

# АНАЛИЗ СРЕДНИХ ПРОФИЛЕЙ РАДИОПУЛЬСАРОВ ПО ДАНЫМ ОБЗОРОВ FAST И MEERKAT

© 2024 г. Ф. А. Князев<sup>1,2</sup>, А. Ю. Истомин<sup>1,2</sup>, В. С. Бескин<sup>2,1\*</sup>

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия,

<sup>2</sup>Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию \*\*.\*\*.2024 г.

После доработки \*\*.\*\*.2024 г.; принята к публикации \*\*.\*\*.2024 г.

Данные каталогов FAST и MeerKAT значительно увеличили количество радиопульсаров, у которых детально определены поляризационные характеристики их средних профилей. Это позволило подтвердить полученные ранее на недостаточно большой выборке выводы как о характере распространения двух ортогональных мод в магнитосфере нейтронной звезды, так и о направлении эволюции угла наклона магнитной оси к оси вращения.

*Ключевые слова:* радиопульсары, эволюция

---

\* Электронный адрес: beskin@lpi.ru

## ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на то, что со времени открытия радиопульсаров прошло уже более полувека, мы до сих пор не понимаем многие ключевые моменты, связанные с активностью этих удивительных объектов. Так, например, до сих пор нет единого мнения о том, в область малых или больших ( $\sim 90^\circ$ ) значений эволюционирует угол наклона магнитной оси к оси вращения нейтронной звезды (Лайн и др., 2015; Филиппов, Крамер, 2022; Аболмасов и др., 2024). Остается загадкой и сам механизм когерентного радиоизлучения пульсаров.

Отметим, что в значительной степени это было связано с тем, что подробные каталоги, содержащие достаточно полную информацию как о средних профилях импульсного излучения пульсаров, так и об их поляризационных свойствах (Манчестер, Тейлор, 1975; Рэнкин, 1982; Хенкинс, Рэнкин, 2010), не выходили за рамки нескольких десятков. И это при том, что количество известных радиопульсаров уже давно перевалило за несколько тысяч: на конец 2024 года каталог ATNF (Манчестер и др., 2005) содержал уже 3724 источника. Такое положение дел, безусловно, заметно ограничивало возможности количественной проверки теории эволюции и излучения радиопульсаров.

С другой стороны, уже давно было установлено, что наблюдаемые в радиоизлучении пульсаров две ортогональные моды (см., например, Стайнбринг и др., 1984) связаны с обыкновенной (O) и необыкновенной (X) модами, естественным образом возникающими в магнитоактивной плазме (Барнард, Аронс, 1986). При этом благодаря преломлению O-моды формируемый ей средний профиль радиоизлучения должен быть заметно шире среднего профиля, формируемого X-модой. Так, например, в работе Бескина и др. (1988) для простой модели (т.е. в предположении о постоянстве плотности истекающей плазмы в поперечном сечении) были получены следующие значения для характерных ширин средних профилей (периоды  $P$  здесь и далее в

секундах)<sup>1</sup>

$$W_r^O \approx 7.8^\circ P^{-0.43} \nu_{\text{GHz}}^{-0.14}, \quad (1)$$

$$W_r^O \approx 10.8^\circ P^{-0.5} \nu_{\text{GHz}}^{-0.29}, \quad (2)$$

$$W_r^X \approx 3.6^\circ P^{-0.5} \nu_{\text{GHz}}^{-0.5}. \quad (3)$$

Однако подтверждение этого на первый взгляд легко проверяемого факта долгие годы затруднялась тем, что не существовало процедуры, позволяющей с уверенностью определить, какая из двух ортогональных мод формирует средний профиль у каждого конкретного пульсара.

Такую процедуру удалось определить лишь после того, как было показано, что круговая поляризация радиоизлучения, выходящего из магнитосферы нейтронной звезды, связана не с трудно определяемым отличием в распределениях электронов и позитронов (т.е. с недиагональными членами тензора диэлектрической проницаемости), а с широм (поворотом) внешнего магнитного поля, направление вращения которого, в свою очередь, связано с наблюдаемым ходом позиционного угла линейной поляризации  $p.a.$  (Андрианов, Бескин, 2010; Ванг и др., 2010; Бескин, Филиппов, 2012). В результате у X-моды знаки производной  $dp.a./d\phi$  ( $\phi$  — фаза импульса) и параметра Стокса  $V$ , определяющим круговую поляризацию, должны быть одинаковыми, а у O-моды — противоположными (Акопян и др., 2017). Однако, как уже отмечалось, до последнего времени количество пульсаров, у которых с хорошей точностью был известен и ход позиционного угла, и знак круговой поляризации, составляло лишь несколько десятков. Это не позволяло с уверенностью зафиксировать отличие в свойствах обыкновенной и необыкновенной мод.

Первый каталог, содержащий достаточно подробные поляризационные данные уже для нескольких сотен объектов, был опубликован только в 2018 году в работе Джонстона и Керра. При этом из 600 пульсаров у 175 источников с хорошей точностью был определен как ход позиционного угла  $p.a.$ , так и знак круговой поляризации  $V$  (Бескин, 2018). В результате подтвердился вывод о том, что ширины средних

---

<sup>1</sup>Два варианта для обыкновенной моды соответствуют преимущественному излучению вблизи или на максимально возможном расстоянии от нейтронной звезды.

профилей, образованных O-модой, действительно превышают ширины средних профилей, образованных X-модой (см. ниже Таблицу 1). Однако для окончательного подтверждения требовалось, безусловно, существенно увеличить статистику наблюдаемых источников. Эту задача и была, фактически, решена с началом работы телескопов FAST и MeerKAT.

Действительно, опубликованные за последние годы данные радиотелескопов FAST (Ван и др., 2023) и MeerKAT (Пуссельт и др., 2023) позволили значительно увеличить статистику поляризационных свойств средних профилей радиоизлучения пульсаров. Подробному обсуждению полученных при этом результатов посвящена первая часть настоящей работы. Будет показано, что и на более богатой статистике ширины средних профилей полностью соответствуют предсказаниям теории. Кроме того, данные наблюдений MeerKAT и FAST впервые позволили на однородной выборке определить относительное количество ортогональных интеримпульсных пульсаров. При этом, как показано во второй части нашей работы, был подтвержден полученный ранее на меньшей статистике (и неоднородной выборке) вывод о том, что количество ортогональных интеримпульсных пульсаров составляет не менее 3%. Этот результат подробно обсуждается в заключительной части статьи, поскольку он противоречит принятой в настоящее время точке зрения об уменьшении со временем угла наклона магнитной оси к оси вращения. Здесь же обсуждаются и другие вопросы эволюции пульсаров.

## **ШИРИНЫ СРЕДНИХ ПРОФИЛЕЙ ПУЛЬСАРОВ**

Определение моды излучения пульсаров из каталогов FAST и MeerKAT было проведено двумя независимыми способами. В первую очередь, поляризационные характеристики всех 682 пульсаров из каталога FAST и 1170 пульсаров из каталога MeerKAT были просмотрены вручную. Из них были выбраны соответственно 138 и 437 пульсаров, у которых, во-первых, средний профиль уверенно связан лишь с одной ортогональной модой (ход позиционного угла имеет стандартную S-образную форму и не имеет скачков), а, во-вторых, параметр Стокса  $V$  также уверенно определен и не меняет знак в течение всего импульса. Пульсары, у которых знаки производной  $dp.a./d\phi$

и параметра Стокса  $V$  были одинаковыми, относились к X-моду, тогда как пульсары, имеющие разные знаки — к O-моду. Соответственно, пульсары, имеющие односторонние средние профили, обозначались как Xs и Os, тогда как двусторонние профили — как Xd и Od. Напомним, что согласно Андрианову и Бескину (2010) большинство односторонних профилей должно быть связано с X-модом, тогда как O-мода должна быть в основном связана с двусторонними профилями.

Далее, для проверки влияния субъективного фактора, был построен простой алгоритм для численного определения моды излучения. Для этого в каждой точке профиля, в которой интенсивность излучения превышала 10% от максимума, определялся знак круговой поляризации  $V$  и знак производной  $dp.a./d\phi$ . Для вычисления последнего, кривые позиционных углов приближались гладким кубическим сплайном. После этого находилась величина

$$\eta = \frac{1}{N} \sum_{I \geq 0.1I_{max}} \text{sign } V \cdot \text{sign} \frac{dp.a.}{d\phi}, \quad (4)$$

где  $N$  - число точек, по которым производилось суммирование. Таким образом  $-1 \leq \eta \leq 1$ , и  $\eta = 1$  соответствует чистой X-моду, а  $\eta = -1$  соответствует чистой O-моду. Далее, классификацию можно провести выбрав некоторое значение  $\eta_{cr}$ . Тогда пульсары с  $\eta > \eta_{cr}$ , будут считаться излучающими преимущественно X-моду, а пульсары с  $\eta < -\eta_{cr}$  — O-моду. При этом значение  $\eta_{cr}$  определяет консервативность алгоритма. В данной работе было выбрано значение  $\eta = 0.4$ , так как оно позволяло достичь наибольшего размера получаемых выборок, сохраняя процент ошибок определения моды меньшим 5% (сравнение проводилось на пересечении выборок, полученных вручную и автоматически). Тем не менее, выборка, полученная вручную для пульсаров из каталога MeerKAT, оказалась заметно больше, что в основном связано с наличием пульсаров, профили поляризации которых имеют малое соотношение сигнала к шуму. Для таких пульсаров алгоритм не мог однозначно определить моду излучения, в то время как визуальный анализ во многих случаях позволял это сделать. В связи с этим, было принято решение проверить основную гипотезу о различии ширины средних профилей на обеих выборках, но детальные результаты привести только для выборки, полученной вручную.

Ширина средних профилей определялась непосредственным вычислением величины

Таблица 1: Наблюдаемое количество и медианные значения ширин средних профилей  $W(^{\circ})P^{1/2}$  для каждой из мод для одногорбых (S) и двугорбых (D) средних профилей.

	$N$	$X_s$	$X_d$	$O_s$	$O_d$	$X_{tot}$	$O_{tot}$
FAST	$39+19+19+37= 114$	$12.4^{+2.4}_{-2.6}$	$12.7^{+5.7}_{-3.3}$	$12.6^{+6.1}_{-1.5}$	$16.0^{+2.7}_{-2.3}$	$12.5^{+2.3}_{-2.2}$	$15.4^{+2.5}_{-2.2}$
MeerKAT	$178+36+93+114 = 421$	$10.2^{+1.4}_{-0.7}$	$11.6^{+2.9}_{-1.6}$	$12.9^{+1.9}_{-1.1}$	$16.8^{+2.0}_{-1.5}$	$10.6^{+1.1}_{-0.9}$	$15.3^{+0.8}_{-1.8}$

$W_{10}$  по данным FAST и MeerKAT. Предпочтение было отдано именно величине  $W_{10}$ , так как для пульсаров с двугорбыми профилями и интенсивностью одного из пиков меньше 50%, значения  $W_{50}$  плохо отражают реальную ширину профиля.

Далее были детально изучены получившиеся распределения величин  $W_{10} \cdot \sqrt{P}$ . Соответствующие плотности получившихся распределений представлены на рисунке 1. В Таблице 1 приведены медианные значения величин  $W_r P^{1/2}$  для каждой из мод с учетом определенной выше классификации. Доверительные интервалы указаны для уровня 95%. Как видно из соотношений (1)–(3), в этом случае удается исключить зависимость от периода  $P$ . Как мы видим, медианные значения ширин средних профилей, формируемых O-модой, действительно оказались больше ширин средних профилей, формируемых X-модой. При этом одногорбые профили (боковое прохождение луча зрения через диаграмму направленности, имеющей вид полого конуса) всегда уже двугорбых профилей (центральное прохождение). Однако, соответствующие доверительные интервалы оказались пересекающимися для выборки из каталога FAST и непересекающимися для выборки MeerKAT, что может быть объяснено меньшим размером первой выборки. Тем не менее, для более аккуратной проверки искомой гипотезы были выполнены соответствующие статистические тесты. Для проверки различий получившихся распределений были применены критерий согласия Андерсона-Дарлинга и пермутационный тест на уровне значимости 5%. Для последнего в качестве рассматриваемой статистики использовалась разница медиан выборок. Как можно видеть из таблицы ??, для обоих каталогов (MeerKAT и FAST) и для обоих способов определения моды нулевая гипотеза об общей функции распределения для X и O мод отвергается всеми использованными тестами. Таким образом, можно утверждать, что у соответствующих функций распределения имеются статистически значимые отличия. Также стоит отметить что, средние значения  $W_{50}\sqrt{P}$

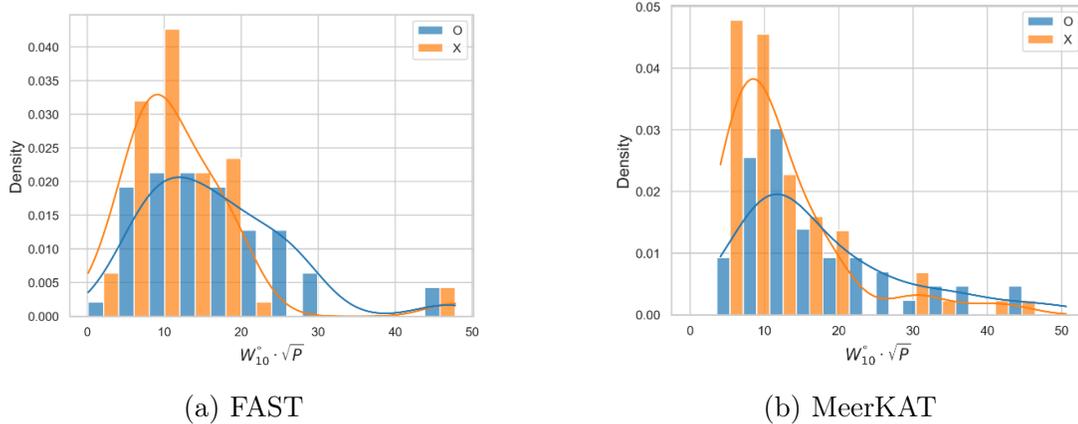


Рис. 1: Распределение приведенной ширины профилей пульсаров с определенной модой

(ссылка на таблицу) находятся в количественном согласии с теоретическими предсказаниями (1)–(3).

p-value	Способ определения моды			
	Вручную		Автоматический	
Статистический тест	FAST	MeerKAT	FAST	MeerKAT
Тест Андерсона-Дарлинга	0.03	0.001	0.04	0.005
Пермутационный тест	0.02	0.0001	0.02	0.009

Таким образом, ...

## ОРТОГОНАЛЬНЫЕ ИНТЕРИМПУЛЬСНЫЕ ПУЛЬСАРЫ

Другим вопросом, в разрешении которого могут помочь новые данные обзоров FAST и MeerKAT, является вопрос о статистике ортогональных интеримпульсных радиопульсаров, т.е. пульсаров, у которых угол наклона магнитной оси к оси вращения близок к  $90^\circ$ . Благодаря этому становится возможным наблюдать излучение от обоих магнитных полюсов. По нашему мнению такие радиопульсары в будущем должны стать тестом для моделей эволюции нейтронных звезд (Бескин, 2018).

Действительно, у ортогональных пульсаров за пределами светового цилиндра должен практически отсутствовать токовый слой (Спитковский, 2006; Калопотара-

кос и др., 2012; Филиппов и др., 2012), который во многих современных моделях магнитосферы играет определяющую роль (Филиппов, Крамер, 2022). Тем не менее, поляризационные свойства таких рариопульсаров ничем не отличаются от усредненных характеристик. Кроме того, у таких пульсаров ускоряющий потенциал должен быть значительно меньше по сравнению с соосными пульсарами (см., например, Бескин, 2018). Именно поэтому характерные периоды ортогональных интеримпульсных пульсаров заметно меньше их средних значений (Арзамасский и др., 2017; Новоселов и др., 2020). Но помимо этого само существование ортогональных интеримпульсных пульсаров накладывает ограничение на величину магнитного поля, необходимого для рождения вторичных частиц, т.е. опять на модель эволюции, это поле определяющее.

Здесь мы однако обсудим лишь вопрос о том, как само наблюдаемое число ортогональных интеримпульсных пульсаров может помочь определить модель эволюции. Понятно, что активно развиваемая в настоящее время МНД-модель, предсказывающая уменьшение со временем магнитного угла  $\chi$  (Филиппов и др., 2014), и ВGI-модель (Бескин и др., 1984, 1993), согласно которой угол  $\chi$  стремится к  $90^\circ$ , должны предсказывать разные количества наблюдаемых ортогональных интеримпульсных пульсаров. Как было показано в работе Новоселова и др. (2020), в модели МНД относительное число ортогональных интеримпульсных пульсаров в диапазоне периодов  $0.033 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$  не должно превышать 1% от полного числа пульсаров в этом диапазоне, тогда как модель ВGI предсказывает значения на уровне (2.5–5.5)%. В свою очередь, согласно данным наблюдений относительное количество ортогональных интеримпульсных пульсаров в этом диапазоне составляло (1.8–2.6)%, что в целом указывало на предпочтение модели ВGI.

Однако не нужно забывать, что при этом данные наблюдений представляли собой компиляцию из различных обзоров, имеющих разную чувствительность, не говоря уже о том, что и сам результат требовал уточнения, поскольку он находился вблизи границы предсказанной области и не намного превышал значения  $\sim 1\%$ , следующих из модели МНД. И здесь данные наблюдений FAST и MeerKAT оказались как нельзя кстати, поскольку они впервые позволили определить относительное количество ортогональных интеримпульсных пульсаров на однородной выборке.

Таблица 2: Наблюдаемое абсолютное и относительное количество ортогональных интеримпульсных пульсаров для различных обзоров.

	$P < 0.033 \text{ c}$	$0.033 \text{ c} < P < 0.5 \text{ c}$	$0.5 \text{ c} < P < 1 \text{ c}$	$P > 1 \text{ c}$
Novoselov et al	— —	$18 \div 26$ (1.8÷2.6)%	$3 \div 5$ (0.4÷ 0.7)%	$0 \div 1$ (0.0÷0.1)%
FAST	8 11%	14 6.0%	3 1.7%	1 1.0%
MeerKAT	0 0%	25 4.2%	4 1.0%	0 0%
BCA	0 0%	$1 \div 2$ (3÷7)%	$0 \div 1$ (0÷3)%	1 2%

Для определения числа ортогональных интеримпульсных пульсаров по данным обсерватории FAST мы воспользовались Рис. А6 из работы Вана и др. (2023), содержащим 27 средних профилей интеримпульсных пульсаров. Из них были выбраны 26 объектов, у которых угловое расстояние между импульсом и интеримпульсом составляло  $180^\circ$ , что, как известно (см., например, Велтевреде, Джонстон, 2008), как раз и позволяет отнести их к интересующему нас классу объектов.

Подчеркнем, что с одной стороны следует рассматривать полученное из Рис. А6 количество ортогональных интеримпульсных пульсаров как нижнюю оценку, поскольку лишь 10% пульсаров из этого каталога имеют отношение интенсивностей интеримпульса и главного импульса меньше 0.01, тогда как в компиляционном каталоге, использовавшемся в работе Новоселова и др. (2020), их более 20%. Поэтому возможно, что еще некоторое количество интеримпульсных пульсаров не было включено в Рис. А6. С другой стороны, однако, также не исключено, что какие-то пульсары, имеющие расстояния между импульсами, близкими к  $180^\circ$ , являются не ортогональными, а соосными ротаторами, и поэтому мы, наоборот, переоценили их количество. Учитывая оба этих обстоятельства, мы будем все же считать, что значение 26 правильно оценивает количество ортогональных интеримпульсных пульсаров.

Что же касается обсерватории MeerKAT, то для выбора ортогональных интеримпульсных пульсаров из данных работы Пуссельт и др. (2023) отбирались те источники, для которых данные о среднем профиле представлялись для диапазона фаз,

превышающих 70% от полного периода. То есть как раз те пульсары, для которых был виден не только главный импульс, но и область в районе  $180^\circ$  от него. При этом также использовался критерий расстояния  $180^\circ$  между главным импульсом и интеримпульсом.

В результате, как показано в Таблице 2, данные обсерваторий FAST и MeerKAT находятся в хорошем согласии как друг с другом, так и с результатами работы Новоселова и др. (2020). При этом во всех случаях относительное число ортогональных интеримпульсных пульсаров в диапазоне  $0.033 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$  существенно превосходит количество пульсаров, имеющих периоды большие 0.5 с. В дополнение мы, несмотря на малую статистику, добавили в Таблицу 2 данные телескопа БСА ПРАО (Тюльбашев и др., 2024), которые, как мы видим, также не противоречат результатам других обсерваторий. Отличие данных обсерваторий FAST и MeerKAT, представленных в нашей работе по сравнению с данными, приведенными в работе Тюльбашева и др. (2024), связаны с тем, что здесь мы приводим процентное количество интеримпульсных пульсаров по отношению к числу источников в данном диапазоне периодов, а не к полному числу наблюдаемых радиопульсаров. Как мы видим, данные ПРАО также находятся в согласии с данными других обсерваторий.

## ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, можно с достаточно большой степенью уверенности заключить, что данные обзоров FAST и MeerKAT подтвердили полученные ранее на заметно меньшей статистике выводы о том, что, во-первых, наблюдаемые ширины средних профилей радиопульсаров, формируемых X-модой, заметно меньше ширин средних профилей, формируемых O-модой, и, во-вторых, что относительное число ортогональных интеримпульсных пульсаров попадает в диапазон (2.5–5.5)%, предсказываемый моделью эволюции BGI. Первый вывод находится в полном согласии с предсказаниями общепринятой в настоящее время теории распространения волн в магнитосфере нейтронных звезд (см., например, Любарский, Петрова, 1998; Лайн, Грэм-Смит, 2012; Нутсос и др., 2015) и поэтому по большому счету не требует дополнительных комментариев. Что же касается второго вывода, то он, как мы видим, находится в

противоречии с общепринятой в настоящее время точкой зрения о направлении эволюции угла наклона магнитной оси к оси вращения. Поэтому мы вынуждены сделать еще несколько замечаний относительно основных отличий в моделях эволюции МНД и ВГИ.

Прежде всего, напомним что динамика вращающейся нейтронной звезды определяется моментом сил, связанным с поверхностными токами, замыкающимися продольные (вдоль магнитного поля) токи, текущие в магнитосфере. В модели МНД, основанной на численном моделировании магнитосферы вращающейся нейтронной звезды (Спитковский, 2006, Филиппов и др., 2014), продольный ток, текущий в магнитосфере, определяется из глобального решения. Для ортогональных ротаторов он мало отличается от соосных ротаторов. В итоге, в этой модели потери энергии растут с ростом угла наклона осей  $\chi$ , а угол наклона осей  $\chi$  уменьшается с течением времени.

В свою очередь, в модели ВГИ продольный ток близок к т.н. току Гольдрайха-Джулиана  $j = c\rho_{\text{GJ}}$ , где соответствующая плотность заряда ( $\Omega = 2\pi/P$  есть угловая частота вращения нейтронной звезды)

$$\rho_{\text{GJ}} = -\frac{\Omega \mathbf{B}}{2\pi c} \propto \cos \chi \quad (5)$$

существенно зависит от угла наклона  $\chi$ . В результате для ортогональных пульсаров полный продольный ток, циркулирующий в магнитосфере, оказывается в  $(\Omega R/c)^{1/2}$  раз (т.е. в 100 раз) меньше, чем для соосных ротаторов. Соответственно, в этой модели потери энергии падают с ростом угла наклона осей  $\chi$ , а угол наклона осей  $\chi$  стремиться к  $90^\circ$ .

Кроме этого, имеет место еще одно существенное различие. В модели ВГИ максимально возможное падение потенциала вблизи полярных шапок определяется из восходящего еще к работе Рудермана и Сазерленда (1975) соотношения для вакуумного зазора

$$\psi_{\text{max}} \approx 2\pi\rho_{\text{GJ}}R_0^2, \quad (6)$$

где  $R_0$  есть радиус полярной шапки. В результате получаем ограничение для для рождения вторичных частиц вблизи полярных шапок

$$\cos \chi > k P^{15/7} B_{12}^{-8/7}, \quad (7)$$

где как обычно  $B_{12} = B_0/(10^{12} \text{ Гс})$ , а  $k \approx 1$ . Определенная таким образом линия смерти существенно используется в модели BGI. В свою очередь, в модели MHD падение потенциала определяется продольным электрическим током, текущим в магнитосфере. Поэтому падение потенциала в области генерации вторичной плазмы у ортогональных ротаторов мало отличается от случая соосного ротатора (см. например, Беначек и др., 2024)<sup>2</sup>.

Возвращаясь теперь к обсуждению новых данных обсерваторий FAST и MeerKAT, отметим прежде всего, что в работе Новоселова и др. (2020), посвященной анализу различия в распределении интеримпульсных пульсаров в моделях MHD и BGI, область генерации вторичной плазмы в пределах полярной шапки для почти ортогональных пульсаров, существенным образом влияющая на возможность наблюдения обоих магнитных полюсов, определялась из достаточно грубых предположений (высота области ускорения, а, значит, и ускоряющий потенциал, оценивались из алгебраических соотношений одномерной модели вакуумного зазора Рудермана-Сазерленда, которые вообще говоря неприменимы для ортогональных ротаторов). Однако проведенный недавно более точный расчет (Истомин и др., 2024), в котором ускоряющий потенциал находился самосогласованно, привел практически к тем же результатам. Поэтому полученный в работе Новоселова и др. (2020) вывод о том, что в модели BGI относительное число ортогональных интеримпульсных пульсаров в диапазоне  $0.033 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$  должно быть заметно больше 2%, тогда как в модели MHD меньше 1%, остается в силе. То есть в силе остается наш вывод о том, что данные обзоров FAST и MeerKAT говорят в пользу эволюции угла наклона осей по направлению к  $90^\circ$ .

С другой стороны, напомним, что прямое измерение направления эволюции угла наклона магнитной оси к оси вращения (знак производной  $\dot{\chi}$ ) находится далеко за пределами точности измерений современных телескопов. Поэтому при определении этой величины приходится пользоваться различными косвенными процедурами, основанными на различных статистических распределениях (Таурис, Манчестер, 1998;

---

<sup>2</sup>В этой работе для ортогонального ротатора продольное электрическое поле составляет  $\sim 10\%$  от поля на оси для соосного ротатора, тогда как для вакуумного зазора в рассмотренном в этой работе случае  $P = 0.25 \text{ с}$  это отношение не может превышать 1% (Бескин, Истомин, 2022).

Лайн и др., 2015). В частности, с помощью оцениваемой из наблюдений функции распределения пульсаров  $f(\chi, P)$  по углу  $\chi$  и периоду  $P$ , которая должна предсказывать в частности и число наблюдаемых интеримпульсных пульсаров.

Так например уже давно было установлено, что усредненный угол наклона  $\langle\chi(P)\rangle$  уменьшается с ростом периода  $P$  (Таурис, Манчестер, 1998). Соответственно, усредненные ширины средних профилей  $\langle W_r(P)\rangle^3$  также увеличиваются с ростом периода (Рэнкин, 1990; Фуше-Жигур, Каспи, 2006; Велтевреде, Джонстон, 2008, Гуллон и др., 2014). Уже много лет по мнению многих (Юнг и др., 2010; Масисьяк и др., 2011; Джонстон и др., 2023) эти результаты является прямым доказательством того, что и у каждого индивидуального пульсара угол  $\chi$  уменьшается со временем.

Однако такое поведение усредненного угла наклона  $\langle\chi(P)\rangle$  имеет и другое объяснение (Бескин и др., 1984, 1993). Оно основано на учете существования линии смерти (7), т.е. на предположении о том, что соотношение (6) определяет максимально возможное падение потенциала в области генерации вторичной плазмы. И, как следствие, что при достаточно больших периодах  $P$  рождение вторичной электронно-позитронной плазмы становится возможным лишь при малых углах наклона осей  $\chi$ , в результате чего, независимо от направления эволюции, статистически усредненный угол наклона будет уменьшаться с ростом периода  $P$ . Как было показано Бескиным и др. (1984) на основе анализа кинетического равнения, описывающего всю популяцию радиопульсаров, независимо от направления эволюции индивидуальных пульсаров усредненные значения  $\langle\chi(P)\rangle$  должны уменьшаться с ростом периода. Таким образом, можно с уверенностью сказать, что модель BGI также не противоречит данным наблюдений.

Приведенное выше соображение тем не менее долгие годы не принималось во внимание при анализе эволюции пульсаров, а линия смерти (7), зависящая от угла наклона осей  $\chi$ , не учитывалась при анализе статистического распределения пульсаров (Столлмен, 1987; Лоример и др., 1993; Попов и др., 2010; Игошев, Попов, 2014). Ситуация изменилась лишь в самое последнее время (Барсуков и др., 2009; Гогличидзе

---

<sup>3</sup>При собственной ширине диаграммы направленности  $W_0$  наблюдаемая ширина среднего профиля зависит от угла  $\chi$  как  $W_r \approx W_0 / \sin \chi$ .

Таблица 3: Наблюдаемое количество ортогональных интеримпульсных пульсаров для различных обзоров в диапазоне периодов  $0.03 \text{ с} < P < 0.5$ .

	0.03–0.1	0.1–0.2	0.2–0.3	0.3–0.4	0.4–0.5
BGI	0	6	3	2	1
Novoselov et al	$2 \div 3$	$5 \div 10$	$7 \div 8$	$3 \div 4$	$1 \div 2$
FAST	*	*	*	8	*
MeerKAT	*	*	*	*	*

и др., 2015; Тон, Ку, 2017; Экси и др., 2017). Ниже мы однако постараемся показать, что последние данные наблюдений FAST и MeerKAT не только не противоречат, но и подтверждают модель BGI, ключевую роль в которой играет наличие линии смерти (7).

Прежде всего подчеркнем, что в работе Бескина и др. (2020) уже было показано, что в распределении пульсаров на плоскости  $(\chi - P B^{8/15})$  в точности соответствует соотношению (7) при  $k_{\text{MHD}} = 1.0 \pm 0.1$  и  $k_{\text{BGI}} = 0.5 \pm 0.1$ . Таким образом, в справедливости линии смерти, задаваемой соотношением (7), сейчас трудно сомневаться.

Далее, данные обзоров FAST и MeerKAT подтвердили малое число ортогональных интеримпульсных пульсаров при периодах  $P > 0.5 \text{ с}$ . Это свойство является прямым следствием соотношения (7) для линии смерти, поскольку, как уже отмечалось, в рипках этой модели ускоряющий потенциал в предельном случае вакуумного зазора для ортогонального ротатора должен быть в  $(\Omega R/c)^{1/2}$  раз, т.е. в десятки и даже сотни раз меньше, чем в соосном случае. В результате подставляя в выражение (7) характерное значение  $(\Omega R/c)^{1/2}$  для  $\cos \chi$ , получаем

$$P < 0.2 B_{12}^{28/37} \text{ с}. \quad (8)$$

Следовательно, для средних значений магнитных полей  $B_{12} \approx 1$  максимум в распределении ортогональных интеримпульсных пульсаров должен попадать в диапазон периодов  $P \sim (0.1 - 0.3) \text{ с}$  (Новоселов и др., 2020).

В Таблице 3 показано относительное количество ортогональных интеримпульсных пульсаров в пределах диапазона периодов  $0.03 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$  как для новых обзоров FAST и MeerKAT, так и для компиляционных данных, взятых из статьи

Новоселова и др. (2020). Кроме того, в верхней строчке представлены предсказания модели BGI, определенные в это же работе на основе анализа кинетического уравнения, в котором существенно использовалось условие (7). Как мы видим, и в этом вопросе данные обзоров FAST и MeerKAT соответствуют модели BGI. И не соответствуют модели MHD, в которой, как мы уже отмечали, линия смерти (7) не играет никакой роли и поэтому число ортогональных интеримпульсных пульсаров с периодами  $P \sim 1$  с должно было быть сопоставимым с числом таких пульсаров в диапазоне  $0.033 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$ .

В связи с вышесказанным можно было бы еще отметить, что согласно результатам обсерватории FAST имеет место еще большее относительное число ортогональных интеримпульсных пульсаров, имеющих периоды меньше  $0.033 \text{ с}$ . Однако, как известно, эволюция миллисекундных радиопульсаров существенно отличалась от эволюции обычных пульсаров, и поэтому к ним неприменимы выводы, сформулированные в работе Новоселова и др. (2020).

Подводя итоги, хочется еще раз привлечь внимание к ортогональным интеримпульсным пульсарам, которые по нашему мнению как самим своим существованием, так и деталями своих статистических свойств могли бы помочь в прояснении многих нерешенных вопросов, связанных с радиопульсарами. Этому безусловно должно поспособствовать и значительное увеличение статистики, которое стало возможным в связи с введением в строй телескопов FAST и MeerKAT.

### Благодарности

Авторы благодарят А.В.Черноглазова за полезное обсуждение. Работа была выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (проект 24-22-00120).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аболмасов и др. (P. Abolmasov, A. Biryukov and S.B. Popov), *Galaxies*, **12**, 7 (2024).
2. Акопян и др. (H.L. Nakobyan, V.S. Beskin and A.A.Philiprov), *MNRAS*, **469**, 2704 (2017).
3. Андрианов А.С., Бескин В.С., Письма в Астрон. журн. **36**, 260 (2010).
4. Арзамасский и др. (L.I. Arzamasskiy, V.S. Beskin and K.K. Pirov), *MNRAS*, **466**, 2325 (2017).
5. Барнард, Аронс (J.J. Barnard and J. Arons), *Astrophys. J.* **302** 138 (1986)
6. Барсуков Д.П., Полякова П.И. Цыган А.И. Астрон. Журн. **86**, 95 (2009).
7. Беначек и др. (J. Benáček, A. Timokhin, P.A. Muñoz, A. Jessner, T. Rievařová, M. Pohl and J. Büchner), *Astron. Astrophys.* (2024) (в печати)
8. Бескин В.С., УФН **188**, 377 (2018).
9. Бескин, Истомин (V.S. Beskin and A.Yu. Istomon), *MNRAS* **516**, 5084 (2022).
10. Бескин В.С., Загоруля Д.С., Истомин А.Ю., Письма в Астрон. журн. **47**, 709 (2021).
11. Бескин, Филиппов (V.S. Beskin and A.A. Philiprov), *MNRAS* **425**, 814 (2012).
12. Бескин и др. (V.S. Beskin, A.V. Gurevich and Ya.N. Istomin), *Astrophys. Space Sci.* **102**, 301 (1984).
13. Бескин и др. (V.S. Beskin, A.V. Gurevich and Ya.N. Istomin), *Astrophys. Space Sci.* **146**, 205 (1988).
14. Бескин и др. (V.S. Beskin, A.V. Gurevich, Ya.N.Istomin) *Physics o the Pulsar Magnetosphere* (Cambridge, Cambridge Univ. Press, 1993).
15. Ван и др. (C. Wang, D. Lai and J. Han), *MNRAS* **403**, 569 (2010).
16. Ван и др. (P.F. Wang, J.L. Han, J. Xu, C. Wang, Y. Yan, W.C. Jing, W.Q. Su, D.J. Zhou and T. Wang), *Res. Astron. Astrophys.* **23**, 104002 (2023).
17. Велтевреде, Джонстон (P. Weltevrede and S. Patrick), *MNRAS* **387** 1755 (2008).

18. Гогличидзе и др. (O.A. Goglichidze, D.P. Barsukov and A.I. Tsygan), *MNRAS* **451**, 2564 (2015).
19. Гулон и др. (M. Gullón, J.A. Miralles, D. Viganò and J.A. Pons), *MNRAS* **443**, 1891 (2014).
20. Джонстон, Керр (S. Johnston and M. Kerr), *MNRAS* **474**, 4629 (2018).
21. Джонстон и др. (S. Johnston, M. Kramer, A. Karastergiou, J. Keith, L.S. Oswald, A. Parthasarathy and P. Weltevrede), *MNRAS* **520**, 4801 (2023).
22. Игошев, Попов (A.P. Igoshev and S.B. Popov), *MNRAS* **444**, 1066 (2014).
23. Калопотаракос и др. (C. Kalapotharakos, I. Contopoulos and D. Kazanas), *MNRAS* **420**, 2793 (2012).
24. Лайн, Грэм-Смит (A. Lyne and F. Graham-Smith), *Pulsar Astronomy* (Cambridge, Cambridge University Press, 2012).
25. Лайн и др. (A.G. Lyne, C.A. Jordan, F. Graham-Smith, C.M. Espinoza, B.W. Stappers and P. Weltevrede), *MNRAS* **446**, 857 (2015).
26. Лоример и др. (D.R. Lorimer, M. Bailes, R.J. Dewey and P.A. Harrison), *MNRAS* **263**, 403 (1993).
27. Любарский, Петрова (Y.E. Lyubarskii, S.A. Petrova), *Astron. Astrophys.* **333**, 181 (1998).
28. Манчестер и др. (R.N. Manchester, G.B. Hobbs, A. Teoh and M. Hobbs), *Astrophys. J.* **129**, 1993 (2005).
29. Манчестер, Тейлор (R. Manchester and J. Taylor), *Astrophys. J.* **196**, 83 (1975).
30. Масияк и др. (K. Maciesiak, J. Gil and V.A.R.M. Ribeiro), *MNRAS* **414**, 1314 (2011).
31. Новоселов и др. (E.M. Novoselov, V.S. Beskin, A.K. Galishnikova, M.M. Rashkovetskyi and A.V. Biryukov), *MNRAS*, **494**, 3899 (2020)
32. Нутсос и др. (A. Noutsos, C. Sobey, V.I. Kondratiev, P. Weltevrede, J.P.W. Verbiest, A. Karastergiou, M. Kramer, M. Kuniyoshi et al), *Astron. Astrophys.* **576**, 26 (2015).

33. Попов и др. (S.B. Popov, J.A. Pons, J.A. Miralles, P.A. Boldin and B. Posselt), MNRAS **401**, 2675 (2010).
34. Поссельт и др. B. Posselt, A. Karastergiou, S. Johnston, A. Parthasarathy, L.S. Oswald, R.A. Main, A. Basu, M.J. Keith, X. Song, P. Weltevrede, C. Tiburzi, M. Bailes, S. Buchner, M. Geyer, M. Kramer, R. Spiewak, V. Krishnan, and V. Venkatraman Krishnan) MNRAS **520**, 4582 (2023).
35. Рудерман, Сазерленд (M.A. Ruderman and P.G. Sutherland), Astrophys. J. **196**, 51 (1975).
36. Рэнкин (J. Rankin), Astrophys. J. **274**, 333 (1983).
37. Рэнкин (J. Rankin), Astrophys. J. **352**, 247 (1990).
38. Спитковский (A. Spitkovsky), Astrophys. J. **648**, L51 (2006),
39. Стайнбринг и др. (D.R. Stinebring, J.M. Cordes, J.M. Rankin, J.M. Weisberg and V. Borjakoﬀ), Astrophys. J. Suppl. **55**, 247 (1984).
40. Столлмен (G.M. Stollman), Astron. Astrophys. **178**, 143 (1987)
41. Таурис, Манчестер (T.M. Tauris, R.N. Manchester), MNRAS **298**, 625 (1998).
42. Тон, Ку (H. Tong and F.F.Kou), Astrophys. J. **837**, 117 (2017).
43. Тюльбашев С. Бескин В.С. Астрон. Журн. (2024) (в печати)
44. Филиппов, Крамер (A. Philippov and M. Kramer), Ann. Rev. Astron. Astrophys. **60**, 495 (2022).
45. Филиппов и др. (A.A. Philippov, A. Tchekhovskoy and J.G. Li), MNRAS **441**, 1879 (2014).
46. Филиппов и др. (A.A. Philippov, A. Tchekhovskoy and A. Spitkovsky), Astrophys. J. **815**, L19 (2015).
47. Фуше-Жигур, Каспи (C.-A. Faucher-Giguère and V.M. Kaspi), Astrophys. J. **643**, 332 (2006).
48. Хенкинс, Рэнкин (T.H. Hankins and J.M. Rankin), Astron. J. **139**, 168 (2010).
49. Экси и др. (K. Y. Ekşi, I.C. Andaç, S. Çıkıntođlu, E. Gügercinođlu, A. Vahdat Motlagh and B. Kızıltan), Astrophys. J. **823**, 34 (2016).

50. Юнг и др. (M.D.T. Young, L.S. Chan, R.R. Burman and D.G. Blair), MNRAS **402**, 1317 (2010).