выбраны так, что пульсар принадлежит к 3-му классу видимости. Начальная фаза вращения $\varphi = 0$ соответствует положению, когда северный магнитный полюс максимально приближен к наблюдателю. Тогда при вращении звезды ($\varphi = 2\pi\nu t$) спектральная линия из-за эффекта Доплера смещается в более низкие частоты. В некоторый момент времени ($\varphi/(2\pi) \approx 0,18$ в данном случае) второе пятно становится видимым, при этом оно движется в направлении наблюдателя. В результате в спектре появляется вторая линия, которая из-за голубого смещения находится в более высокочастотной области спектра. В зависимости от соотношения локальной ширины линии и доплер-фактора, в наблюдаемом спектре присутствуют либо две отдельные линии, либо одна уширенная. Низкочастотная компонента, связанная с уходящим из видимости пятном, пропадает при достижении фазы $\varphi/(2\pi) \approx 0,4$. После этого, вплоть до момента, когда первое пятно вновь становится видимым ($\varphi/(2\pi) \approx 0,6$), всё наблюдаемое излучение исходит от второго пятна. Далее цикл повторяется.

Проинтегрированный по частоте профиль импульса излучения от такой нейтронной звезды показан на рис. 3б. Сплошной линией здесь изображён суммарный профиль импульса от двух пятен, штриховая линия соответствует излучению, пришедшему от северного полюса, а штрихпунктирная — от южного.² При усреднении по времени в интегральном спектре наблюдается особенность, ширина которой равна (см. рис. 3в)

$$\Delta\omega_{\text{int}} \approx \delta\omega + \omega_0\eta_{\text{max}}, \quad (13)$$

где η_{max} — максимальное значение доплер-фактора за период.

Рассмотрим, какие характерные особенности возникают в спектре амплитуд $C_n(\omega)$ первых двух гармоник разложения в ряд Фурье исходного динамического спектра. На рис. 4 изображён наблюдаемый спектр первой и второй фурье-гармоник при наличии линии поглощения для нейтронной звезды с полярными шапками для различных параметров модели. В общем случае

² Проинтегрированные по частоте профили импульса для моделей пульсаров с горячими полярными шапками обсуждаются в статье [14].

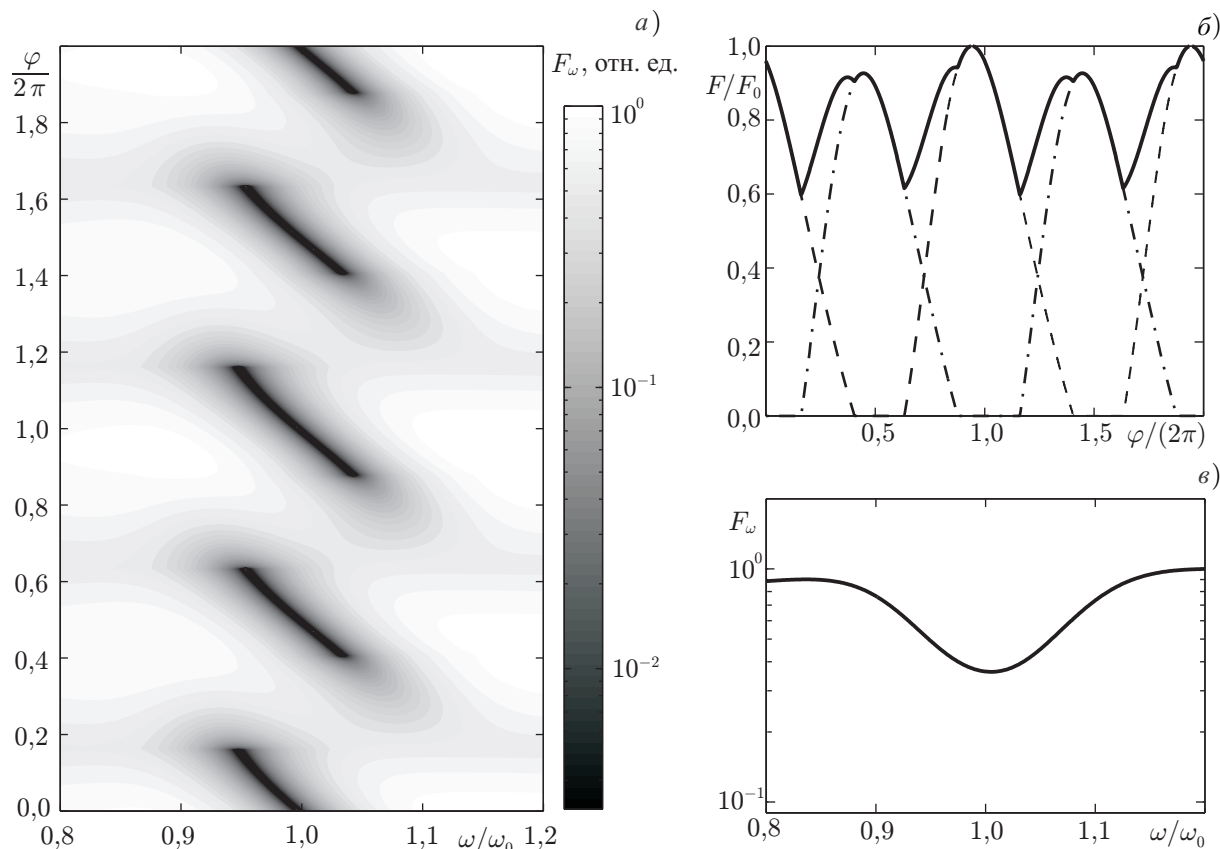


Рис. 3. (а) Динамический спектр излучения нейтронной звезды (для ясности показаны два периода). Параметры $i = 45^\circ$, $\zeta = 45^\circ$, $R = 2,5r_g$, $\nu = 300$ Гц, $T = 1000$ эВ, $\hbar\omega_0 = 2500$ эВ, $M = 1,4M_\odot$ ($M_\odot$ — масса Солнца), $\delta\omega = 0,05$, $H = 0$. (б) Интегральный профиль импульса (для ясности показаны два периода). Сплошная линия показывает суммарный поток излучения от двух полярных шапок, штриховая — поток только от северного полюса, штрихпунктирная — только от южного. (в) Интегральный спектр (логарифмическая шкала)

спектр и первой, и второй гармоник содержит ряд особенностей вблизи резонансной частоты. Так, если ширина линии поглощения больше, чем её максимальный сдвиг из-за эффекта Доплера, то в спектре первой гармоники наблюдаются два узких минимума. Происхождение одного из них тривиально — при выбранных соотношениях ширины линии и доплеровского смещения частоты дно резонансной линии никогда не уходит из окрестностей резонанса ω_0 — поэтому как переменная, так и постоянная компоненты в спектре всегда малы. Вторая особенность связана с возможной взаимной компенсацией понижения интенсивности излучения на выбранной частоте из-за ухода пятна из зоны видимости и увеличения интенсивности излучения из-за эффекта Доплера, который смещает абсорбционную линию в сторону от выбранной частоты. Такой минимум возникает вблизи частоты $\omega \approx \omega_0 + \delta\omega$ для линий поглощения или в районе частоты $\omega \approx \omega_0 - \delta\omega$, если линия эмиссионная.

На рис. 4а показано, как изменяется спектр амплитуд $C_n(\omega)$ фурье-гармоник для разных классов видимости пульсаров. Для классов видимости II и IV интенсивности первой и второй гармоник сравнимы друг с другом, тогда как в классе I преобладает первая гармоника, а в III, наоборот, вторая (в предельном случае $i = \zeta = 90^\circ$ импульсы от первого и второго пятна абсолютно одинаковы и неразличимы; естественно, в этом случае в спектре разложения в ряд Фурье останутся только четные гармоники).

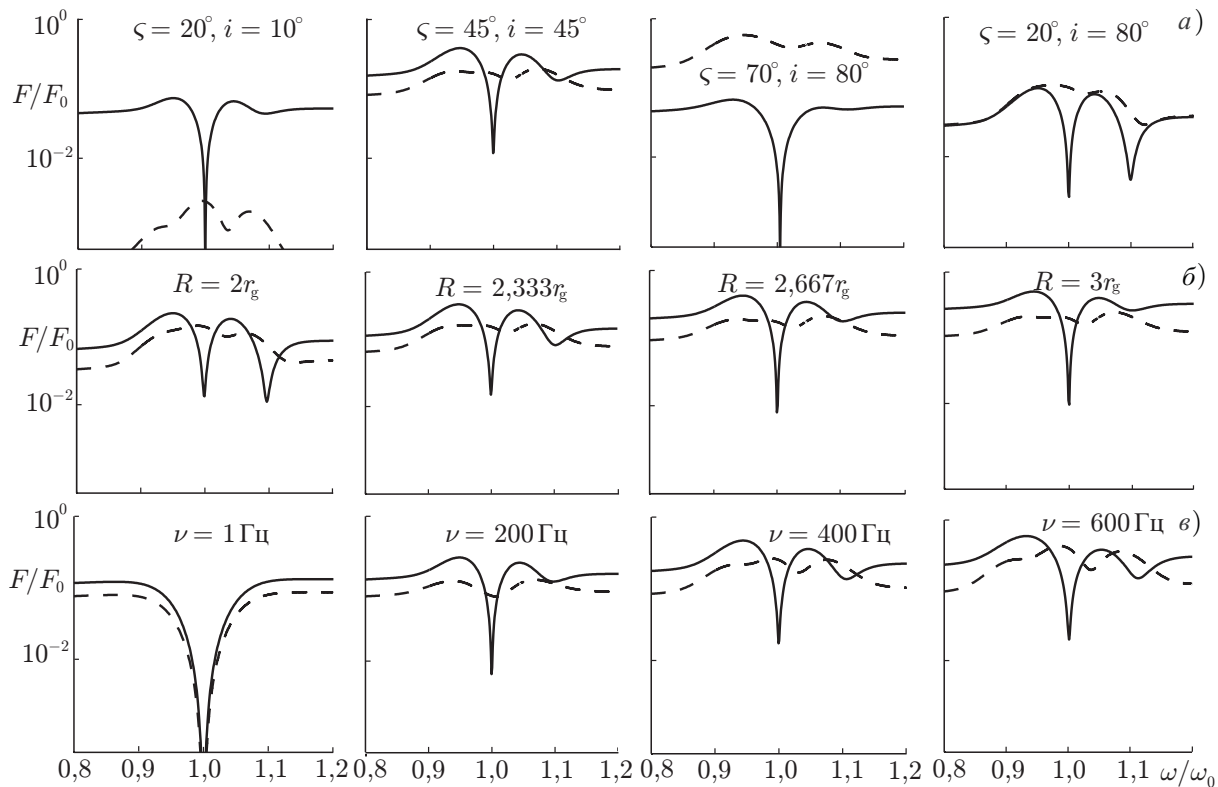


Рис. 4. Нормированный спектр первой (сплошная линия) и второй (штриховая линия) фурье-гармоник динамического спектра в модели нейтронной звезды с полярными шапками при наличии атомной линии поглощения (логарифмическая шкала). Основной набор параметров: $i = 45^\circ$, $\zeta = 45^\circ$, $R = 2,5r_g$, $\nu = 300$ Гц, $T = 1000$ эВ, $\hbar\omega_0 = 2500$ эВ, $M = 1,4M_\odot$, $\delta\omega = 0,05$, $H = 0$. Панель *a* — зависимость для разных классов видимости (для разных углов i и ζ), остальные параметры из основного набора; панель *b* — зависимость от радиуса нейтронной звезды; панель *c* — зависимость от частоты вращения

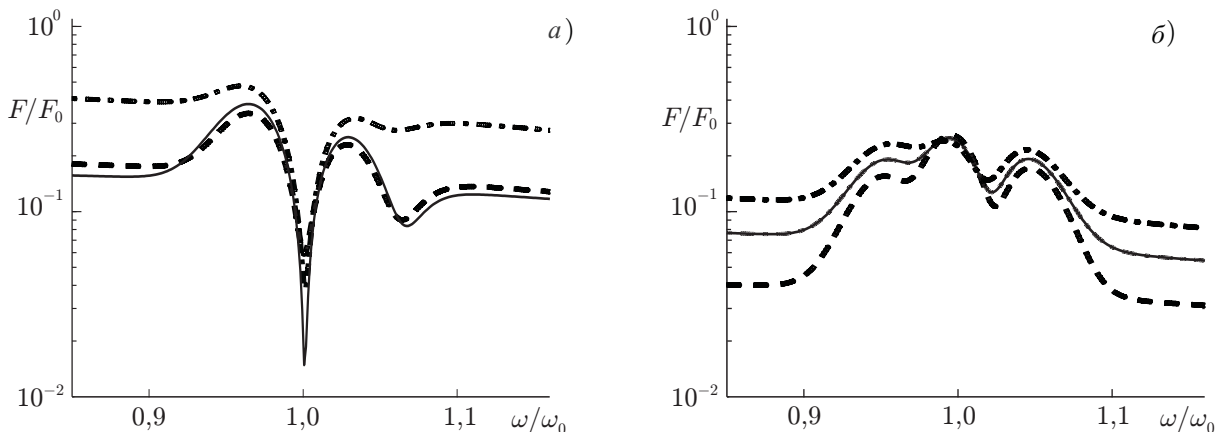


Рис. 5. Нормированный спектр первой (*a*) и второй (*b*) амплитуд C_1 и C_2 фурье-гармоник динамического спектра в модели нейтронной звезды с полярными шапками при наличии атомной линии поглощения для разных диаграмм направленности излучения (логарифмическая шкала). Сплошная линия соответствует изотропной диаграмме направленности $H = 0$; штриховая соответствует диаграмме направленности, прижатой к поверхности, $H = -0,5$; штрихпунктирная — диаграмме направленности, вытянутой вдоль нормали, $H = 2$ (см. (12)). Остальные параметры $i = 45^\circ$, $\zeta = 45^\circ$, $R = 2,5r_g$, $\nu = 300$ Гц, $T = 1000$ эВ, $\hbar\omega_0 = 2500$ эВ, $M = 1,4M_\odot$, $\delta\omega = 0,05$

На рис. 4б показана зависимость спектров первой и второй гармоник от радиуса нейтронной звезды. Качественно вид зависимостей одинаков, глубина и ширина возникающих особенностей зависят от радиуса.

На рис. 4в изображена зависимость спектра первых двух гармоник от частоты вращения пульсара. Как и следовало ожидать, при низких частотах вращения линия хорошо выражена как в интегральном спектре, так и в спектре обеих гармоник. С ростом частоты вращения особенность в интегральном спектре размывается, тогда как в спектре фурье-гармоник особенность вблизи резонансной частоты ω_0 остаётся практически неизменной и, кроме того, появляется дополнительная особенность на частоте немного выше резонансной.

Далее рассмотрим, как влияет диаграмма направленности излучения на наблюдаемую картину спектра гармоник. На рис. 5 представлен результат соответствующих вычислений для трёх разных диаграмм направленности: изотропной ($H = 0$), прижатой к поверхности ($H = -0,5$) и вытянутой вдоль нормали ($H = 2$). В целом, вариация диаграммы направленности не изменяет качественно частотную зависимость амплитуд фурье-гармоник. Однако можно отметить, что чем больше вытянута диаграмма направленности по нормали, тем меньше влияние эффекта Доплера на динамический спектр. Поэтому изменение диаграммы направленности с прижатой к поверхности на вытянутую вдоль нормали приводит качественно к тем же изменениям, что и уменьшение частоты вращения нейтронной звезды.

4. ЦИКЛОТРОННЫЕ ЛИНИИ

Рассмотрим теперь проявления циклотронных линий в интегральном спектре и спектре фурье-гармоник нейтронных звёзд для разных распределений температуры по поверхности. В случае излучения только с полярных шапок малых размеров результаты для циклотронных и атомных линий не отличаются до тех пор, пока вариации гирочастоты по поверхности полярной шапки не станут сравнимыми с шириной линии. В другом предельном случае одинаковой температуры на всей поверхности наибольший вклад в интегральный спектр дают приэкваториальные области (из-за их большей видимой площади) и можно ожидать, что в интегральном спектре появится широкая линия поглощения вблизи частоты $\omega \approx 0,5\omega_{pc}$. Это подтверждается расчётами, приведёнными на рис. 6, где изображена зависимость интегрального спектра нейтронной звезды для различных распределений температуры по поверхности вида

$$T = T_{pc} [\rho + (1 - \rho) \cos^2 \theta'], \quad \rho = T_{eq}/T_{pc}, \quad (14)$$

где T_{pc} — температура на магнитных полюсах, а T_{eq} — температура на магнитном экваторе. Сплошная линия на рисунке соответствует однородному распределению температуры по поверхности $\rho = 1$, штрихпунктирная — $\rho = 0,75$, штриховая — $\rho = 0,5$; пунктирная линия соответствует случаю, когда температура на экваторе полагается равной нулю ($\rho = 0$). Видно, что с

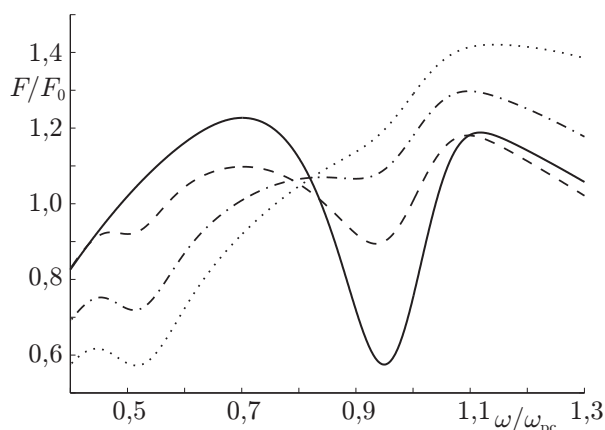


Рис. 6. Нормированный интегральный спектральный поток при наличии циклотронной линии для различных распределений температуры (14). Сплошная линия соответствует однородному распределению температуры $\rho = 0$, штриховая — $\rho = 0,5$, штрихпунктирная — $\rho = 0,75$, пунктирная — $\rho = 1$. Остальные параметры $i = 45^\circ$, $\zeta = 45^\circ$, $R = 2,5r_g$, $\nu = 300$ Гц, $T_{pc} = 200$ эВ, $\hbar\omega_{pc} = 600$ эВ, $M = 1,4M_\odot$, $\delta\omega = 0,05$, $H = 0$

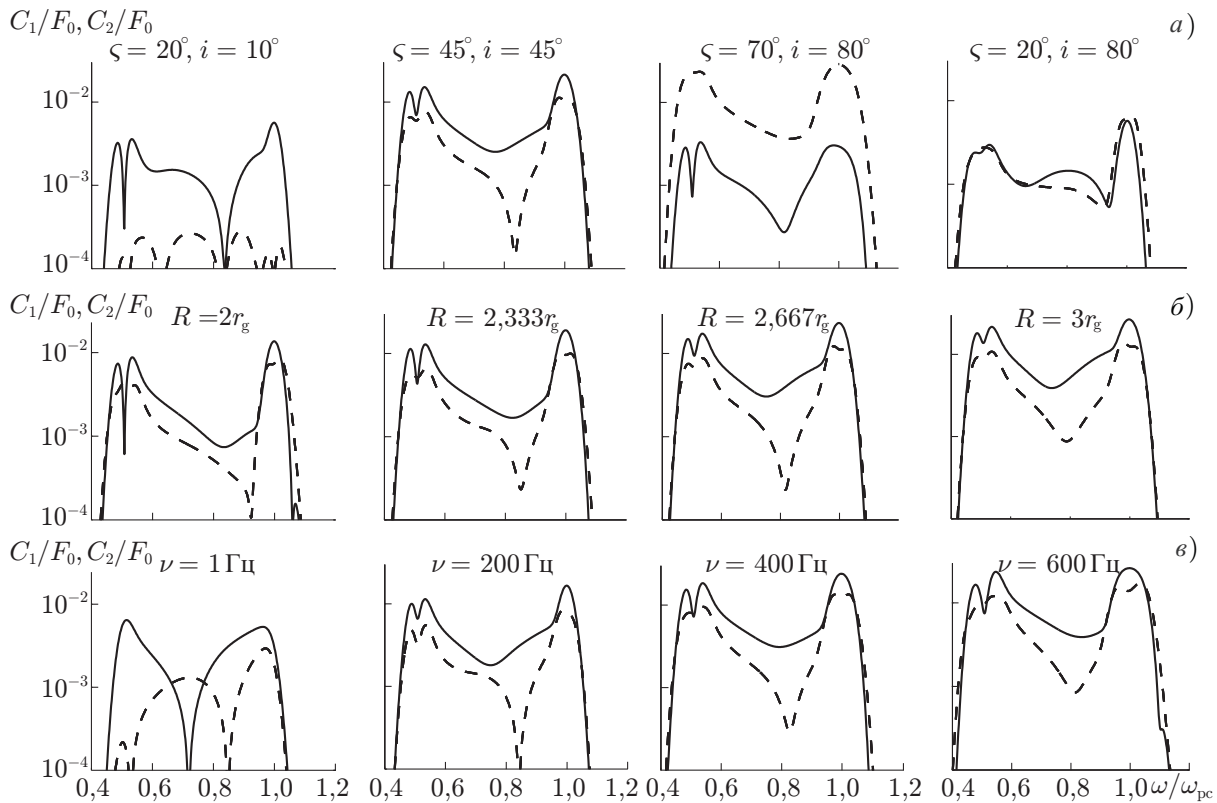


Рис. 7. Нормированный спектр амплитуд первой (сплошная линия) и второй (штриховая линия) фурье-гармоник динамического спектра для однородного распределения температуры по поверхности звезды при наличии циклотронной линии поглощения (логарифмическая шкала). Основной набор параметров $i = 45^\circ$, $\zeta = 45^\circ$, $R = 2,5r_g$, $\nu = 300$ Гц, $T = 200$ эВ, $\hbar\omega_0 = 600$ эВ, $M = 1,4M_\odot$, $\delta\omega = 0,05$. Панель *a* — зависимость для разных классов видимости (для разных углов i и ζ), остальные параметры из основного набора; панель *b* — зависимость от радиуса нейтронной звезды; панель *c* — зависимость от частоты вращения

уменьшением величины ρ линия вблизи частоты $\omega = 0,5\omega_{rc}$ пропадает, тогда как линия, соответствующая магнитному полю на полюсах, становится более ярко выраженной. Также видно, что в достаточно широкой области распределения температур циклотронная особенность проявляется в интегральном спектре нейтронной звезды как двойная, компоненты которой соответствуют полярной и экваториальной гирочастотам.

На рис. 7 показано, как изменяется спектр фурье-гармоник для разных значений физических параметров и ориентации оси нейтронной звезды для случая спектра с циклотронной линией поглощения и однородного распределения температуры по поверхности. Доля пульсирующего излучения при таком распределении температуры, очевидно, значительно ниже, чем в модели полярных шапок. Тем не менее в области частот $(0,5 \div 1,0)\omega_{rc}$ доля пульсирующего излучения оказывается порядка одного процента; такой уровень вполне обнаружим в наблюдениях. Тонкая структура спектра фурье-гармоник в данном случае довольно сложна и сильно зависит как от выбранной геометрии осей нейтронной звезды, так и от выбранного профиля циклотронной линии. Кроме того, ряд характерных для циклотронных линий особенностей возникает из-за геометрических факторов. Дело в том, что в зависимости от значений углов i и ζ амплитуда и характер колебаний, приходящих от различных магнитных широт θ' , могут меняться в широких пределах. В частности, существуют выделенные широты (свои для каждой конкретной геометрии), вклад которых в долю пульсирующего излучения минимален. Такое возможно из-за того,

что доля видимой поверхности в окрестности этих широт практически не меняется со временем.

Такой эффект возникает из-за гравитационного искривления лучей света, которое приводит к тому, что видна больше, чем половина поверхности звезды. Наличие таких выделенных широт приводит к появлению минимумов в спектре амплитуд фурье-гармоник C_n . Например, для углов $i = 10^\circ$, $\zeta = 20^\circ$ и однородного распределения температуры, минимумы пульсирующего излучения приходятся на широты $\theta' \approx 40^\circ$; 140° и $\theta' \approx 90^\circ$. Резонансные частоты, соответствующие этим минимумам, равны $\omega_0(40^\circ, 140^\circ) \approx 0,3\omega_{rc}$ и $\omega_0(90^\circ) = 0,5\omega_{rc}$. На левой панели рис. 7а можно видеть, что в спектре первой фурье-гармоники существуют две особенности, находящиеся как раз на этих частотах. В общем случае зависимость доли пульсирующей компоненты излучения от широты места довольно сложная, что и приводит к наличию развитой тонкой структуры в спектрах амплитуд фурье-гармоник для циклотронных линий.

Кроме особенностей в амплитудах фурье-гармоник C_n , также интересно исследовать и возникающие фазовые сдвиги $\delta\varphi_n$. На рис. 8 изображена зависимость фазовых сдвигов на первой и второй гармониках для разных частот. В частотном интервале, соответствующем изменению гирочастоты вдоль поверхности звезды, наблюдаются значительные вариации фазовых сдвигов φ_n . В целом такие фазовые сдвиги характерны для всей области частот, охватываемой резонансной линией. В случае атомных линий такие фазовые сдвиги определяются эффектом Доплера и происходят только в достаточно узком диапазоне частот порядка $\Delta\omega_{int}$ (см. (13)) вблизи резонанса. Для циклотронных линий такой диапазон определяется вариациями магнитного поля и температуры вдоль поверхности и может быть значительно шире. Поэтому наблюдение значительных фазовых сдвигов в области частот, сравнимой по ширине с частотой резонанса, может свидетельствовать в пользу существования в данном частотном интервале циклотронных линий.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

В последнее время растёт количество работ, посвящённых наблюдению фазоразрешённых спектров нейтронных звёзд (см., например, [3–5]). Характерной особенностью наблюдаемых спектров является полное отсутствие идентифицированных спектральных линий в спектрах всех одиночных нейтронных звёзд, за исключением 1E 1207.4–5209. Данный объект — одиночная радиотихая нейтронная звезда (с периодом вращения 0,424с [19]), располагающаяся в центре остатка сверхновой G 296.5+10.0. Рентгеновский спектр этой звезды содержит две широкие линии поглощения вблизи 0,7 кэВ и 1,4 кэВ [20]. Более того, спектр излучения вблизи этих особенностей демонстрирует заметно более сильную переменность, чем в континууме [21]. По последним измерениям производной периода вращения, авторами [22] был наложен верхний предел на значение магнитного поля звезды $B \lesssim 3,3 \cdot 10^{11}$ Гс.

Были предложены различные возможные интерпретации наблюдаемых спектральных особен-

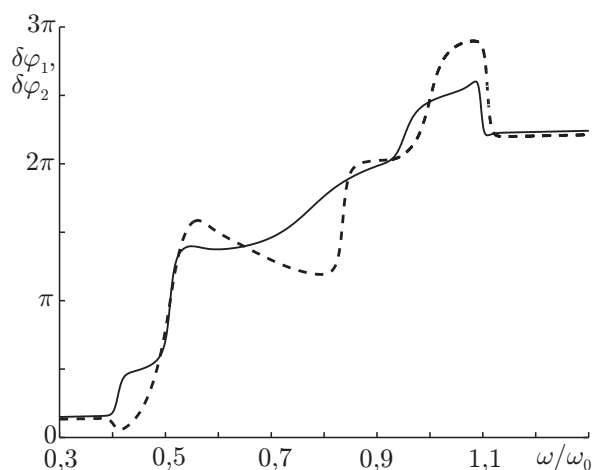


Рис. 8. Зависимость сдвига фазы $\varphi_n(\omega)$ от частоты для первой (сплошная линия) и второй (штриховая линия) фурье-гармоник динамического спектра в модели изотермической нейтронной звезды с циклотронной линией поглощения. Используемые параметры $i = 45^\circ$, $\zeta = 45^\circ$, $R = 2,5r_g$, $\nu = 300$ Гц, $T = 1000$ эВ, $\hbar\omega_0 = 2500$ эВ, $M = 1,4M_\odot$, $\delta\omega = 0,05$, $H = 0$

ностей. В частности, их происхождение связывают с атомными линиями элементов углеродного цикла, либо с электронными циклотронными линиями, соответствующими первой и второй гармоникам гирочастоты [20]. Возможное обнаружение (см. [23]) слабых линий поглощения вблизи 2,1 кэВ и 2,7 кэВ делает маловероятной связь особенностей в спектре с атомными переходами. На настоящее время не существует общепринятой модели, связывающей данные особенности с какими-либо конкретными атомными переходами в атмосфере указанной нейтронной звезды.

Можно предложить ещё одно объяснение формирования наблюдаемых линий поглощения в спектре 1E 1207.4–5209. Данные особенности могут быть связаны с единственной фундаментальной циклотронной гармоникой, причём их частоты соответствуют экваториальной и полярной гирочастотам в дипольном магнитном поле нейтронной звезды с почти равномерным распределением температуры по поверхности. Данное предположение может естественным образом объяснить как относительно большую ширину особенностей, так и наблюдаемую переменность спектра в диапазоне $0,7 \div 1,4$ кэВ. Отметим, что обоснование предложенной гипотезы и получение количественных ограничений на параметры нейтронной звезды и её атмосферы требуют более детального моделирования и сравнения полученных результатов со всеми имеющимися наблюдательными данными, которое выходит за рамки данной работы.

В заключение отметим, что в настоящей работе предложен новый метод анализа данных наблюдений спектров нейтронных звёзд, основанный на разложении спектров в ряд Фурье по частоте вращения звезды. Наблюдаемый спектр гармоник формируется под влиянием как геометрических факторов, так и эффектов специальной и общей теорий относительности, таких как доплеровский сдвиг частоты, абберация, искривление лучей света и гравитационное красное смещение. Предложенный метод может быть использован для интерпретации наблюдаемых спектров нейтронных звёзд и установления параметров их атмосфер. При необходимости полученные результаты легко могут быть обобщены на случай других, более сложных, распределений температуры и магнитного поля по поверхности звезды.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 11–02–00364-а) и Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы (госконтракт 02.740.11.0246).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Leahy D. // *Astrophys. J.* 2004. V. 613. P. 517.
2. Pavlov G., Zavlin V., Trumper J., Reuhaus R. // *Astrophys. J.* 1996. V. 472. P. L33.
3. Manzali A., De Luca A., Caraveo P. // *Astrophys. J.* 2007. V. 669. P. 570.
4. Weisskopf M., O'Dell S., Paerels F., et al. // *Astrophys. J.* 2004. V. 601. P. 1050.
5. Gierlinski M., Done C., Barret D. // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2002. V. 331. P. 141.
6. Harding A., Lai D. // *Rep. Progr. Phys.* 2006. V. 69. P. 2631.
7. Romani R. // *Astrophys. J.* 1987. V. 313. P. 718.
8. Zavlin V., Pavlov G., Shibano Y. // *Astron. Astrophys.* 1996. V. 315. P. 141.
9. Zavlin V., Pavlov G. // *Astron. Astrophys.* 1998. V. 329. P. 583.
10. Ho W., Kaplan D., Chang P., et al. // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2007. V. 375. P. 821.
11. Beloborodov A. // *Astrophys. J.* 2002. V. 566 P. L85.
12. Weinberg N., Miller M., Lamb D. // *Astrophys. J.* 2001. V. 546. P. 1098.
13. Poutanen J., Beloborodov A. // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2006. V. 373. P. 836.
14. Viironen K., Poutanen J. // *Astron. Astrophys.* 2004. V. 426. P. 985.
15. Cadeau C., Morsink S., Leahy D., Campbell S. // *Astrophys. J.* 2007. V. 654. P. 458.

16. Bogdanov S., Rybicki G., Grindlay J. // *Astrophys. J.* 2007. V. 670. P. 668.
17. Chang P., Morsink S., Bildsten L., Wasserman I. // *Astrophys. J.* 2006. V. 636. P. L117.
18. Pechenick K., Ftaclas C., Cohen J. // *Astrophys. J.* 1983. V. 274. P. 846.
19. Zavlin V., Pavlov G., Sanwal D., Trumper J. // *Astrophys. J.* 2000. V. 540. P. L25.
20. Sanwal D., Pavlov G., Zavlin V., Teter M. // *Astrophys. J.* 2002. V. 574. P. L61.
21. Mereghetti S., De Luca A., Caraveo P., et al. // *Astrophys. J.* 2002. V. 581. P. 1280.
22. Gotthelf E., Halpern J. // *Astrophys. J.* 2007. V. 664. P. L35.
23. Bignami G., Caraveo P., De Luca A., Mereghetti S. // *Nature*. 2003. V. 423. P. 725.

Поступила в редакцию 16 мая 2011 г.; принята в печать 30 мая 2011 г.

MODELING OF SPECTRAL FEATURES IN THE DYNAMICAL SPECTRA OF NEUTRON STARS

M. A. Garasyov, E. V. Derishev, and Vl. V. Kocharovsky

Modeling of atomic and cyclotron lines in the emergent spectrum of rotating neutron stars with various distributions of temperature over the surface is carried out. General and special relativity effects are taken into account in the radiation transfer calculations. We propose a new method of analysis based on the Fourier-harmonics (over rotational period) of the observed spectra. It is shown that joint influence of gravitational light bending and rotation of the star leads to formation of strong features in the spectrum of above-mentioned Fourier transform, whereas these features remain almost invisible in both integral and dynamical spectra. Possible application of the obtained results to the interpretation of absorption features in the spectra of isolated neutron star 1E 1207.4–5209 is discussed.