

На правах рукописи

БАРСУКОВ ДМИТРИЙ ПЕТРОВИЧ

**ИЗГИБНОЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ
В ПОЛЯРНЫХ ОБЛАСТЯХ РАДИОПУЛЬСАРОВ
С НЕДИПОЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ**

Специальность 01.03.02 – астрофизика и радиоастрономия

АВТОРЕФЕРАТ

на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург

2009

Работа выполнена в Учреждении Российской Академии наук Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе РАН.

Научный руководитель доктор физико-математических наук, профессор
Цыган А.И.
(ФТИ им. А.Ф. Иоффе)

Официальные оппоненты
доктор физико-математических наук, профессор
Гнедин Ю.Н.
(Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН)

доктор физико-математических наук, профессор
Нагирнер Д.И.
(Санкт-Петербургский государственный университет)

Ведущая организация Пушчинская радиоастрономическая обсерватория
АКЦ ФИАН

Защита состоится «24» декабря 2009 г. в 16⁰⁰ на заседании Диссертационного Совета Д 002.205.03 при Учреждении Российской Академии наук Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе РАН по адресу: 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Учреждения Российской Академии наук Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН.

Автореферат разослан «19» ноября 2009 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета,
кандидат физико-математических наук _____ Красильщиков А.М.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы диссертации. Настоящая работа посвящена изучению процессов, происходящих в магнитосферах нейтронных звёзд. Нейтронные звёзды являются уникальными лабораториями, позволяющими исследовать как сверхплотное вещество в их недрах, так и процессы в сверхсильных магнитных полях, недостижимых в лабораториях. В настоящее время наблюдения нейтронных звёзд являются бурно развивающейся областью астрофизики. В частности, за последние два года число радиопульсаров, у которых зарегистрировано гамма-излучение, увеличилось более, чем в три раза [1]. В связи с возросшим объемом наблюдательных данных возникает потребность в более детальном анализе механизмов гамма-излучения радиопульсаров. Кроме того, постепенно накапливается все большее количество как теоретических работ, так и наблюдательных данных, свидетельствующих, во-первых, о наличии мелкомасштабных магнитных полей на поверхности нейтронных звезд – радиопульсаров, а во-вторых, о весьма значительном влиянии этих полей на процессы, происходящие в пульсарных магнитосферах. Так например, в работе [2] показано, что при отсутствии мелкомасштабных магнитных полей интенсивность рождения электронно-позитронных пар в магнитосферах целого ряда радиопульсаров оказалась бы столь низкой, что они бы перестали излучать в радиодиапазоне, т.е. оказались бы выключенными. В работе [3] было показано, что, предполагая наличие на поверхности нейтронных звёзд мелкомасштабных магнитных полей, имеющих напряженность сравнимую с напряженностью глобального дипольного поля пульсара, можно объяснить генерацию радиоизлучения у всех известных радиопульсаров. Поэтому при рассмотрении процессов, происходящих в магнитосфере пульсаров, необходимо учитывать наличие мелкомасштабных магнитных полей. В частности, их нужно учитывать при исследовании интенсивности изгибного гамма-излучения электронов, ускоренных в пульсарном диоде. Для многих пульсаров это излучение является основным источником электронно-позитронных пар в полярных областях магнитосферы [4]. В свете вышесказанного, представленные исследования являются актуальными.

Цели работы. Основной целью диссертационной работы является исследование влияния мелкомасштабных магнитных полей на процессы, протекающие в магнитосферах радиопульсаров вблизи полярных шапок. Помимо этого, целью работы является расчет обратного тока позитронов и исследование вызываемого этим током нагрева полярных шапок. В соответствии с общей целью исследования были поставлены следующие конкретные задачи:

1. Рассчитать интенсивность изгибного гамма-излучения ускоренных в пульсарном диоде электронов с учетом влияния мелкомасштабного магнитного поля не только на кривизну магнитных силовых линий, но и на электрическое поле в пульсарном диоде.
2. Исследовать влияние мелкомасштабного магнитного поля на компоненту гамма-излучения радиопульсара, обусловленную нерезонансным комптоновским рассеянием фотонов, которые испускаются с поверхности полярной шапки радиопульсара.
3. Произвести расчет обратного тока позитронов в соответствии с моделью Муслимова-Хардинг [5].

Научная новизна.

1. При расчете спектров изгибного излучения в рамках двухдипольной модели пульсарной трубки Цыгана-Пальшина-Кантор [6, 7] впервые одновременно учтено влияние на электрическое поле в пульсарном диоде как общерелятивистского эффекта увлечения инерциальных систем отсчета, так и мелкомасштабного магнитного поля на поверхности нейтронной звезды.
2. В рамках двухдипольной модели исследовано влияние мелкомасштабного магнитного поля на компоненту гамма-излучения радиопульсара, которая обусловлена нерезонансным комптоновским рассеянием фотонов, испущенных с поверхности полярной шапки радиопульсара, на ускоренных в пульсарном диоде электронах.
3. Впервые показано, что в модели Муслимова-Хардинг [5] весьма существенный вклад в обратный ток позитронов дает область почти полной экранировки продольного электрического поля потоком электронно-позитронной плазмы.
4. В модели Муслимова-Хардинг для радиопульсара B1133+16 рассчитан обратный ток позитронов и вызываемый им нагрев полярных шапок.

Достоверность результатов. Результаты диссертации получены путем численного моделирования. Их достоверность подтверждена использованием адекватных теоретических моделей, аналитических и численных методов в рамках физически разумных приближений. Там, где это было возможно, результаты численных расчетов сопоставлены с предсказаниями полуаналитических моделей.

Научная и практическая ценность. Результаты диссертации могут быть использованы при отборе радиопульсаров для наблюдения на гамма-телескопах, например, на обсерватории им. Ферми [8] и орбитальном телескопе AGILE [9]. Сравнение представленных в данной работе результатов с наблюдениями позволит получить ограничения на величину мелкомасштабных магнитных полей на поверхности нейтронных звёзд. Это позволит лучше понять механизмы генерации магнитных полей на ранних стадиях эволюции нейтронных звёзд и последующей диссипации этих полей. Кроме того, приведенные в диссертации результаты важны для дальнейших расчетов обратного тока позитронов, определяющего рентгеновскую светимость полярных шапок радиопульсаров.

Основные положения, выносимые на защиту.

1. Расчет спектра изгибного гамма-излучения радиопульсаров в рамках двухдипольной модели с учетом влияния мелкомасштабного магнитного поля и общерелятивистского эффекта увлечения инерциальных систем отсчета на электрическое поле в пульсарном диоде.
2. Расчет интенсивности нерезонансного комптоновского гамма-излучения полярных областей радиопульсаров в рамках двухдипольной модели.
3. Оценка вклада в обратный ток позитронов области экранировки электрического поля пульсара в модели Муслимова-Хардинг.

Личный вклад автора. Основные результаты, представленные в диссертации, получены автором лично. Выбор общего направления исследований, обсуждение и постановка рассмотренных задач осуществлялась совместно с научным руководителем и соавторами работ.

Апробация результатов и публикации. Результаты, вошедшие в диссертацию, были получены в период с 2002 по 2008 гг. и опубликованы в четырех статьях в реферируемых журналах, входящих в Перечень ВАК, и в тезисах семи международных и всероссийских конференций. Результаты диссертационной работы были представлены на международной конференции "Cosmology and high energy astrophysics (Zeldovich-90)" (Москва, 2004), на всероссийских конференциях: "Астрофизика высоких энергий" HEA-2005 (Москва, 2005), HEA-2006 (Москва, 2006), HEA-2007 (Москва, 2007), HEA-2008 (Москва, 2008) и "Физика нейтронных звёзд" Санкт-Петербург, 2005 и Санкт-Петербург, 2008, а также докладывались на семинарах сектора теоретической астрофизики ФТИ им. А.Ф. Иоффе (Санкт-Петербург).

Структура и объём диссертации. Диссертация состоит из введения, трёх глав, заключения и двух приложений, содержит 215 страниц печатного текста, в том числе 69 рисунков, 19 таблиц и список литературы, включающий 333 наименования.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** обоснована актуальность темы диссертации, сформулированы цели работы, научная новизна, достоверность результатов, практическая значимость и основные положения, выносимые на защиту.

Глава 1 является обзорной. В §1.1.1 описаны основные параметры радиопульсаров – вращающихся нейтронных звезд, обладающих сильным магнитным полем $B \sim 10^{12}$ Гс. Нейтронные звёзды, в свою очередь, – это компактные астрофизические объекты с массой $M_{NS} \sim 1.4M_{\odot}$ (M_{\odot} – масса Солнца) и радиусом $a \sim 10$ км [10]. Большая часть радиопульсаров вращается с периодом $P \sim 30$ мс – 3 с и обладает дипольным магнитным моментом $m \sim 10^{29} - 10^{31}$ Гс см³. Для угла χ между осью вращения звезды и вектором \vec{m} характерны значения $\chi \sim 10^{\circ} - 30^{\circ}$ [11]. Большинство радиопульсаров демонстрируют постепенный рост периода P с течением времени и, соответственно, уменьшение энергии вращения нейтронной звезды. Обычно считают, что темп потерь вращательной энергии по порядку величины равен интенсивности магнито-дипольного излучения. Это позволяет измерив рост периода $\dot{P} = dP/dt$, оценить величину дипольного магнитного поля на магнитном полюсе нейтронной звезды [12]:

$$B_0 = \frac{2m}{a^3} \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ Гс} \sqrt{\frac{P}{1 \text{ с}} \cdot \frac{\dot{P}}{10^{-15} \text{ с/с}}} . \quad (1)$$

В §1.1.2 кратко описана модель магнитосферы пульсара, предложенная Голдрайхом и Джулианом [13]. Согласно этой модели поверхность $||[\vec{\Omega} \times \vec{r}^*]|| = c$, называемая световым цилиндром, разбивает магнитосферу радиопульсара на область вне светового цилиндра $||[\vec{\Omega} \times \vec{r}^*]|| > c$ и две области, лежащие внутри него $||[\vec{\Omega} \times \vec{r}^*]|| < c$, – область замкнутых силовых линий и область открытых силовых линий ($\vec{\Omega}$ – угловая скорость вращения пульсара). Область открытых силовых линий (её также называют пульсарной трубкой) состоит из магнитных силовых линий, пересекающих световой цилиндр. Область замкнутых силовых линий образована линиями, замыкающимися внутри светового цилиндра. Согласно модели Голдрайха-Джулиана, область замкнутых силовых линий заполнена вращающимися вместе с нейтронной звездой частицами, которые полностью экранируют продольное электрическое поле $E_{||} = \vec{E}\vec{B}/B$.

Напротив, в области пульсарной трубки могут течь потоки заряженных частиц и присутствовать участки (их называют зазорами или пульсарными диодами) в которых продольное электрическое поле E_{\parallel} отлично от нуля и происходит интенсивное ускорение частиц. Если такая область расположена вблизи светового цилиндра, то её называют внешним зазором, а если она расположена вблизи поверхности нейтронной звезды, то её принято называть внутренним зазором. В настоящей диссертации рассматривается модель радиопульсара [7], согласно которой внутренние зазоры занимают всё сечение пульсарной трубки, а внешние зазоры отсутствуют. При этом предполагается, что во вращающейся вместе с нейтронной звездой системе отсчета K_{NS} все величины не зависят от времени, по крайней мере, в областях, близких к нейтронной звезде.

В §1.2.1 сделан краткий обзор имеющихся в настоящее время наблюдательных данных, свидетельствующих о том, что величина магнитного поля на поверхности нейтронной звезды может весьма сильно отличаться от получаемой по формуле (1). В этом случае чаще всего предполагают, что электрические токи, текущие внутри нейтронной звезды, создают не только магнитное поле диполя \vec{m} , но и дополнительное мелкомасштабное магнитное поле. Это поле быстро убывает по мере удаления от нейтронной звезды и поэтому не оказывает заметного непосредственного влияния на торможение радиопульсара. Обычно считают, что мелкомасштабное поле меняется на поверхности нейтронной звезды с характерным масштабом $\sim (1 - 3)$ км.

§1.2.2, §1.2.3 и §1.3 посвящены обзору основных моделей электродинамики внутреннего зазора, работающего в режиме свободного истечения электронов с поверхности нейтронной звезды. При этом считается, что звезда обладает мелкомасштабным магнитным полем, сравнимым по напряженности с полем диполя \vec{m} . В §1.2.2 сделан обзор модели Аронса-Шарлеманна [14]. Её отличительной особенностью является уменьшение разности потенциалов Φ во внутреннем зазоре при увеличении напряженности мелкомасштабного магнитного поля. В §1.2.3 приведен обзор осесимметричной общерелятивистской модели [15]. Согласно этой модели, разность потенциалов Φ в пульсарном диоде практически не зависит от напряженности мелкомасштабного поля.

В §1.3 рассмотрена двухдипольная модель мелкомасштабного поля [6]. Согласно этой модели в системе отсчета K_{NS} магнитное поле в окрестности пульсарной трубки может быть описано как поле двух диполей:

$$\vec{B} = \frac{3\vec{r}(\vec{r} \cdot \vec{m}) - \vec{m}r^2}{r^5} + \frac{3\vec{\rho}(\vec{\rho} \cdot \vec{m}_1) - \vec{m}_1\rho^2}{\rho^5}, \quad (2)$$

где $\vec{\rho} = \vec{r} - a(1 - \Delta)\vec{e}_z$, $\vec{m}_1 = \nu B_0 \Delta^3 a^3 \vec{e}_x$, $\vec{m} = m\vec{e}_z$. Параметр $\Delta \cdot a$ име-

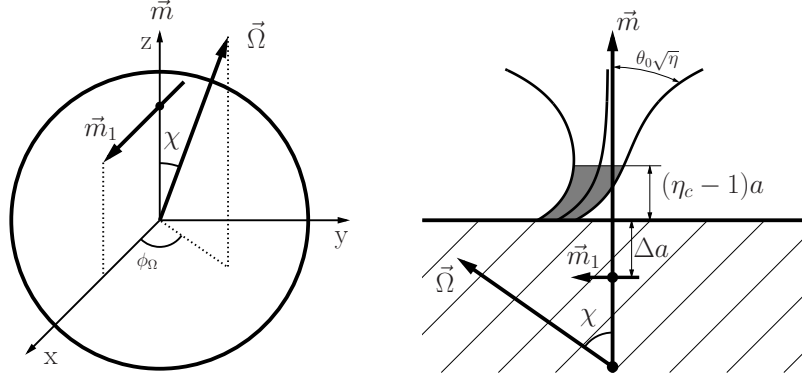


Рис. 1. На левом рисунке показаны ориентация базисных векторов \vec{e}_x , \vec{e}_y , \vec{e}_z в двухдипольной модели [6], а также выбор углов χ и ϕ_Ω . На правом рисунке изображена схема пульсарной трубки в двухдипольной модели [6, 7]. Серым цветом закрашена область пульсарного диода. Штриховкой отмечена нейтронная звезда. Направление вектора $\vec{\Omega}$ соответствует $\phi_\Omega = 0$. Угол $\theta_0 \approx \sqrt{\Omega a/c}$ задает радиус пульсарной трубки на больших высотах, магнитный поток F равен $\approx \pi B_0 \theta_0^2 a^2$, $B_0 = \frac{2m}{a^3}$, \vec{m} – магнитный момент нейтронной звезды, a – её радиус.

ет смысл характерного масштаба, на котором изменяется мелкомасштабное магнитное поле, а параметр ν характеризует отношение напряженностей мелкомасштабной компоненты и магнитного поля диполя \vec{m} . На рис. 1 показана ориентация векторов \vec{m} , \vec{m}_1 и $\vec{\Omega}$ и приведено схематичное изображение искривленной пульсарной трубки.

В работе [7] был найден электростатический потенциал Φ (в системе отсчета K_{NS}) для диода внутреннего зазора, работающего в режиме свободного истечения электронов с поверхности нейтронной звезды. В случае тонкой пульсарной трубки его можно записать в виде [7]:

$$\Phi = \frac{\Omega F}{2\pi c} \left(\tilde{f}(\eta) - \tilde{f}(1) \right) (1 - \xi^2), \quad (3)$$

где ξ – координата поперёк сечения пульсарной трубки, $\xi = 0$ соответствует центру пульсарной трубки, а $\xi = 1$ – её границе с областью замкнутых силовых линий, $\eta = r/a$, r – расстояние от центра нейтронной звезды, F – поток магнитного поля через пульсарную трубку. При выводе формулы (3) считалось, что нижняя граница внутреннего зазора соответствует поверхности нейтронной звезды [7, 16]. Функция $\tilde{f}(\eta)$ имеет вид [7]:

$$\tilde{f}(\eta) = \left(1 - \frac{\kappa}{\eta^3} \right) \frac{1}{\sqrt{1 + \lambda^2}} \cos \chi - \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\kappa}{\eta^3} \right) \frac{\lambda}{\sqrt{1 + \lambda^2}} \sin \chi \cos \phi_\Omega. \quad (4)$$

Здесь углы χ и ϕ_Ω задают направление оси вращения пульсара относительно векторов \vec{m} и \vec{m}_1 , $\vec{\Omega} = \vec{e}_x \Omega \sin \chi \cos \phi_\Omega + \vec{e}_y \Omega \sin \chi \sin \phi_\Omega + \vec{e}_z \Omega \cos \chi$, см. рис. 1, коэффициент $\kappa \approx 0.15$ связан с общерелятивистским эффектом увлечения инерциальных систем отсчета вблизи нейтронной звезды,

$\lambda(\eta) = \nu(\eta\Delta/(\eta - 1 + \Delta))^3$. Функция \tilde{f} при $\kappa = 0$ имеет смысл косинуса угла между вектором магнитного поля \vec{B} и осью вращения пульсара. Как видно из выражения (3), разность потенциалов в пульсарном диоде возникает не только из-за увлечения инерциальных систем отсчета, но и из-за изгиба пульсарной трубки мелкомасштабным магнитным полем. Если $\cos\phi_\Omega \approx 0$, то уже при $\nu \sim 0.1 - 0.3$ потенциал (3) оказывается в несколько раз больше, чем в случае чисто дипольного магнитного поля ($\nu = 0$) [7]. Кроме того, стоит отметить, что в данной модели при $\nu \sim 0.1 - 0.5$ радиус кривизны магнитных силовых линий вблизи поверхности нейтронной звезды $\eta \approx 1$ примерно на порядок меньше, чем в случае чисто дипольного магнитного поля.

В главе 2 рассмотрено влияние горизонтальной компоненты мелкомасштабного магнитного поля на изгибное гамма-излучение первичных электронов в полярных областях радиопулсаров. §2.1 является вводным. В нём приведен краткий обзор имеющихся наблюдательных данных о гамма-излучении радиопулсаров, а также перечислены основные модели генерации радиопулсарами излучения в гамма-диапазоне. В §2.2 рассмотрено влияние мелкомасштабного магнитного поля на изгибное гамма-излучение электронов, истекающих с поверхности нейтронной звезды (их называют первичными электронами). Отличие магнитного поля от дипольного описывается в рамках двухдипольной модели [6, 7]. Высота верхней обкладки вычисляется следующим образом. Первичные электроны ускоряются в пульсарном диоде до ультрарелятивистских энергий $\Gamma \cdot mc^2$, где m – масса электрона, $\Gamma \sim 10^6 - 10^7$. Двигаясь вдоль искривленных магнитных силовых линий, они излучают кванты изгибного излучения с характерной энергией (в единицах mc^2) $\gamma = \hbar\omega/(mc^2) \sim \gamma_c = (3\lambda_c/(4\pi\rho_c)) \cdot \Gamma^3$, где $\lambda_c = h/mc$ – комптоновская длина волны электрона, ρ_c – радиус кривизны магнитных силовых линий. Родившиеся фотоны начинают двигаться по прямой сквозь магнитосферу пульсара. По мере их распространения возрастает угол Ψ между импульсом фотона и направлением магнитного поля. При выполнении условия $\gamma \sin\Psi > 2$ фотоны начинают превращаться в электронно-позитронные пары [17]. Основная масса электронно-позитронных пар рождается в области, где $(B/B_{cr})\gamma \sin\Psi \approx 0.2$ [17] (здесь $B_{cr} \approx 4.41 \cdot 10^{13}$ Гс). В диссертации предполагалось, что пары либо рождаются несвязанными, либо очень быстро становятся таковыми (например, за счет "ионизации" тепловыми фотонами [18]) и, следовательно, формируют электронно-позитронную плазму. Когда её становится достаточно много (примерно одна электронно-позитронная пара на 10 первичных электронов), она экранирует продольное электрическое поле $E_{||}$ и возникает верхняя обкладка пульсарного диода.

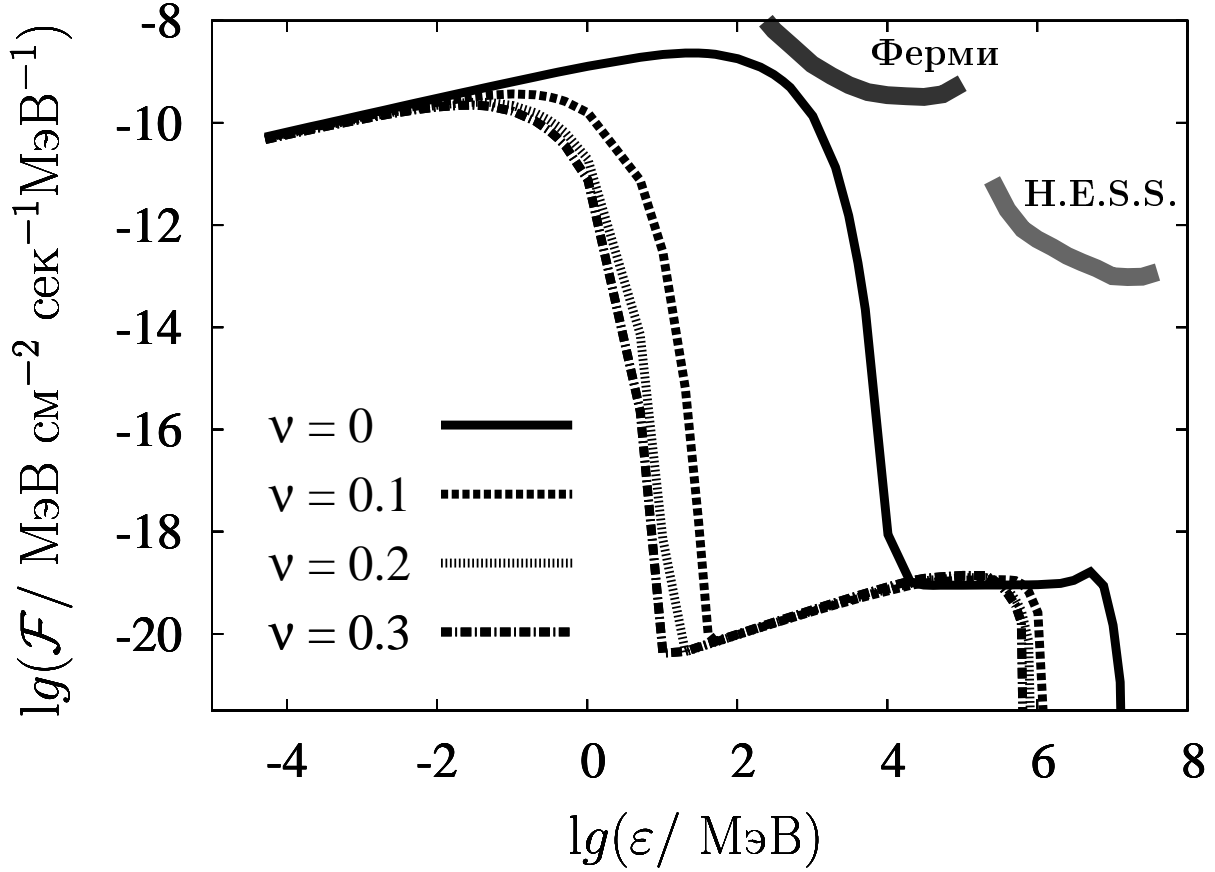


Рис. 2. Усредненный по времени спектр гамма-излучения пульсарной трубки при $B_0 = 0.02 B_{cr}$, $P = 0.2$ с, $\chi = 10^\circ$, $k = 0.15$, $\Delta = 0.1$, $\phi_\Omega = 0$, угол между лучом зрения и осью вращения пульсара равен 15° . Спектральная плотность потока гамма-излучения \mathcal{F} измеряется в $\text{МэВ см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{МэВ}^{-1}$; источник находится на расстоянии 1 кпк. Энергия фотонов ε измеряется в МэВ. Две широкие полосы соответствуют чувствительности телескопа LAT обсерватории им. Ферми [8] и телескопа H.E.S.S. [19, 20].

Показано, что при наличии мелкомасштабного поля, из-за уменьшения радиуса кривизны ρ_c магнитных силовых линий вблизи поверхности нейтронной звезды, эффективность рождения электронно-позитронных пар фотонами изгибного излучения становится столь большой, что высота $(\eta_c - 1)$ верхней обкладки диода резко падает. Это приводит к тому, что уже при $\nu \sim 0.1 - 0.3$ и $\phi_\Omega \approx 0$, несмотря на более быстрый рост потенциала в пульсарном диоде, общая разность потенциалов между обкладками диода и, следовательно, энергия первичных электронов уменьшаются примерно на порядок по сравнению со значением в случае чисто дипольного магнитного поля ($\nu = 0$). Данный результат аналогичен полученному в работе [6], где точно так же при наличии мелкомасштабного магнитного поля с $\nu \sim 0.1$ наблюдалось падение примерно на порядок энергии первичных электронов. Однако, в отличие от работы [6], в настоящей работе при получении этого результата учтено, что при $\cos \phi_\Omega > 0$ влияние мелкомасштабного магнитного поля приводит к в 3–5 раз более быстрому росту электростатического потенциала, чем в случае чи-

сто дипольного магнитного поля. Данный результат фактически содержался в приведенных в работе [3] формулах, но тем не менее, соответствующий вывод в этой работе не был сформулирован. Это связано с тем, что в работе [3] рассматривались в основном радиопульсары, находящиеся вблизи линии выключения (прямой на диаграмме $P - \dot{P}$, справа от которой рождающейся электронно-позитронной плазмы становится недостаточно для возникновения в магнитосфере пульсара мощных источников радиоизлучения, см. например [2]). У таких пульсаров с ростом ν растет и разность потенциалов в пульсарном диоде, и энергия первичных электронов. В настоящей диссертации, как и в работе [6], рассматриваются радиопульсары, достаточно далекие от линии выключения, где имеет место обратная зависимость. В ситуациях, рассмотренных в главе 2, наличие мелкомасштабного магнитного поля приводит к уменьшению радиуса кривизны ρ_c силовых линий всего в $\sim 10 - 30$ раз. Этого недостаточно, чтобы скомпенсировать уменьшение на порядок энергии первичных электронов. В итоге, характерная энергия изгибных фотонов γ_c падает примерно на 1 - 2 порядка. Как следствие, у радиопульсаров может практически полностью исчезать изгибное гамма-излучение в диапазоне 100 МэВ - 10 ГэВ. Падение интенсивности гамма-излучения, выходящего из полярных областей, обусловлено также возросшей непрозрачностью магнитосферы пульсара. Стоит также отметить, что в рассматриваемой модели профиль импульса пульсара в диапазоне 1 МэВ - 1 ГэВ имеет либо один, либо два близко (не более 0.1-0.3 оборота пульсара) расположенных максимума.

В §2.3 в рамках двухдипольной модели рассмотрено влияние мелкомасштабного магнитного поля на рождающуюся в полярных областях компоненту гамма-излучения радиопульсара, которая связана с нерезонансным обратным комптоновским рассеянием тепловых фотонов, испущенных поверхностью горячей полярной шапки, на первичных электронах. При нахождении высоты верхней обкладки диода учитывалось только рождение в магнитном поле электронно-позитронных пар изгибными фотонами. Также предполагалось, что полярная шапка нагревается лишь обратным током позитронов. На рис. 2 приведен пример рассчитанных спектров изгибного и нерезонансного комптоновского излучения пульсаров. Показано, что в рассматриваемой модели интенсивность данной компоненты чрезвычайно мала. Найдено, что при $\nu \lesssim 1$ в большинстве случаев в диапазоне 1 - 300 ГэВ её интенсивность практически не зависит от параметра ν , т.е. от напряженности мелкомасштабного магнитного поля. Напротив, в диапазоне 1 - 10 ТэВ, где энергия фотонов сравнима с энергией первичных электронов, уже при $\nu \sim 0.1$ происходит резкое падение интенсивности рассматриваемой компоненты.

В §2.4 рассматривается зависимость интенсивности изгибного излучения в

полярных областях радиопульсаров от радиуса пульсарной трубки. Показано, что даже при уменьшении радиуса пульсарной трубки в 5 раз в магнитосфере пульсара с $B_0 = 0.2B_{cr}$ и $P = 0.5$ с может продолжаться интенсивное рождение электронно-позитронных пар. Следовательно, пульсар будет излучать в радиодиапазоне. Продемонстрировано, что когда уменьшение радиуса пульсарной трубки "сдвигает" пульсар на линию выключения или за неё, интенсивность изгибного излучения начинает, в полном соответствии с результатами работы [3], расти по мере увеличения ν . Также показано, что у пульсаров, далеких от линии выключения, имеется небольшой рост интенсивности изгибного гамма-излучения при $\nu \sim 0.5 - 0.7$. Этот рост связан с тем, что при данных значениях параметра ν , согласно используемой двухдипольной модели, в пульсарном диоде возникают точки, в которых радиус кривизны ρ_c силовых линий становится бесконечным. Это приводит к ухудшению условий генерации электронно-позитронной плазмы, увеличивает высоту верхней обкладки диода и ведет ускорению первичных электронов до больших энергий. Последнее явление увеличивает интенсивность изгибного гамма-излучения.

В **главе 3** рассмотрен нагрев полярных шапок радиопульсаров обратным током позитронов. §3.1 является вводным. В нём сделан краткий обзор имеющихся наблюдательных данных о тепловом рентгеновском излучении с поверхности горячих полярных шапок радиопульсаров. Кроме того, в этом параграфе перечислены основные механизмы нагрева полярных шапок. В §3.2 сделан обзор двух основных моделей формирования обратного тока позитронов в диодах внутренних зазоров, работающих в режиме свободного истечения электронов с поверхности нейтронной звезды. Согласно модели Аронса-Шарлеманна [14] в области $\eta > \eta_r \approx \eta_c$ электронно-позитронная плазма обеспечивает полную экранировку продольного электрического поля $E_{||}$. При этом электростатический потенциал Φ (в системе отсчета K_{NS}) удовлетворяет граничным условиям [14]:

$$\left. \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} \right|_{\eta=\eta_r} = 0 \quad \text{и} \quad \left. \frac{\partial^2 \Phi}{\partial^2 \eta} \right|_{\eta=\eta_r} = 0 . \quad (5)$$

Используя эти граничные условия авторы работы [6] показали, что обратный ток позитронов можно найти из решения простой алгебраической системы уравнений:

$$\rho_{tot}|_{\eta=1} = \rho_{prim}(1) + \rho_+(1) - \rho_{GJ}(1) \approx 0 , \quad (6)$$

$$\rho_{tot}|_{\eta=\eta_c+0} = \rho_{prim}(\eta_c) - \rho_+(1) \frac{B(\eta_c)}{B(1)} - \rho_{GJ}(\eta_c) \approx 0 . \quad (7)$$

Здесь ρ_{prim} и ρ_+ – плотности зарядов, связанные соответственно с током первичных электронов и обратным током позитронов, $B(\eta_c)$ и $B(1)$ – напряженность магнитного поля на высоте $\eta = \eta_c$ и на поверхности нейтронной звезды, ρ_{GJ} – плотность Голдрайха-Джулиана.

В §3.2 также сделан обзор модели Муслимова-Хардинг [5]. В этой работе приведены доводы в пользу того, что во многих случаях при рассмотрении электродинамики пульсарной трубки отсутствуют решения, удовлетворяющие граничным условиям (5). В качестве альтернативы Муслимов и Хардинг предложили модель, в которой продольное электрическое поле $E_{||}$ проникает в глубь зоны экранировки $\eta > \eta_c$ и выполняется условие:

$$\Phi \rightarrow \Phi_{\infty} \text{ при } \eta \rightarrow +\infty. \quad (8)$$

В §3.3 приведен выполненный в соответствии с моделью Муслимова-Хардинг расчет обратного тока позитронов для соосного ($\chi = 0$) радиопульсара с чисто дипольным магнитным полем ($\nu = 0$). Показано, что продольное электрическое поле $E_{||}$ спадает несколько медленнее, чем предполагалось в работе [5]. Это приводит к тому, что в некоторых случаях область почти полной экранировки $\eta - 1 \gg \eta_c - 1$ дает основной вклад в обратный ток позитронов. Для пульсарных диодов с малыми высотами верхних обкладок, $\eta_c - 1 \ll 1$, учёт вклада данной области может приводить к увеличению обратного тока позитронов в 3 – 10 раз по сравнению с рассчитанными в работе [5] значениями и, соответственно, к чрезмерно сильному нагреву полярных шапок. Оказалось, что обратный ток позитронов можно с хорошей точностью рассчитать, используя уравнения (6) и (7), заменив в последнем высоту η_c на $\eta = +\infty$. Данный результат является совершенно естественным для рассматриваемой модели. Дело в том, что в стационарном случае во всей зоне экранировки продольное электрическое поле $E_{||}$ очень мало и с хорошей точностью можно считать, что равна нулю и полная плотность электрического заряда $\rho_{tot} \approx 0$. Разворот позитронов обеспечивает выполнение равенства (7) чуть выше верхней обкладки диода. Однако в рассматриваемой модели по мере роста высоты η возрастает и величина ρ_{eff}/B и, следовательно, необходимо откуда-то брать дополнительный отрицательный заряд для поддержания равенства $\rho_{tot} \approx 0$. Но в модели Муслимова-Хардинг, помимо разворота позитронов, отсутствуют какие-либо ещё источники дополнительного отрицательного заряда. Поэтому становится необходимым разворачивать дополнительные позитроны и в глубине зоны экранировки ($\eta \gg 1$) [21].

В §3.4 с помощью простой аналитической модели [22] показано, что электрическое поле в глубине зоны экранировки спадает достаточно медленно для того, чтобы привести к значительному увеличению обратного тока пози-

тронов.

В §3.5 рассматривается расчет обратного тока позитронов для радиопульсара В1133+16. Это один из немногих старых радиопульсаров, у которых измерены и интенсивность излучения в рентгеновском диапазоне, и период P_4 дрейфа субимпульсов. Период P_4 – это период оборота радиоисточников, расположенных в пульсарной трубке, вокруг её оси [23]. Считается, что он примерно равен $\vec{E} \times \vec{B}$ -дрейфу частиц в пульсарном диоде, см. например [24]. Показано, что в рамках двухдипольной модели [6, 7] у радиопульсара В1133+16 ($B_0 \approx 4.26 \cdot 10^{12}$ Гс и $P \approx 1.188$ с) можно получить период $\vec{E} \times \vec{B}$ -дрейфа, равный периоду $P_4 \approx 32P$ дрейфа субимпульсов [25]. Используя эту модель при заданном периоде $\vec{E} \times \vec{B}$ -дрейфа удалось рассчитать обратный ток позитронов и вызываемый им нагрев полярной шапки.

Вычисления проводились как в рамках модели Аронса-Шарлеманна, так и в соответствии с моделью Муслимова-Хардинг. На рис. 3 представлены вычисленные значения светимости полярной шапки. С учетом имеющегося разброса наблюдательных данных можно считать, что расчет нагрева по модели Аронса-Шарлеманна согласуется с наблюдаемыми значениями светимости горячих полярных шапок пульсара В1133+16. Расчет в соответствии с моделью Муслимова-Хардинг приводит к излишне сильному нагреву полярной шапки и плохо согласуется с наблюдениями. Тем не менее, имеющиеся в на-

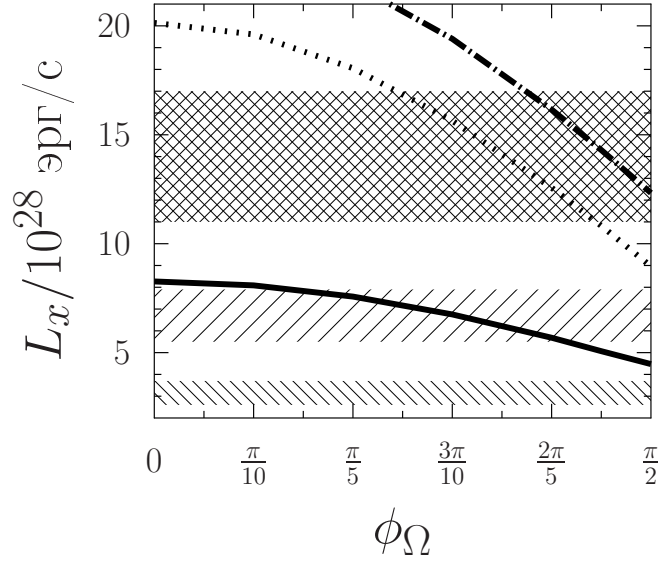


Рис. 3. Зависимость рентгеновской светимости L_x полярной шапки радиопульсара В1133+16 от ориентации дополнительного диполя ϕ_Ω . Параметр ν выбирался так, чтобы период $\vec{E} \times \vec{B}$ -дрейфа был равен наблюдаемому периоду $P_4 \approx 32P$ дрейфа субимпульсов [25]. Сплошная кривая соответствует обратному току, рассчитанному по модели Аронса-Шарлеманна, штрих-пунктирная – току, рассчитанному по модели Муслимова-Хардинг. Точечная кривая соответствует ситуации, когда зона полной экранировки $E_{\parallel} \equiv 0$ начинается на высоте $\eta = 1.5$. Штриховкой показаны наблюдаемая интенсивность теплового излучения горячих полярных шапок $L_x = 3.2_{-0.6}^{+0.5} \cdot 10^{28}$ эрг/с, взятая из работы [26], а также наблюдаемая интенсивность теплового излучения горячей полярной шапки $L_x = (6.8_{-1.3}^{+1.1}) \cdot 10^{28}$ эрг/с, приведенная в работе [24]. Двойной штриховкой показана полная рентгеновская светимость $L_x = 1.4 \pm 0.3 \cdot 10^{29}$ эрг/с пульсара В1133+16 в диапазоне 0.5 – 8 кэВ [26], полученная в предположении, что спектр является степенным.

стоящее время наблюдательные данные не позволяют полностью исключить возможность того, что формирование обратного тока в пульсаре B1133+16 может быть описано с помощью модели Муслимова-Хардинг.

В **заключении** сформулированы основные результаты диссертации.

ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ

В рамках двухдипольной модели [6, 7] рассмотрено влияние горизонтальной компоненты мелкомасштабного магнитного поля, напряженность которого не превосходит напряженность дипольного магнитного поля, на изгибное гамма-излучение электронов, ускоренных в пульсарном диоде. Также выполнен расчет обратного тока позитронов, нагревающего полярные шапки радиопульсаров.

Основными результатами работы являются:

1. В рамках двухдипольной модели [6, 7] рассмотрено влияние мелкомасштабного магнитного поля на энергию электронов, ускоренных в пульсарном диоде. При этом, в отличие от работы [6], учитывалось влияние мелкомасштабного магнитного поля не только на кривизну магнитных силовых линий, но и на электрическое поле в пульсарном диоде. Показано, что в ряде случаев наличие мелкомасштабной компоненты магнитного поля, имеющей напряженность $\sim 10\%$ от величины дипольного поля, приводит к существенному уменьшению энергии электронов. При дальнейшем увеличении напряженности мелкомасштабного магнитного поля в 3 – 5 раз энергия электронов меняется слабо.
2. Показано, что у радиопульсаров, при напряженности мелкомасштабного поля, составляющей примерно 10% от напряженности дипольного магнитного поля, может происходить резкое падение интенсивности изгибного гамма-излучения в диапазоне ~ 30 МэВ – 1 ГэВ. При этом в области выше 1 ГэВ изгибное гамма-излучение практически полностью исчезает. При дальнейшем увеличении напряженности мелкомасштабного магнитного поля в несколько раз (до $\sim 30 - 50\%$ от напряженности дипольного поля) интенсивность изгибного излучения меняется слабо.
3. В рамках двухдипольной модели рассмотрено влияние мелкомасштабного магнитного поля на компоненту гамма-излучения радиопульсара, которая связана с нерезонансным комптоновским рассеянием тепловых фотонов, испущенных поверхностью горячей полярной шапки, на ускоренных в пульсарном диоде электронах. Показано, что интенсивность

этой компоненты чрезвычайно мала. Продемонстрировано, что в диапазоне $\sim 10 - 300$ ГэВ интенсивность данной компоненты гамма-излучения не сильно отличается от интенсивности для случая чисто дипольного магнитного поля и слабо зависит от напряженности мелкомасштабного магнитного поля. Мелкомасштабное магнитное поле оказывает заметное влияние на интенсивность этой компоненты только в диапазоне ~ 500 ГэВ – 10 ТэВ, где энергия фотонов сравнима с энергией ускоренных в пульсарном диоде электронов.

4. Показано, что в модели Муслимова-Хардинг [5] в ряде случаев определяющий вклад в обратный ток позитронов даёт область экранировки продольного электрического поля потоком электронно-позитронной плазмы. В результате, для пульсарных диодов с малыми высотами верхних обкладок, обратный ток позитронов увеличивается в 3 – 10 раз по сравнению со значениями, полученными в работах других авторов.
5. В рамках двухдипольной модели для пульсара B1133+16 рассчитан обратный ток позитронов и вызываемый им нагрев полярных шапок. Показано, что с учетом неопределенности наблюдательных данных расчет нагрева по модели Аронса-Шарлеманна согласуется с наблюдаемыми значениями светимости горячих полярных шапок пульсара B1133+16. Расчет в соответствии с моделью Муслимова-Хардинг приводит к заметно большей рентгеновской светимости полярных областей и гораздо хуже согласуется с наблюдениями.

СПИСОК РАБОТ, ОПУБЛИКОВАННЫХ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. Д.П. Барсуков и А.И. Цыган // *Астрономический журнал* – 2003. – Т. **80** – С. 1136-1143.
2. Д.П. Барсуков, Е.М. Кантор и А.И. Цыган // *Астрономический журнал* – 2006. – Т. **83** – С. 184-192.
3. Д.П. Барсуков, Е.М. Кантор и А.И. Цыган // *Астрономический журнал* – 2007. – Т. **84** – С. 523-530.
4. Д.П. Барсуков, П.И. Полякова и А.И. Цыган // *Астрономический журнал* – 2009. – Т. **86** – С. 95-104.
5. Д.П. Барсуков // "Космология и Астрофизика Высоких Энергий (Зельдович-90)" , 20-24 декабря 2004 г., ИКИ РАН, Москва – 2004. –

С. 14.

6. Д.П. Барсуков, Е.М. Кантор и А.И. Цыган (D.P. Barsukov, E.M. Kantor and A.I. Tsygan) // 7th Russian Conference on "Physics of Neutron Stars", Ioffe Physico-Technical Institute, St. Petersburg (27-29 June 2005). Book of Abstracts. – 2005. – P. 41.
7. Е.М. Кантор и Д.П. Барсуков // *Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра* (НЕА-2005), 26-28 декабря 2005 г., ИКИ РАН, Москва – 2005. – С. 12-13.
8. Д.П. Барсуков, Е.М. Кантор и П.И. Полякова // *Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра* (НЕА-2006), 25-27 декабря 2006 г., ИКИ РАН, Москва – 2006. – С. 3-4.
9. Д.П. Барсуков, С.Д. Глушко и П.И. Полякова // *Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра* (НЕА-2007), 24-26 декабря 2007 г., ИКИ РАН, Москва – 2007. – С. 3.
10. Д.П. Барсуков, П.И. Полякова и А.И. Цыган (D.P. Barsukov, P.I. Polyakova and A.I. Tsygan) // "Physics of Neutron stars", June 24-27, 2008, Ioffe Physico-Technical Institute, Saint-Petersburg. Book of Abstracts. SPbSTU Publishing. – 2008. – P. 89.
11. А.И. Цыган, П.И. Полякова, О.А. Гогличидзе и Д.П. Барсуков // *Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра* (НЕА-2008), 24-26 декабря 2008 г., ИКИ РАН, Москва – 2008. – С. 3-4.

ЛИТЕРАТУРА, ЦИТИРУЕМАЯ В АВТОРЕФЕРАТЕ

- [1] А.А. Абдо и др. (A.A. Abdo et al.) // arXiv : **0910.1608**
- [2] Дж.А. Хибшман и Дж. Аронс (J.A. Hirschman and J. Arons) // *Astrophys. J.*, – 2001 – V. **554** – P. 624-635.
- [3] Е.М. Кантор и А.И.Цыган // *Астрономический журнал* – 2004 – Т. **81** – С. 1130-1137.
- [4] А.К. Хардинг и А.Г. Муслимов (A.K. Harding and A.G. Muslimov) // *Astrophys. J.* – 1998 – V. **508** – P. 328-346.
- [5] А.К. Хардинг и А.Г. Муслимов (A.K. Harding and A.G. Muslimov) // *Astrophys. J.* – 2001. – V. **556** – P. 987-1001.
- [6] В.Д. Пальшин и А.И. Цыган // *Препринт ФТИ им. А.Ф.Иоффе "Рентгеновское излучение полярных областей радиопульсаров"* №**1718** С.-Петербург – 1998
- [7] Е.М. Кантор и А.И. Цыган // *Астрономический журнал* – 2003. – Т. **80** – С. 665-672.
- [8] У.Б. Атвуд (W.B. Atwood) // *Astrophys. J.* – 2009. – V. **697** – P. 1071-1102.

- [9] М. Тавани (M. Tavani) // *Astronomy and Astrophysics* – 2009. – V. **502** – P. 995-1013.
- [10] С. Шапиро, С. Тьюколски "Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды" // М. "Мир" 1985.
- [11] И.Ф. Малов "Радиопульсары" // М. Наука 2004.
- [12] Ф.Г. Смит "Пульсары" // М. "Мир" 1979.
- [13] П. Голдрейх и В. Джулиан (P. Goldreich and W. Julian) // *Astrophys. J.* – 1969 – V. **157** – P. 869-880.
- [14] Дж. Аронс и Э.Т. Шарлеманн (J. Arons and E.T. Scharlemann) // *Astrophys. J.* – 1979 – V. **231** – P. 854-879.
- [15] А.И. Цыган (A.I. Tsygan) // *"Pulsar Astronomy - 2000 and Beyond"*, ASP Conference Series, Vol. 202, Proceedings of the 177th Colloquium of IAU, Bonn, Germany, 30 August - 3 September 1999. Eds by M. Kramer, N. Wex, and N. Wielebinski. – 2000 – P. 473-479.
- [16] Д.П. Барсуков и А.И. Цыган // *Астрономический журнал* – 2009. – Т. **86** – С. 1227-1236.
- [17] Т. Эрбер (T. Erber) // *Reviews of Modern Physics.* – 1966. – V. **38** – P. 626-659.
- [18] Я. Гил, Г.И. Меликидзе и Бинг Жанг (J. Gil, G.I. Melikidze and Bing Zhang) // *Astrophysics and Space Science* – 2007 – V. **308** – P. 325-333.
- [19] Дж. А. Хинтон (J.A. Hinton) // *New Astronomy Reviews* – 2004. – V. **48** – P. 331-337.
- [20] External proposals for H.E.S.S. observations // <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/pages/home/proposals>
- [21] А.К. Хардинг и А.Г. Муслимов (A.K. Harding and A.G. Muslimov) // *Astrophys. J.* – 2002. – V. **568** – P. 862-877.
- [22] О.А. Гогличидзе "Влияние дополнительной силы на обратный ток позитронов в пульсарных трубках" выпускная работа бакалавра – Санкт-Петербург, 2009
- [23] Дж.М. Ранкин и Р. Рамачандран (J.M. Rankin and R. Ramachandran) // *Astrophys. J.* – 2003. – V. **590** – P. 411-423.
- [24] Я. Гил, Г. Меликидзе и Бинг Жанг (J. Gil, G. Melikidze and Bing Zhang) // *Astrophys. J.* – 2006. – V. **650** – P. 1048-1062.
- [25] Дж.Л. Херфиндал и Дж.М. Ранкин (J.L. Herfindal and J.M. Rankin) // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2007. – V. **380** – P. 430-436.
- [26] О. Каргальцев, Г.Г. Павлов и Г.П.Гармире (O. Kargaltsev, G.G. Pavlov and G.P. Garmire) // *Astrophys. J.* – 2006 – V. **636** – P. 406-410.