

УДК 524.354

## ВЛИЯНИЕ ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ НА ИЗЛУЧЕНИЕ ГОРЯЧИХ ПОЛЯРНЫХ ПЯТЕН НА ПОВЕРХНОСТИ РАДИОПУЛЬСАРОВ

© 1995 г. В. Е. Завлин\*, Ю. А. Шибанов\*\*, Г. Г. Павлов\*\*, \*\*\*

\*Санкт-Петербургский государственный технический университет

\*\*Физико-технический институт РАН, Санкт-Петербург

\*\*\* Университет штата Пенсильвания, США

Поступила в редакцию 22.08.94 г.

С учетом искривления траекторий фотонов в гравитационном поле нейтронной звезды исследованы кривые блеска и спектры излучения горячих пятен на магнитных полюсах радиопульсара. Для описания выходящего с поверхности пятен излучения используется модель атмосферы нейтронной звезды с сильным магнитным полем. Кривые блеска и спектры качественно отличаются от таковых, полученных в предположении, что пятна излучают по закону черного тела. Резкая анизотропия выходящего излучения, совместно с гравитационными эффектами, приводит к существенной зависимости кривых блеска от энергии фотонов (смещению фазы максимума, появлению интерпульса, немонотонности индекса модуляции), а также от массы и радиуса нейтронной звезды. Проведены конкретные расчеты при параметрах, предполагаемых для PSR 1929+10. Получены простые аналитические выражения для потока излучения малых пятен, принимаемого удаленным наблюдателем. Результаты могут быть использованы для интерпретации наблюдений теплового излучения изолированных пульсаров.

EFFECTS OF THE GRAVITATIONAL FIELD OF A NEUTRON STAR ON THE EMISSION FROM HOT POLAR SPOTS ON THE SURFACE OF RADIO PULSARS, by V.E. Zavlin, Yu.A. Shibano, G.G. Pavlov. With the bending of photon paths in the gravitational field of a neutron star taken into consideration, the light curves and emission spectra of hot spots at the magnetic poles of a radio pulsar were investigated. The atmosphere model for a neutron star with a strong magnetic field is used to describe the radiation arising from the spots. The light curves and spectra qualitatively differ from those obtained under the assumption that the spots emit like a blackbody. A sharp anisotropy of the emergent radiation in combination with the gravitational effects give rise to a significant dependence of the light curves on the photon energy (a shift in the phase of the peak, the appearance of an interpulse, and nonmonotonic behavior of the modulation index) and on the neutron star's mass and radius. Specific calculations were performed for the assumed parameters of PSR 1929+10. Simple analytic expressions were derived for the emission flux from small spots received by a remote observer. The results can be used to interpret thermal emission from isolated pulsars observation.

### ВВЕДЕНИЕ

Наблюдения рентгеновской обсерваторией ROSAT теплового излучения ряда радиопульсаров (см. Огелман, 1994) открывают уникальную возможность экспериментального исследования тепловой эволюции изолированных нейтронных звезд. Последняя существенным образом зависит от еще недостаточно изученных свойств вещества сверхядерной плотности в недрах этих звезд. Исследование остывания одиночных пульсаров может дать пока недоступную в лабораторных условиях фундаментальную физическую информацию об уравнении состояния сверхплотного вещества, о наличии или отсутствии в нем пионного

или кваркового конденсата, сверхтекучести ну-клонов и т.д. (см., например, Петик, 1992).

Такая возможность определяется высоким качеством полученных спектров, которое позволяет достаточно точно определять эффективную температуру излучающей поверхности нейтронной звезды. Спектры теплового излучения сравнительно молодых, с возрастом  $\sim 10^4 - 5 \times 10^5$  лет, пульсаров Vela (Огелман и др., 1993), PSR 0656+14 (Финли и др., 1992), PSR 1055-52 (Огелман, Финли, 1993), и гамма-пульсара Geminga (Халперн, Рудерман, 1993), как правило, состоят из двух компонент – мягкой и жесткой. Мягкая компонента, по-видимому, излучается со всей поверхно-

сти нейтронной звезды. Подгонка ее спектром излучения черного тела дает температуру поверхности нейтронной звезды  $\sim 5 \times 10^5 - 2 \times 10^6$  К. Происхождение жесткой компоненты обычно связывают с горячим пятном по полярной шапке нейтронной звезды, нагреваемой потоком релятивистских частиц, образующихся в процессе работы пульсара. Чернотельная подгонка дает температуру поверхности пятна  $\sim (2 - 4) \times 10^6$  К, приблизительно равную для всех объектов, у которых наблюдается жесткая компонента. Как мягкая, так и жесткая компоненты пульсируют с периодом вращения нейтронной звезды. Пульсирующая фракция составляет  $\sim 10 - 50\%$  и меняется в зависимости от энергии фотонов. Пульсации жесткой и мягкой компонент обычно сдвинуты по фазе. Характерно, что у более старых пульсаров (например, PSR 1929+10, PSR 0950+08) наблюдается только жесткая компонента. Предполагается, что поверхность этих объектов остыла настолько, что ее излучение трудно наблюдать, в то время как полярная шапка продолжает оставаться горячей в течение работы радиопулсара.

Спектр, излучаемый поверхностью нейтронной звезды (в частности, и малой ее частью – горячим пятном), может существенно отличаться от чернотельного из-за присутствия атмосферы (см., например, Романи, 1987). Сильное магнитное поле радиопулсаров,  $B \sim 10^{12} - 10^{13}$  Гс, делает излучение атмосферы резко анизотропным (Шибанов и др., 1992; Павлов и др., 1994а). Диаграмма направленности приобретает узкий пик (“карандаш”) вдоль направления магнитного поля и широкий максимум поперек поля (“веер”), высота и ширина которых зависят от энергии излучаемых фотонов и параметров нейтронной звезды (Шибанов, Завлин, 1994).

В предыдущих расчетах кривых блеска рентгеновского излучения горячих пятен (Шибанов и др., 1994; Павлов и др., 1994б) основное внимание уделялось исследованию влияния магнитного поля, а эффектом искривления траекторий фотонов под действием сильного гравитационного поля нейтронной звезды пренебрегалось. Этот эффект, однако, может существенно влиять на форму кривой блеска излучения, рождающегося вблизи поверхности нейтронной звезды (см., например, Печеник и др., 1983; Рифферт, Месарош, 1988). В частности, из-за искривленности пространства вблизи звезды удаленный наблюдатель может принимать излучение с обратной, невидимой в плоском пространстве, полусферы звезды. Совместный учет гравитационных эффектов и зависимости диаграммы направленности излучения в сильном магнитном поле от энергии фотонов может приводить к разнообразным особенностям в кривых блеска (изменению формы и величины импульса с энергией фотонов, смещению фазы импульса и появлению интерпульса при неко-

торых энергиях и т.д.), наблюдающимся в мягком рентгеновском излучении пульсаров. Если бы излучение пятен было чернотельным, диаграмма направленности излучения и, соответственно, кривая блеска не зависели бы от энергии излучаемых квантов. Реальные кривые блеска должны также зависеть от отношения радиуса нейтронной звезды к ее гравитационному радиусу, т.е. от значений ее массы и радиуса. Тем же отношением определяется эффект гравитационного красного смещения наблюдаемого спектра. Тем самым сравнение теоретических спектров и кривых блеска с наблюдениями могут дать дополнительные ограничения на массу и радиус нейтронной звезды и, как следствие, на уравнение состояния вещества в ее недрах.

В настоящей работе мы представляем расчеты спектров и кривых блеска излучения горячих пятен на магнитных полюсах радиопулсара с учетом гравитационных эффектов для различных значений массы и радиуса нейтронной звезды. Для описания излучения, выходящего с поверхности горячих пятен, используется модель магнитной атмосферы. Конкретные кривые приводятся для параметров, определенных из радио и рентгеновских наблюдений пульсара PSR 1929+10. Для сравнения мы приводим также соответствующие результаты с использованием предположения о чернотельном излучении пятен. Учет гравитационных эффектов производится в рамках метрики Шварцшильда на основе подхода, описанного, например, в работе Рифферта и Месароша (1988). Краткое описание этого подхода, а также простые аналитические выражения для оценок потока излучения от малого пятна приведены в Приложении.

## ОБЩЕЕ ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Мы будем полагать, что горячие пятна образуются на полюсах нейтронной звезды, нагреваемых релятивистскими электронами или позитронами, образующимися при работе радиопулсара. Так как характерная глубина выделения энергии этих частиц много больше толщины атмосферы пятна ( $\leq 1$  см), они непосредственно не влияют на ее структуру. При этом эффективная температура излучения атмосферы определяется скоростью энерговыделения при торможении релятивистских частиц. Для расчетов выберем значение эффективной температуры  $T_{\text{эф}} = 2.9 \times 10^6$  К, полученное из предварительной подгонки наблюдений PSR 1929+10 спектром водородной атмосферы (Павлов и др., 1994б). Это значение получено для магнитного поля на полюсах звезды  $B = 1.2 \times 10^{12}$  Гс, не противоречащего наблюдаемым характеристикам радиопулсара. Выбранные размеры пятен  $R_{\text{сп}} = \gamma R = 100$  м ( $\gamma$  – угловой размер пятна,  $R$  – радиус звезды) примерно соответствуют предсказываемым теорией радиопулсаров

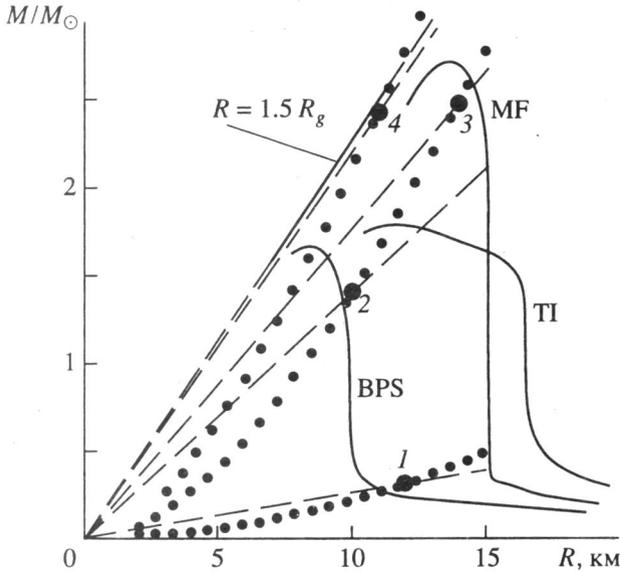


Рис. 1. Интервал допустимых значений масс и радиусов нейтронных звезд. Разрешенная область ограничена зависимостями  $M(R)$  (сплошные кривые), соответствующими самым жестким (MF и TI) и одному из мягких (BPS) уравнениям состояния сверхплотного вещества (см., например, Шапиро, Тьюколски, 1985). Значения  $M$  и  $R$  для реалистических уравнений состояния лежат справа от прямой  $R = 1.5R_g$ . Кружками отмечено положение выбранных для расчета моделей нейтронных звезд, цифры указывают номер модели в соответствии с таблицей. Точечные и штриховые кривые соответствуют линиям постоянных значений гравитационного ускорения  $g$  и параметра  $g_r$ .

(Аронс, 1981). Распределение температуры и магнитного поля по площади пятен будем считать однородным. Выберем значения углов между осью вращения и направлением на наблюдателя  $\alpha = 50^\circ$  и осью вращения и магнитной осью звезды  $\beta = 30^\circ$  (Филлипс, 1990). Различные оценки расстояния  $D$  до источника весьма неопределенны, 30 пк - 2 кпк (см. Янкопулос и др., 1994). Согласно Тейлору и др. (1994), наиболее вероятная величина  $D = 170$  пк. Для удобства нормируем поток на  $D = 100$  пк.

Чтобы продемонстрировать зависимость параметров излучения, принимаемого удаленным наблюдателем, от массы и радиуса нейтронной звезды, выберем на диаграмме масса-радиус несколько характерных точек (см. рис. 1), располо-

Параметры моделей нейтронных звезд, используемых в расчетах

Модель	$R$ , км	$M/M_\odot$	$g_{14}$	$g_r$	$R/R_g$	$J_{\max}$ , град
1	12.0	0.310	0.30	0.964	14.15	94.31
2	10.0	1.402	2.43	0.766	2.418	131.8
3	14.0	2.479	2.43	0.691	1.914	159.8
4	11.0	2.425	4.50	0.591	1.538	261.2

женных вблизи границ  $R$ - $M$  области, разрешенной различными уравнениями состояния вещества нейтронной звезды. Эти точки, с одной стороны, отвечают различным значениям ускорения силы тяжести на поверхности нейтронной звезды

$$g = \frac{GM}{R^2 g_r} = \frac{1.33 \times 10^2 M}{M_\odot R_{\text{км}}^2 g_r} \times 10^{14} = g_{14} \times 10^{14} \text{ см/с}^2, \quad (1)$$

а значит различным параметрам ее атмосферы (распределениям температуры и плотности по глубине, интенсивностям выходящего излучения). С другой стороны, они соответствуют разным значениям гравитационного параметра  $g_r$ , ответственного за эффекты ОТО,

$$g_r = \sqrt{1 - \frac{2GM}{c^2 R}} = \sqrt{1 - \frac{2.952M}{M_\odot R_{\text{км}}}}, \quad (2)$$

где  $G$  – гравитационная постоянная,  $c$  – скорость света,  $M_\odot$  – масса Солнца,  $R_{\text{км}}$  – радиус нейтронной звезды в километрах. Параметр  $g_r$  связан с часто используемым параметром гравитационного красного смещения  $z$  соотношением  $g_r = 1/(1+z)$ . Значения параметров  $g_{14}$ ,  $g_r$ ,  $M$ ,  $R$ , а также отношения радиуса нейтронной звезды к ее гравитационному радиусу  $R_g = 2GM/c^2$ , для четырех выбранных точек представлены в таблице. При движении вдоль точечных кривых  $g = \text{const}$  на рис. 1 свойства выходящего из нейтронной звезды излучения для заданных эффективной температуры, магнитного поля и химсостава атмосферы не меняются. При движении вдоль штриховых линий, наоборот, остаются неизменными эффекты ОТО.

Рис. 2 демонстрирует угловые распределения потока излучения локального элемента пятна на поверхности нейтронной звезды для разных энергий,  $E_0 = h\nu_0$ , выходящих фотонов при различных значениях параметра  $g$ . Магнитное поле направлено вдоль нормали к поверхности пятна,  $\mu = \cos\theta$ , где  $\theta$  – угол между нормалью и волновым вектором излучения. Для сравнения приведены кривые, соответствующие угловому распределению чернотельного излучения,  $I_{\nu_0}(\mu)\mu \propto \mu$ ; для удобства они нормированы так, что их максимум совпадает с максимумом потока для модели 4. Обратим внимание на пик излучения вдоль магнитного поля, относительная величина которого увеличивается с энергией фотонов, а также с увеличением  $g$ . Происхождение пика связано с большей прозрачностью атмосферы вдоль магнитного поля (см. Каминкер и др., 1982). Поэтому вдоль поля мы видим более глубокие и горячие слои. Зависи-

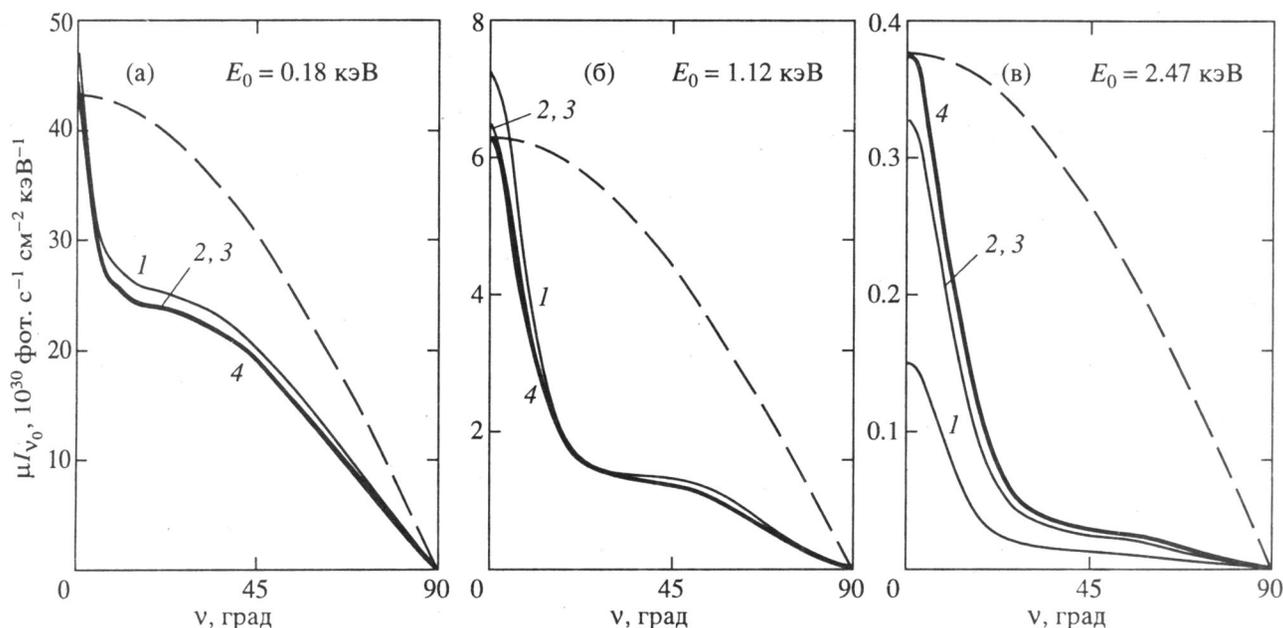


Рис. 2. Угловые распределения потока излучения, выходящего из атмосферы горячего полярного пятна нейтронной звезды (сплошные линии) при различных энергиях фотонов  $E_0$ . Штриховыми линиями показаны угловые распределения в предположении чернотельного излучения пятен. Эффективная температура и магнитное поле на полюсах равны  $T_{\text{эф}} = 2.9 \times 10^6$  К,  $B = 1.2 \times 10^{12}$  Гс (см. текст). Цифры обозначают то же, что и на рис. 1.

мость от  $g$  связана с тем, что атмосферы с большими ускорениями силы тяжести характеризуются более крутым ростом температуры с глубиной. На малых энергиях прозрачность атмосферы уменьшается, фотоны выходят с глубины, где температурный градиент мал, и величина пика также уменьшается. Соответствующие спектральные потоки излучения показаны на рис. 3. Спектры магнитных атмосфер жестче, чем чернотельный спектр с соответствующей эффективной температурой (см., например, Павлов и др., 1994а). Степень жесткости зависит от крутизны температурного профиля и, тем самым, от  $g$ .

Как видно из рис. 2, 3, зависимость характеристик выходящего излучения от положения звезды на  $R$ - $M$  плоскости не слишком значительная, но достаточно заметная, чтобы быть учтенной в количественных расчетах. Вычисление соответствующих угловых диаграмм и спектров является исходным шагом для дальнейшего расчета влияния гравитационных эффектов при распространении излучения от пятна к удаленному наблюдателю.

На рис. 4 для разных моделей нейтронной звезды из таблицы представлены зависимости полярного угла  $K$  излучающей точки от косинуса угла вылета  $\theta$  для лучей, исходящих из этой точки и попадающих к наблюдателю. Угол  $K$  отсчитывается от оси "центр звезды-наблюдатель" (подробнее см. Приложение, выражение (П4)). Горизонтальные линии соответствуют крайним угло-

вым положениям  $\Theta_{\min, \max}^{(1,2)}$  центров двух горячих пятен на фазах  $\Phi = 0$  и  $0.5$ . Эти фазы соответствуют минимальному и максимальному угловому расстоянию от центра "главного" пятна 1 до наблюдателя. Выбранной геометрии PSR 1929+10 соответствуют  $\Theta_{\min}^{(1)} = 20^\circ$ ,  $\Theta_{\max}^{(1)} = 80^\circ$  и  $\Theta_{\min}^{(2)} = 100^\circ$ ,  $\Theta_{\max}^{(2)} = 160^\circ$ .

Рисунок 4 вместе с рис. 2 позволяют качественно понять действие эффекта искривления траекторий фотонов. В плоском пространстве ( $g_r = 1$ ), в пренебрежении малыми угловыми размерами звезды,  $K = \theta$ . В точку наблюдения приходят лучи, испускаемые в направлении наблюдателя только с видимой полусферы звезды ( $0 \leq \mu \leq 1$  соответствует  $90^\circ \geq K \geq 0^\circ$ ). Из рис. 4 видно, что в этом случае вклад в наблюдаемый поток излучения на всех фазах может давать только пятно 1. При этом углы вылета регистрируемых фотонов меняются в пределах, определяемых точками пересечения соответствующих горизонтальных линий  $\Theta_{\min}^{(1)}$  и  $\Theta_{\max}^{(1)}$  с кривой  $K(\mu)$  (при  $g_r = 1$  имеем  $20^\circ \leq \theta \leq 80^\circ$ ,  $0.175 \leq \mu \leq 0.94$ ). Горизонтальные линии, соответствующие пятну 2, нигде не пересекаются с этой кривой, так что пятно 2 остается невидимым на всех фазах. Из рис. 2 и 4 следует, что к наблюдателю никогда не приходят лучи из центра ( $\theta = 0^\circ$ ) и края ( $\theta = 90^\circ$ ) диаграммы направленности. "Рабочей областью" является некоторая средняя часть ее склона.

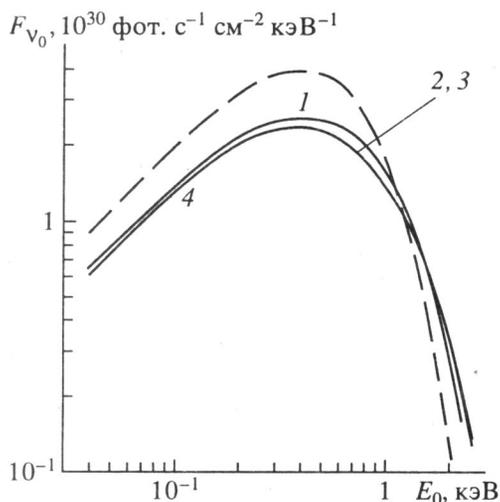


Рис. 3. Спектральные потоки излучения горячих полярных пятен. Обозначения и параметры те же, что и на рис. 2.

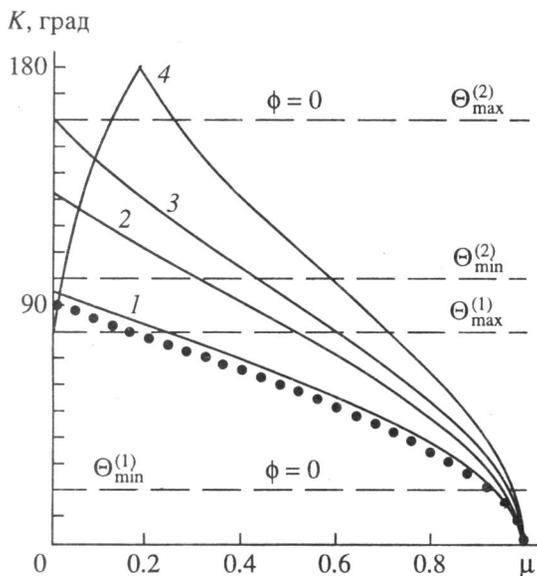


Рис. 4. Зависимости полярного угла  $K$  (отсчитываемого от направления на наблюдателя) излучающей точки на поверхности нейтронной звезды от косинуса угла вылета лучей, попадающих в точку наблюдения, для моделей 1 - 4 (сплошные линии). Точечная кривая показывает зависимость  $K(\mu)$  для случая плоского пространства ( $g_r = 1$ ). Штриховые линии соответствуют крайним положениям центров двух полярных пятен PSR 1929+10 на фазах вращения  $\Phi = 0$  и 0.5.

В искривленном пространстве ( $g_r < 1$ ) рабочая область диаграммы, соответствующей пятну 1, сужается и сдвигается тем ближе к ее пику, чем меньше величина  $g_r$ . Наблюдателя достигают лучи, выходящие в направлениях, все более близких к нормали. Вместе с тем, все большая часть обратной полусферы звезды оказывается видимой. Начиная со значения  $g_r \approx 0.81$ , становится види-

мым пятно 2. Для него рабочей областью является сначала часть склона, примыкающая к краю диаграммы направленности. С дальнейшим уменьшением  $g_r$  эта область расширяется и сдвигается в сторону пика. Это должно приводить к общему сглаживанию кривой блеска. Отметим, что в зависимости от вида диаграммы направленности, при некотором  $g_r$ , возможна ситуация, когда суммарный вклад обоих пятен на фазе 0.5 может быть больше их вклада на фазе 0. Это ведет к смещению фазы максимума кривой блеска на 0.5. При  $g_r = 0.657$  ( $R/R_g = 1.76$ ) становится видна вся обратная полусфера звезды. При еще меньших  $g_r$  некоторые точки могут быть видны неоднократно. В частности, при  $g_r = 0.59$  из каждой точки второго пятна к наблюдателю приходят два луча, испущенные под разными углами  $\theta$ , т.е. с разных участков склона диаграммы направленности – близкого к краю и смещенного к центру. Из рис. 4 видно, что при  $g_r = 0.59$  каждая прямая, лежащая между  $\Theta_{\min}^{(2)}$  и  $\Theta_{\max}^{(2)}$  пересекается с кривой  $K(\mu)$  дважды. Это может приводить к существенному увеличению вклада второго пятна на фазе 0. Этот эффект проявляется особенно ярко для случая ортогонального ротатора (детальнее см. Приложение и статью Печеника и др., 1983). Аналогичная ситуация с увеличением вклада за счет двойного пересечения кривой  $K(\mu)$  возможна и для пятна 1, но при еще меньших и вряд ли реалистичных значениях  $g_r$ .

Отметим, что зависимости  $K(\mu)$  полностью определяются параметром  $g_r$  (моделью звезды) и могут быть легко табулированы. В Приложении приведены простые аналитические формулы, которые позволяют, при знании этих зависимостей и диаграммы направленности выходящего излучения, быстро оценивать потоки излучения от малых пятен на разных фазах вращения при произвольных параметрах и геометрии пульсара.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 5 приведены проинтегрированные по энергии кривые блеска, рассчитанные для заданной геометрии и четырех выбранных моделей нейтронной звезды. Межзвездное поглощение не учтено. Точечными кривыми показан вклад главного пятна 1, которое полностью определяет кривую блеска при  $g_r$ , близком к единице (рис. 5а). Видно, что с уменьшением параметра  $g_r$  второе пятно с невидимой при  $g_r = 1$  полусферы звезды начинает быть видимым. Его вклад становится сопоставим с вкладом главного пятна (рис. 5б, 5в, 5г). В целом это приводит к сглаживанию кривых блеска. При определенных условиях возможно изменение фазы максимума блеска с уменьшением  $g_r$ , когда на фазах, близких к 0.5, оба пятна в

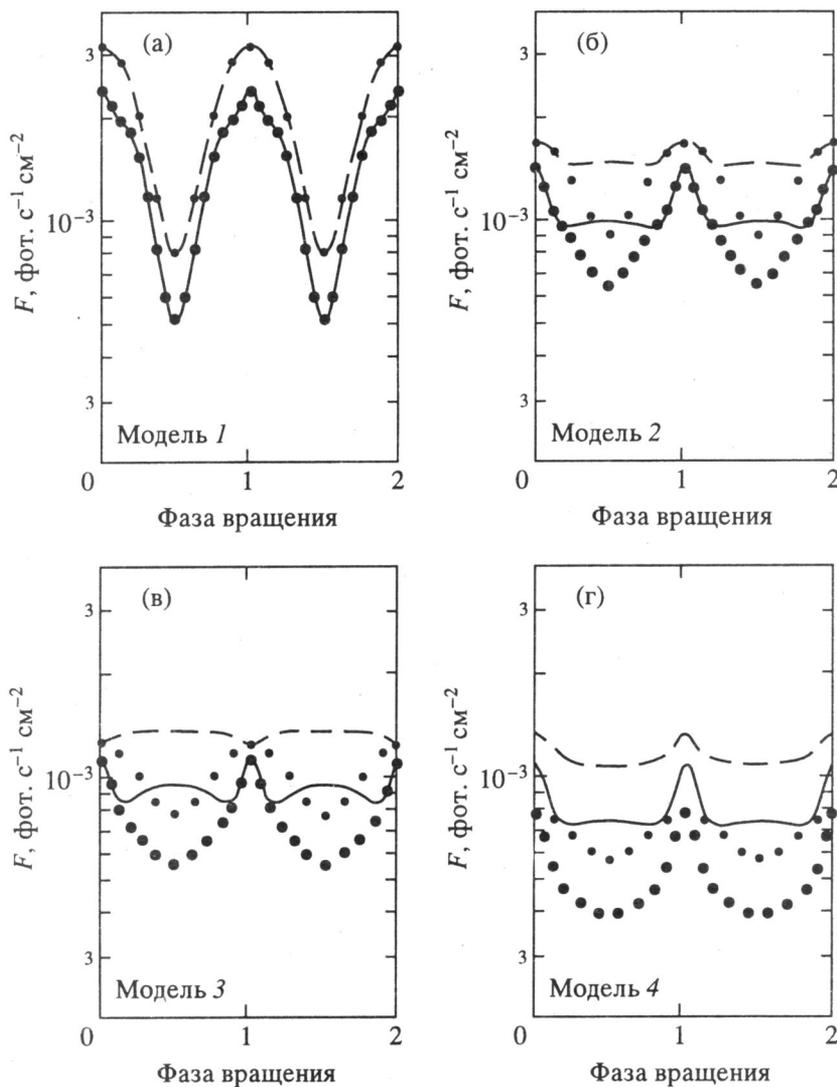


Рис. 5. Болومترические кривые блеска для моделей 1 - 4, рассчитанные для атмосферного и чернотельного излучения пятен (сплошные и штриховые линии, соответственно). Точечными кривыми показан вклад главного пятна.

сумме дают больше, чем главное вблизи фазы 0 (см. рис. 5в, кривую блеска для чернотельной модели). Для атмосферной модели при этих же параметрах нейтронной звезды на фазе 0.5 появляется широкий интерпульс (следствие гравитационного увеличения вклада от веерной части диаграммы направленности второго пятна). Из рисунков видно, что для не слишком малых  $g$ , (в нашем случае, для  $g_r \approx 0.6$ ) атмосферные кривые блеска качественно отличаются от чернотельных: изменяется форма главного импульса, появляется широкий интерпульс, увеличивается модуляция блеска и т.д. Это связано с существенной анизотропией диаграммы направленности излучения в сильном магнитном поле (см. рис. 2). Отметим также увеличение пика на фазе 0 при наименьшем из рассмотренных  $g$ , (рис. 5г), связанное

с резким увеличением видимой площади второго пятна при подходе к этой фазе (см. Приложение).

На рис. 6 приведены кривые блеска для различных энергий фотонов в системе удаленного наблюдателя ( $E = g, E_0$ ). Кривые блеска для чернотельной модели не приведены, так как их форма не меняется с энергией фотонов и повторяет форму соответствующих кривых на рис. 5. На малых энергиях (рис. 6а), когда излучение атмосферы ближе всего к изотропному (см. рис. 2а), кривые блеска подобны чернотельным кривым. При больших энергиях фотонов (рис. 6б, 6в) диаграмма направленности выходящего излучения существенно изменяется, и кривые блеска приобретают характерную структуру, наблюдающуюся и в болومترических кривых на рис. 5. Для моделей звезд с параметром  $g_r$ , близким к единице, имеется широкий главный импульс ("веер") с острым

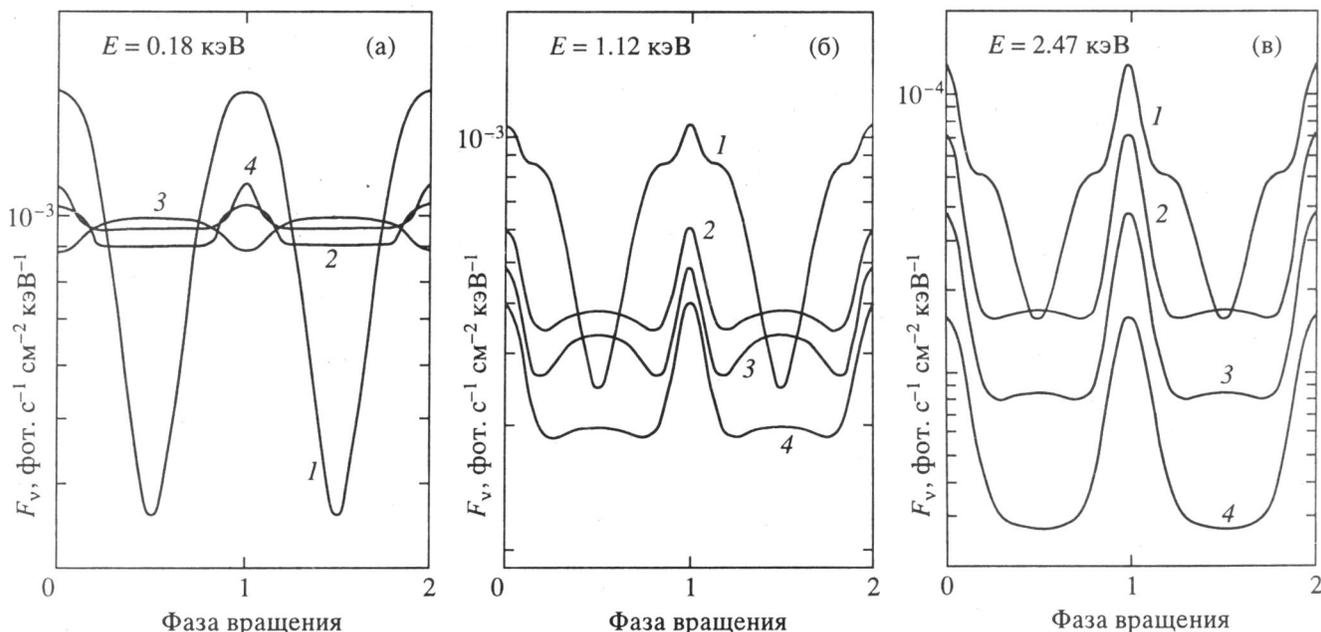


Рис. 6. Кривые блеска при различных энергиях фотонов  $E$  для моделей 1 - 4.

пиком в центре (край “карандаша”), соответствующим минимальному углу между направлением магнитного поля в главном пятне и направлением на наблюдателя ( $\theta = 20^\circ$ ) на фазе 0. Узкий провал на фазе 0.5 связан с подходом главного пятна к лимбу видимого диска звезды. При меньших  $g_r$  главный пульс на фазе 0 сужается из-за гравитационного усиления карандашной части диаграм-

мы направленности от первого пятна. В то же время, из-за усиления вклада веерной части диаграммы от второго пятна появляется широкий интерпульс на фазе 0.5, который постепенно замывается при дальнейшем уменьшении величины  $g_r$ . При определенных значениях  $g_r$  возможно изменение положения фазы максимума блеска с увеличением энергии (см. кривые 3 для  $g_r = 0.69$  на рис. 6). В рассматриваемой модели этот эффект связан с совместным действием гравитации и магнитного поля. Наличие такого эффекта в реальных кривых блеска в принципе дает возможность, при известной ориентации магнитной и вращательной осей, определить параметр  $g_r$  и, тем самым, ограничить положение нейтронной звезды на  $R$ - $M$  плоскости.

Индекс модуляции  $m = (F_{v, \max} - F_{v, \min}) / (F_{v, \max} + F_{v, \min})$  (рис. 7) в среднем увеличивается с энергией фотонов с  $\sim 10 - 60\%$  до  $\sim 70 - 90\%$ .

Усредненные по фазе вращения спектры излучения приведены на рис. 8. Более информативны спектры на разных фазах кривой блеска, однако их анализ, как правило, затруднен при обработке наблюдений из-за недостаточной статистики фотонов. Видно, что наблюдаемые магнитные спектры остаются более жесткими, чем соответствующие чернотельные спектры (сравните с рис. 3). Взаимное расположение спектров для моделей 1 - 4 на рис. 8 противоположно их расположению на рис. 3, что объясняется главным образом различным гравитационным красным смещением. Поскольку направленность испускаемого излучения зависит от энергии фотонов, ис-

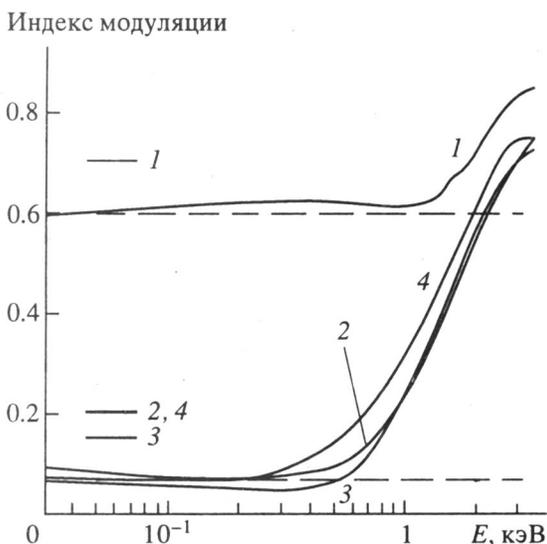


Рис. 7. Зависимость индекса модуляции  $m = (F_{v, \max} - F_{v, \min}) / (F_{v, \max} + F_{v, \min})$  от энергии фотонов для атмосферного и чернотельного излучения пятен (сплошные и штриховые линии, соответственно). Горизонтальные отрезки слева показывают индекс модуляции болометрических кривых блеска на рис. 5. Цифры обозначают номер модели.

кривление их траекторий также сказывается на форме спектров. Поэтому относительное расположение атмосферных спектров несколько отличается от расположения чернотельных спектров.

ОБСУЖДЕНИЕ

Полученные результаты показывают, что сильное магнитное поле и наличие атмосферы в зоне горячих пятен нейтронных звезд качественным образом меняет кривые блеска и спектры принимаемого теплового излучения по сравнению с обычно используемой при обработке наблюдений моделью излучения черного тела. Они демонстрируют, что излучение магнитной атмосферы гораздо более чувствительно к влиянию гравитации нейтронной звезды за счет сильно анизотропной диаграммы направленности излучения и ее зависимости от энергии фотонов. Это дает дополнительные возможности получения из наблюдений информации не только о параметрах полярных пятен (в частности, о положении магнитных полюсов на поверхности и их ориентации к оси вращения), но и о массе и радиусе нейтронной звезды и, соответственно, об ее внутреннем строении.

Пульсар PSR 1929+10 выбран нами в качестве иллюстративного примера. Непосредственное сравнение теории с наблюдениями требует учета межзвездного поглощения и свертывания данных с матрицей отклика детектора, что не входит в рамки данной работы. Тем не менее, как следует из полученных результатов, интерпретация наблюдений этого пульсара в рамках рассмотренной модели магнитной атмосферы должна существенно изменить оценки его параметров, полученные Янкопулос и др. (1994) в предположении чернотельного излучения пятен. Предварительные результаты показывают, что применение спектров магнитной атмосферы снимает два главных противоречия с теорией горячих полярных шапок радиопульсаров, возникших при чернотельной интерпретации — слишком высокая температура  $\approx 4 \times 10^6$  К и слишком малые размеры пятен  $\approx 30(D/250)$  пк м. Применение магнитной атмосферы дает в полтора раза меньшую температуру и в три раза большие размеры пятен, делая их совместимыми с теоретическими предсказаниями (Аронс, 1981).

Так как излучение магнитной атмосферы гораздо более анизотропно, чем чернотельное, наблюдаемая модуляция,  $\sim 20 - 40\%$ , не требует столь больших  $R/R_g (\approx 3.9)$ , какие получаются (Янкопулос и др., 1994) при чернотельной интерпретации. Например, кривые блеска в районе максимума спектра (см. рис. 6б) сохраняют степень модуляции  $\sim 30\%$  даже для модели 4 ( $g_r = 0.59, R/R_g = 1.53; R = 5.9$  км при  $M = 1/3 M_\odot$ , вместо 15 км при черно-

$F_\nu$ , фот.  $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2} \text{кэВ}^{-1}$

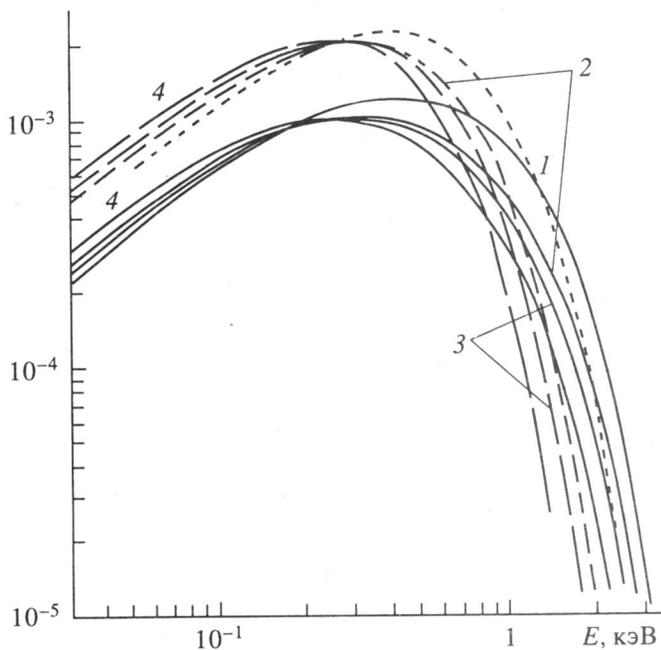


Рис. 8. Усредненные по фазе вращения спектральные потоки излучения. Обозначения те же, что и на рис. 7.

$\mu \, d\mu/d(\cos K)$

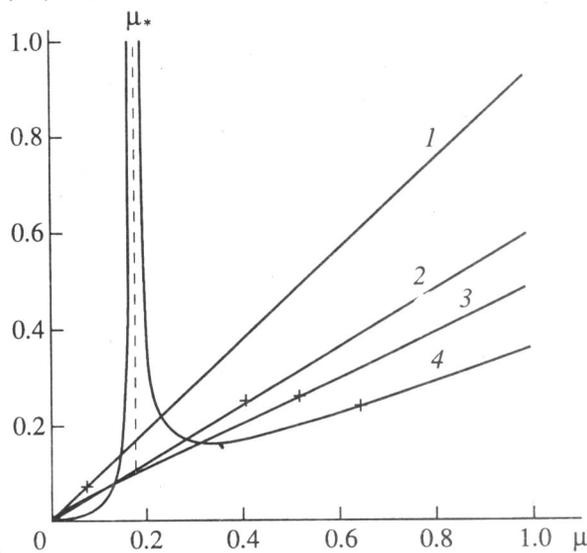


Рис. 9. Зависимость фактора, определяющего видимую поверхность малого пятна, от косинуса угла вылета фотонов (см. выражение (П15)) для моделей 1 - 4 (цифры у кривых). Крестики соответствуют  $K = \pi/2$ ; справа от них применимо выражение (П11). Значение  $\mu = \mu_*$  (существует только для модели 4) определено условием  $K(\mu_*) = \pi$ .

тельной интерпретации). Следует отметить, что форма рассчитанных кривых блеска при малых  $g_r$  существенно отличается от синусоидальной, тогда как Янкопулос и др. (1994) делают вывод, что наблюдаемая кривая блеска может быть

приближена синусоидальным законом. Надо иметь в виду, однако, что количество фотонов ( $\approx 420$ ), зарегистрированных от PSR 1929+10 обсерваторией ROSAT, слишком мало, чтобы делать надежные выводы о форме кривой блеска. Можно надеяться, что будущие наблюдения этого и других подобных источников (в частности, спутником ASCA), интерпретированные с помощью модели магнитной атмосферы, позволят определить характеристики излучающей области и параметры нейтронных звезд с более высокой точностью.

Данная работа была выполнена при частичной поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований 93-02-2916, ESO C & EE A-01-068 и ISF R6A000. Работа Г.Г. Павлова была поддержана грантом NASA NAGW-1522.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

Пусть горячее пятно с малыми угловыми размерами  $\gamma \ll 1$  находится на магнитном полюсе звезды с дипольным магнитным полем. Будем считать, что магнитное поле в пределах такого малого пятна постоянно по величине и направлено по нормали к поверхности звезды с радиусом  $R$  в каждой точке пятна. В этом случае интенсивность излучения, испускаемого каждым элементом пятна, есть аксиально-симметричная функция  $I_{\nu_0}(\mu)$ , где  $\mu$  – косинус угла  $\theta$  между нормалью и волновым вектором, а  $\nu_0$  – частота излучения в системе нейтронной звезды. Следуя работе Рифферта и Месароша (1988), запишем выражение для потока излучения на частоте  $\nu = g_r \nu_0$ , принимаемого наблюдателем, удаленным от звезды на расстояние  $D$

$$F_{\nu}(\Theta, D) = 2 \left(\frac{R}{D}\right)^2 g_r \int \phi_L I_{\nu_0}(\mu) \mu d\mu, \quad (\text{П1})$$

где  $\Theta$  – полярный угол центра пятна в системе координат с осью  $Z$ , направленной из центра звезды к наблюдателю;  $2\phi_L = 2\phi_L(\gamma, \Theta, \mu)$  – длина азимутальной дуги излучающей области в той же системе при фиксированном значении  $\mu$ . Выражение для  $\phi_L$  имеет вид

$$\phi_L = \begin{cases} \arccos(B), & -1 \leq B \leq 1, \\ 0, & B > 1, \\ \pi, & B < -1, \end{cases} \quad (\text{П2})$$

$$B = \frac{\cos \gamma - \cos(K - \Theta)}{\sin \Theta \sin K} + 1, \quad (\text{П3})$$

где  $K = K(\mu)$  – угол между направлением на наблюдателя и радиус-вектором из центра звезды в

точку, излучение из которой с углом вылета  $\theta$  приходит к наблюдателю:

$$K = \begin{cases} J - 2\pi n, & 2\pi n \leq J \leq \pi(2n + 1), \\ 2\pi(n + 1) - J, & \pi(2n + 1) < J \leq 2\pi(n + 1), \end{cases} \quad (\text{П4})$$

$$J = \frac{b}{R_g} \int_0^{R_g/R} dx \left[ 1 - (1 - 2x)x^2 \left(\frac{b}{R_g}\right)^2 \right]^{-1/2}, \quad (\text{П5})$$

$n$  – целая часть отношения  $J/\pi$ ,  $b = (R/g_r)(1 - \mu^2)^{1/2}$  – кажущийся прицельный параметр для луча с углом вылета  $\theta$ ,  $R_g = 2GM/c^2$  – гравитационный радиус. Значения величин  $J_{\max} = J(\mu = 0)$  для используемых в расчетах моделей нейтронных звезд приведены в таблице. Пределы интегрирования по  $\mu$  находятся из соотношений (П2) – (П5).

Если известны интенсивности  $I_{\nu_0}$ , то формулы (П1) – (П5) достаточно для вычисления потока излучения, принимаемого наблюдателем от горячего пятна с заданными ориентацией  $\Theta$  и угловыми размерами  $\gamma$ . Связь  $\Theta$  с углами, описывающими ориентацию вращательной оси пульсара по отношению к наблюдателю,  $\alpha$ , и магнитной оси по отношению к вращательной,  $\beta$ , и фазой вращения звезды  $\Phi$  дается простым выражением

$$\cos \Theta = \cos \alpha \cos \beta + \sin \alpha \sin \beta \cos(2\pi\Phi). \quad (\text{П6})$$

Ниже получены простые аналитические формулы, которые дают достаточно точный результат для  $F_{\nu}$  при произвольной ориентации малого пятна и позволяют быстро оценивать поток излучения в зависимости от параметров источника и углового распределения выходящего излучения.

Для малого пятна можно вынести интенсивность излучения из-под знака интеграла в выражении (П1) и записать поток в виде

$$F_{\nu} = \frac{S_a}{D^2} g_r^3 I_{\nu_0}(\bar{\mu}), \quad (\text{П7})$$

$$\int F_{\nu} d\nu = \frac{S_a}{D^2} g_r^4 \int I_{\nu_0}(\bar{\mu}) d\nu_0, \quad (\text{П8})$$

где  $\bar{\mu} = \mu(K = \Theta)$ , и

$$S_a = \frac{2R^2}{g_r^2} \int \phi_L \mu d\mu \quad (\text{П9})$$

есть “кажущаяся” площадь пятна.

Для малого пятна, расположенного вблизи центра видимого диска ( $\Theta \ll \gamma$ ), из (П2) при  $K \leq \gamma$  имеем:  $B < -1$ ,  $\phi_L = \pi$ . Из (П4) и (П5) получаем  $K \approx \sin \theta / g_r = \theta / g_r$ . Тогда

$$\int \mu d\mu = \frac{g_r^2 \gamma^2}{2}, \quad (\text{П10})$$

и

$$S_a = \pi R^2 \gamma^2 \bar{\mu}, \quad (\text{П11})$$

где  $\bar{\mu} \approx 1$ .

Пусть теперь пятно сдвинуто от оси "центр звезды-наблюдатель" на расстояние, много большее его размеров  $\sin \Theta \gg \gamma$ . Обозначим  $\Theta - K = \Delta$ . Тогда

$$\cos \phi_L = B = 1 + \frac{\Delta^2 - \gamma^2}{2 \sin^2 \Theta}, \quad (\text{П12})$$

$$\phi_L = \frac{\sqrt{\gamma^2 - \Delta^2}}{\sin \Theta}, \quad -\gamma \leq \Delta \leq \gamma,$$

и

$$S_a = \frac{2R^2}{g_r^2} \int \sqrt{\gamma^2 - \Delta^2} \frac{d\mu}{\sin \Theta}. \quad (\text{П13})$$

Так как  $d\mu = \sin K [d\mu/d(\cos K)] d\Delta$ ,  $\sin K \approx \sin \Theta$ , и производная  $d\mu/d(\cos K)$  есть гладкая функция  $\Delta$ , поток пропорционален

$$\int_0^\gamma d\Delta \sqrt{\gamma^2 - \Delta^2} = \frac{\pi \gamma^2}{4}, \quad (\text{П14})$$

то есть,

$$S_a = \pi R^2 \gamma^2 \bar{\mu} \frac{1}{g_r^2 \sin \Theta} \left| \frac{d\mu}{dK} \right|_{K=\Theta} \quad (\text{П15})$$

Из (П4) и (П5) можно показать, что при  $K \leq \pi/2$  имеем  $(g_r^2 \sin K)^{-1} |d\mu/dK| \approx 1$ , и при  $\Theta \leq \pi/2$  площадь  $S_a$  дается тем же выражением (П11), что и при малых  $\Theta$ . В общем случае  $S_a$  полностью определяется зависимостью  $K(\mu)$ , которая может быть протабулирована для разных значений  $g_r$ .

Поведение фактора  $(\mu/\sin K) |d\mu/dK|$  для набора используемых в работе величин  $g_r$  показано на рис. 9. При  $g_r \geq 0.7$  этот фактор с высокой точностью равен  $\mu g_r^2$  для всех  $\mu$ , т.е.  $S_a$  также описывается выражением (П11). Если  $g_r < 0.657$ , когда  $J(\mu=0) > \pi$ , то, при  $\mu = \mu_*$ , соответствующем  $K = \pi$ , в зависимости этого фактора от  $\mu$  имеется особенность  $\propto (\sin K)^{-1}$ . Формула (П15) применима не слишком близко к  $\mu_*$ :  $|\pi - \Theta| \sim \sin K \gg \gamma$ . При подходе  $\Theta$  к  $\pi - \gamma$  кажущаяся площадь увеличивается, что, например, приводит к увеличению главного максимума кривой блеска на рис. 5г.

Отметим, что в пределах применимости выражения (П15) кажущийся радиус пятна совпадает с "истинным",  $R_a = R_{sp} = \gamma R$ , тогда как кажу-

щийся радиус изображения всей звезды в  $1/g_r$  раз больше истинного,  $R_a = R/g_r$ .

В случае  $|\Theta - \pi| \ll \gamma$  и  $g_r < 0.657$  мы имеем  $\phi_L = \pi$  при  $\pi - \gamma < J < \pi + \gamma$ , и  $\phi_L = 0$  вне этого интервала. Кажущаяся площадь равна

$$S_a = \frac{2\pi R^2}{g_r^2} \int \mu d\mu \approx \frac{2\pi R^2 \bar{\mu}}{g_r^2} \Delta \mu = \frac{2\pi R^2 \gamma}{g_r^2} \bar{\mu} \left| \frac{d\mu}{dK} \right|_{K=\pi}, \quad (\text{П16})$$

где  $\bar{\mu} = \mu_*$ .

Как и следовало ожидать, (П15) сшивается с (П16) при  $\Theta = \pi - \gamma$ . Увеличение  $S_a$  при  $\Theta \rightarrow \pi$  связано с тем, что изображение пятна превращается в кольцо. Центр кольца находится в центре диска (изображения звезды), центральная окружность кольца имеет радиус  $(R/g_r) \sqrt{1 - \mu_*^2}$ , а его толщина  $\approx (R\gamma/g_r) \mu_* |d\mu/dK| (1 - \mu_*^2)^{-1/2}$ . Если центр пятна слегка сдвинут от точки  $\Theta = \pi$ , его изображение раздваивается: кольцо разрывается на два серпа с разными радиусами и разной протяженности. При  $g_r < 0.581$  центр обращенной к наблюдателю стороны звезды также становится видимым дважды - при  $\mu = 1$  и  $\mu = \mu_{**}$ , где  $J(\mu_{**}) = 2\pi$ . В результате изображение соответствующего пятна состоит из круга с площадью (П11) и кольца, площадь которого дается выражением (П16) при  $\bar{\mu} = \mu_{**}$  и производной  $d\mu/dK$ , взятой при  $J = 2\pi$ . При еще меньших  $g_r$  поверхность нейтронной звезды становится видимой неоднократно.

Отметим, что приведенные выше формулы справедливы при  $g_r > 1/\sqrt{3} \approx 0.577$  ( $R/R_g > 1.5$ ). Это условие выполняется для всех известных уравнений состояния нейтронной звезды.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Аронс (Arons J.) // *Astrophys. J.* 1981. V. 248. P. 1099.  
 Каминкер А.Д., Павлов Г.Г., Шибанов Ю.А. // *Astrophys. and Space. Sci.* 1982. V. 86. P. 249.  
 Огелман (Ögelman H.) // *Lives of Neutron Stars / Eds Alpar A. et al. Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1994* (в печати).  
 Огелман и др. (Ögelman H., Finley J.P., Zimmerman H.U.) // *Nature.* 1993. V. 361. P. 136.  
 Огелман, Финли (Ögelman H., Finley J.P.) // *Astrophys. J. (Letters).* 1993. V. 413. L31.  
 Павлов и др. (Pavlov G.G., Shibanov Yu.A., Zavlin V.E., Meyer R.) // *Lives of Neutron Stars / Eds Alpar A. et al. Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1994a* (в печати).

*Павлов и др.* (Pavlov G.G., Shibanov Yu.A., Ventura J., Zavlin V.E.) // *Astron. and Astrophys.* 19946. V. 289. P. 837.

*Петик* (Pethick C.J.) // *Rev. Mod. Phys.* 1992. V. 64. P. 1133.

*Печеник и др.* (Pechenick K.R., Ftaclas C., Cohen J.M.) // *Astrophys. J.* 1983. V. 274. P. 846.

*Рифферт, Месарош* (Riffert Y., Mészáros P.) // *Astrophys. J.* 1988. V. 325. P. 207.

*Романи* (Romani R.W.) // *Astrophys. J.* 1987. V. 913. P. 718.

*Тейлор и др.* (Taylor J.H., Manchester R.N., Lyne A.G.) // *Astrophys. J. Supl. Ser.* 1993. V. 88. P. 529.

*Филлипс* (Phillips J.A.) // *Astrophys. J. (Letters)*. 1990. V. 361. L57.

*Финли и др.* (Finley J.P., Ögelman H., Kiziloğlu Ü.) // *Astrophys. J. (Letters)*. 1992. V. 394. L19.

*Халперн, Рудерман* (Halpern J.P., Ruderman H.) // *Astrophys. J.* 1993. V. 415. P. 286.

*Шапиро С., Тьюколски С.* Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды. М.: Мир, 1985.

*Шибанов и др.* (Shibanov Yu.A., Zavlin V.E., Pavlov G.G., Ventura J.) // *Astron. and Astrophys.* 1992. V. 266. P. 313.

*Шибанов и др.* (Shibanov Yu.A., Zavlin V.E., Pavlov G.G., Ventura J.) // *Lives of Neutron Stars* / Eds Alpar A. et al. Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1994 (в печати).

*Шибанов Ю.А., Завлин В.Е.* // *Письма в Астрон. журн.* 1995. Т. 21. С. 5.

*Янкопулос и др.* (Yancopoulos S., Hamilton T.T., Helfand D.) // *Astrophys. J.* 1994. V. 429. P. 832.