

## МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

© 2021 г. В. С. Бескин<sup>1,2\*</sup>, Д. С. Загоруля<sup>2</sup>, А. Ю. Истомина<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт  
(национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 01.09.2021 г.

После доработки 06.10.2021 г.; принята к публикации 07.10.2021 г.

Для двух моделей эволюции радиопульсаров, соответствующих различным направлениям эволюции угла наклона магнитной оси к оси вращения  $\chi$  (в сторону малых углов  $\sim 0^\circ$  или углов, близких к  $90^\circ$ ), оценивается функция рождения нейтронных звезд по величине магнитного поля  $B$ . Показано, что для обеих моделей при магнитных полях  $B > 10^{12}$  Гс она имеет степенной вид с изломом в районе  $10^{13}$  Гс. При этом, однако, число рождаемых пульсаров со сверхсильным магнитным полем  $B > 10^{14}$  Гс в первой модели оказывается на порядок меньше, чем во второй.

*Ключевые слова:* радиопульсары, эволюция.

DOI: 10.31857/S0320010821100016

### ВВЕДЕНИЕ

Известно, что пятьдесят лет интенсивных исследований не привели к полному пониманию природы многих ключевых процессов, происходящих в магнитосфере радиопульсаров (Манчестер, Тейлор, 1977; Лайн, Грэм-Смит, 2012; Лоример, Крамер, 2012). Мы до сих пор не знаем ни механизма когерентного радиоизлучения, ни, например, ответа на ключевой вопрос эволюции (в область малых или больших, порядка  $90^\circ$ ) угла наклона магнитной оси к оси вращения. В частности, это связано с тем, что нам плохо известны распределения по начальным значениям периодов  $P$ , углов наклона  $\chi$  и магнитных полей  $B$  (Попов, Прохоров, 2007). Поэтому при статистическом анализе наличие нескольких фактически свободных функций не позволяет сделать уверенные выводы о характере эволюции нейтронных звезд. В итоге, несмотря на многочисленные попытки (Тейлор, Манчестер, 1977; Нараян, Острайкер, 1990; Регинбау, де Фрейтас Пачеко, 2001; Фоше-Жигье, Каспи, 2006; Гулон и др., 2014, 2015; Арзамасский и др., 2017), до сих пор не удалось сформулировать общепринятый тест, позволяющий определить направление эволюции угла наклона  $\chi$  (см., однако, Новоселов и др., 2020).

В этой работе мы показываем, что в предположении о независимости начальных значений  $P$ ,  $\chi$  и  $B$  анализ распределения пульсаров с малыми периодами  $0.03 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$  позволяет достаточно

уверенно определить функцию рождения пульсаров по магнитному полю  $Q_B(B)$ , по крайней мере, в области больших магнитных полей  $B > 10^{12}$  Гс. Это связано с тем, что выборка пульсаров с периодами  $0.03 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$  является достаточно однородной. Выбор такого диапазона связан также и с тем, что в этой области можно исследовать распределение пульсаров в рамках кинетического уравнения. Кроме того, мы отбрасываем миллисекундные пульсары, эволюция которых, как хорошо известно (Бисноватый-Коган, Комберг, 1976), отличается от эволюции большинства пульсаров.

В первой части сформулирована процедура определения начальных распределений по периоду  $P$ , углу наклона осей  $\chi$  и магнитному полю  $B$  на основе анализа кинетического уравнения, описывающего эволюцию нейтронных звезд. Показано, что помимо знания самого закона эволюции результат сильно зависит от функций видимости. Показано, что благодаря степенному распределению наблюдаемых пульсаров по периоду  $P$  и производной периода  $\dot{P}$  в диапазоне  $0.03 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$  функция рождения  $Q_B(B)$  также с хорошей точностью может быть аппроксимирована степенной зависимостью. Во второй части мы показываем, что как медианные значения  $B_{\text{med}}$ , так и число потенциальных магнетаров, т.е. исходное количество нейтронных звезд с магнитными полями, превышающими  $10^{14}$  Гс, сильно зависят от модели эволюции.

\*Электронный адрес: beskin@lpi.ru

## МЕТОД КИНЕТИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ

Как уже говорилось, в этой работе мы будем анализировать кинетическое уравнение для функции распределения нейтронных звезд  $N(P, \chi, B)$ :

$$\frac{\partial}{\partial P}(N\dot{P}) + \frac{\partial}{\partial \chi}(N\dot{\chi}) = Q(P, \chi, B), \quad (1)$$

в предположении о независимости начальных значений периода  $P$ , угла наклона  $\chi$  и магнитного поля  $B$ :  $Q(P, \chi, B) = Q_P(P)Q_\chi(\chi)Q_B(B)$ . Здесь  $Q$  есть скорость рождения пульсаров в Галактике, которая, как и функция распределения  $N(P, \chi, B)$ , предполагается независимой от времени. Кроме того, мы ограничимся диапазоном периодов  $0.03 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$ . Выбор такого диапазона связан, в частности, с тем, что для интересующих нас магнитных полей  $B > 10^{12} \text{ Гс}$  можно не учитывать линию смерти, зависящую от всех трех параметров (Арзамасский и др., 2017). В результате, как будет показано ниже, решение кинетического уравнения (1) распадается на произведение функций от  $P$ ,  $\chi$  и  $B$ , что и позволяет рассмотреть распределение по магнитному полю независимо от других переменных. Этот важный момент будет существенно использоваться нами в дальнейшем. Отметим также, что достаточно малые периоды (и, следовательно, малые возраста пульсаров) позволили пренебречь в уравнении (1) эволюцией магнитного поля.

Подчеркнем сразу, что интересующее нас стационарное распределение по начальным магнитным полям  $Q_B(B)$  отличается как от истинного стационарного распределения  $N(B) = \int N(P, \chi, B) dP d\chi$ , так и от наблюдаемого распределения  $N^{\text{obs}}(B) = \int N^{\text{obs}}(P, \chi, B) dP d\chi$ , которые связаны соотношением

$$N^{\text{obs}}(P, \chi, B) = V_{\text{beam}}^{\text{vis}} V_{\text{lum}}^{\text{vis}} N(P, \chi, B). \quad (2)$$

Здесь две функции видимости  $V_{\text{beam}}^{\text{vis}}(P, \chi, B)$  и  $V_{\text{lum}}^{\text{vis}}(P, \chi, B)$ , обусловленные соответственно диаграммой направленности и разбросом по энерговыделению (мы не видим слабые далекие источники), будут определены позднее. В частности, это связано с тем, что пульсары с сильным магнитным полем эволюционируют значительно быстрее, чем пульсары со слабым магнитным полем. Поэтому задачу о начальной функции распределения пульсаров по магнитному полю невозможно решить, не зная закон эволюции радиопульсаров.

Ниже мы рассмотрим две модели эволюции. В модели MHD (Спитковский, 2006; Филиппов и др., 2014) потери энергии имеют вид

$$W_{\text{tot}}^{\text{MHD}} \approx \frac{1}{4} \frac{B_0^2 \Omega^4 R^6}{c^3} (1 + \sin^2 \chi), \quad (3)$$

где  $B_0$  есть магнитное поле на магнитном полюсе пульсара. Благодаря инварианту

$$I^{\text{MHD}} = \frac{P \sin \chi}{\cos^2 \chi}, \quad (4)$$

соответствующему эволюции угла  $\chi$  к  $0^\circ$  (alignment), имеем

$$\dot{P} \approx \frac{\pi}{2} \frac{B_0^2 R^6 \Omega}{I_r c^3} (1 + \sin^2 \chi), \quad (5)$$

$$\dot{\chi} \approx -\frac{1}{4} \frac{B_0^2 R^6 \Omega^2}{I_r c^3} \sin \chi \cos \chi, \quad (6)$$

где  $I_r$  — момент инерции нейтронной звезды.

С другой стороны, в модели BGI (Бескин и др., 1993) потери энергии могут быть записаны как

$$W_{\text{tot}}^{\text{BGI}} \approx \frac{f_*^2 B_0^2 \Omega^4 R^6}{4 c^3} Q_{\text{BGI}} \cos^2 \chi. \quad (7)$$

Здесь

$$Q_{\text{BGI}} = A P^{15/14} B_{12}^{-4/7} \cos^{2d-2} \chi, \quad (8)$$

где  $A \approx 1$ ,  $d \approx 0.75$  (Новоселов и др., 2020), а безразмерная площадь полярной шапки  $f_*$  меняется от 1.59 до 1.96 при изменении угла  $\chi$  от  $0^\circ$  до  $90^\circ$ . Подчеркнем, что асимптотическое выражение (8), полученное в предположении  $Q_{\text{BGI}} < 1$ , справедливо как раз в рассматриваемом нами диапазоне малых периодов и больших магнитных полей. В итоге благодаря инварианту

$$I^{\text{BGI}} = \frac{P}{\sin \chi} \quad (9)$$

(угол  $\chi$  стремится к  $90^\circ$ , counter-alignment), получаем

$$\dot{P} \approx \frac{\pi f_*^2 B_0^2 R^6 \Omega}{2 I_r c^3} Q_{\text{BGI}} \cos^2 \chi, \quad (10)$$

$$\dot{\chi} \approx \frac{f_*^2 B_0^2 R^6 \Omega^2}{4 I_r c^3} Q_{\text{BGI}} \sin \chi \cos \chi. \quad (11)$$

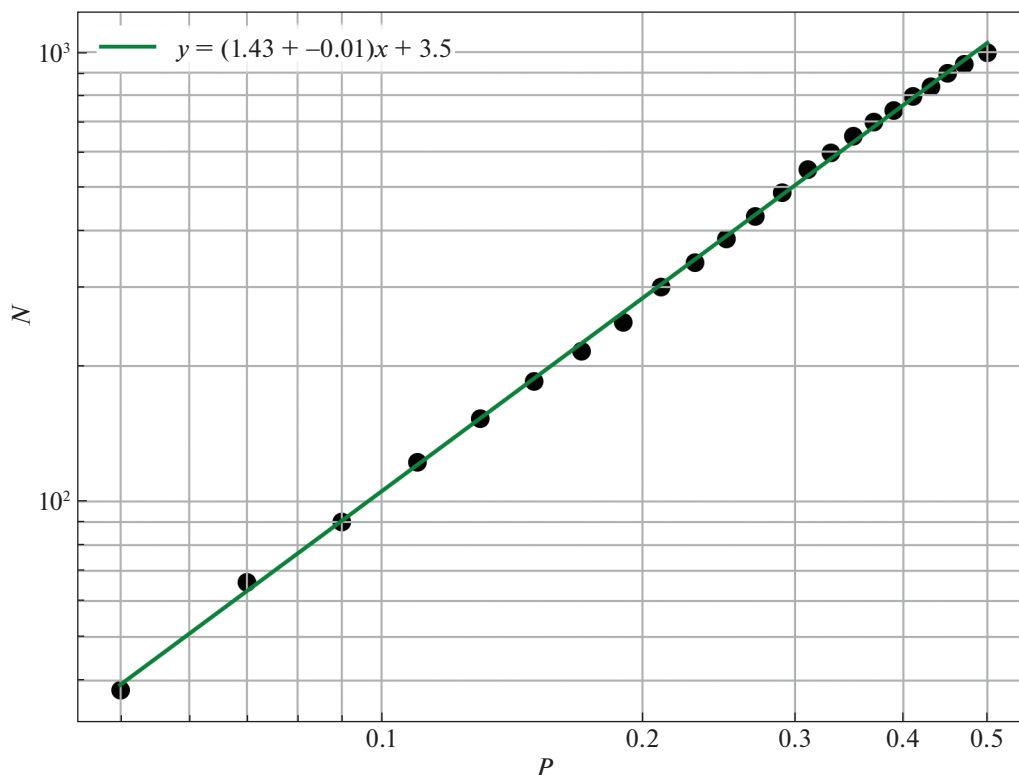
Решения кинетических уравнений дают (Арзамасский и др., 2017)

$$N^{\text{MHD}}(P, \chi, B) = \frac{P^2}{\cos^3 \chi} \frac{Q_B(B)}{B^2} \times \quad (12)$$

$$\times \int_{\chi}^{\pi/2} \frac{\cos^2 x}{\sin x} Q_\chi(x) Q_P \left( P \frac{\sin \chi \cos^2 x}{\cos^2 \chi \sin x} \right) dx,$$

$$N^{\text{BGI}}(P, \chi, B) = \frac{P}{\sin^2 \chi \cos^{2d-1} \chi} \frac{Q_B(B)}{B^{10/7}} \times \quad (13)$$

$$\times \int_0^\chi Q_\chi(x) Q_P \left( P \frac{\sin x}{\sin \chi} \right) \sin x dx.$$



**Рис. 1.** Наблюдаемое интегральное распределение пульсаров по периоду  $\mathcal{N}^{\text{obs}}(P) = \int^P N^{\text{obs}}(P')dP'$  в диапазоне  $0.03 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$ .

Перейдем теперь к обсуждению функции видимости, существенно влияющей на наблюдаемое распределение радиопульсаров. Она, как уже говорилось, распадается на две части. Геометрическая функция видимости определяется угловым раствором карандашной диаграммы направленности  $W_r$ :  $V_{\text{beam}}^{\text{vis}} = W_r \sin \chi$ . Иными словами, она пропорциональна площади, заметаемой диаграммой направленности на небесной сфере. Поскольку с хорошей точностью можно положить  $W_r = W_0/P^{0.5}$ , где  $W_0$  соответствует ширине  $\sim 3\text{--}5^\circ$  (Рэнкин, 1983, 1990; Масисьяк и др., 2012), получаем в итоге обычно используемое выражение

$$V_{\text{beam}}^{\text{vis}} = \frac{W_0}{P^{1/2}} \sin \chi. \quad (14)$$

Более сложной задачей является определение функции видимости, связанной с радиосветимостью пульсаров  $L_r$  (мы не видим слабые далекие источники). Поскольку далекие пульсары соответствуют дисковому распределению в Галактике (т.е. их число растет как  $r^2$ ), а наблюдаемый поток падает с расстоянием как  $r^{-2}$ , обычно предполагают, что функция видимости  $V_{\text{lum}}^{\text{vis}}$  пропорциональна радиосветимости  $L_r$ . При этом часто используется простая аппроксимация  $L_r \propto P^{-1}$  (Тейлор, Манчестер, 1977; Гуллон и др., 2014). Ниже мы будем

пользоваться статистической зависимостью (см. рис. 22 из обзора Бескин, 2018)

$$V_{\text{lum}}^{\text{vis}} = Q_{\text{BGI}}^{2.1 \pm 0.1} W_{\text{tot}}. \quad (15)$$

Она отражает уже много раз отмечавшееся в литературе наблюдаемое свойство радиопульсаров (см., например, Малов, Малов, 2006), состоящее в том, что отношение радиосветимости к полным потерям энергии существенно уменьшается с уменьшением периода пульсара  $P$ . Отметим, что эта зависимость, полученная из анализа данных наблюдений, может быть использована для обеих моделей эволюции.

Напомним, что выбор диапазона  $0.03 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$  связан еще и с тем, что в этой области наблюдаемое распределение пульсаров по периодам  $\mathcal{N}^{\text{obs}}(P)$  с хорошей точностью удовлетворяет степенной зависимости. В работах Арзамасского и др. (2017) и Новоселова и др. (2020) мы использовали приближение  $\mathcal{N}^{\text{obs}}(P) \propto P^{0.5}$ , которое позволяло провести интегрирование по углам в (12)–(13) аналитически. На самом деле, как показано на рис. 1, степенная зависимость интегральной функции распределения  $\mathcal{N}(P) = \int^P N(P')dP'$  имеет вид

$$\mathcal{N}^{\text{obs}}(P) \propto P^{1.43 \pm 0.01}. \quad (16)$$

Однако такое отличие не влияет на выводы, касающиеся распределения пульсаров по величине магнитного поля. Это замечательное свойство связано с тем, что обе функции видимости распадаются на произведения вида  $P^a f_1(B) f_2(\chi)$  с некоторыми показателями степени  $a$ , а границы интегрирования нашей выборки как по периоду  $P$ , так и по углу наклона осей  $\chi$  являются константами, поскольку, как уже говорилось, линия смерти для магнитных полей  $B > 10^{12}$  Гс не ограничивает возможность наблюдения пульсаров вплоть до углов наклона  $\chi \approx 90^\circ$ . Поэтому для любой степенной зависимости  $\mathcal{N}^{\text{obs}}(P)$  от  $P$  интегрирование в (12)–(13) по-прежнему будет приводить к выражениям вида  $P^a f_1(B) f_2(\chi)$ . Для этого нужно лишь предположить, что функция рождения  $Q_P(P)$  является степенной функцией своего аргумента. В результате распределение по магнитному полю отделяется от распределения по величинам  $P$  и  $\chi$ .

Отметим, что, как видно из общих соотношений (12)–(13), выбор степенной зависимости  $Q_P(P)$  в диапазоне периодов  $0.03 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$  не является нашим предположением, а следует из наблюдаемого степенного распределения пульсаров по величине  $P$  в этом диапазоне. Поэтому мы не будем рассматривать часто используемое гауссово распределение (см., например, Фоше-Жигье, Каспи, 2006, Гулон и др., 2014), так как это привело бы к противоречию с наблюдениями. Гауссово же распределение может быть разумным при обсуждении полной выборки пульсаров с произвольными периодами  $P$ , которое мы здесь не рассматриваем.

Что же касается определения самого распределения по магнитному полю, и, в частности, определения функции рождения  $Q_B(B)$ , то здесь, естественно, следует привлечь наблюдаемое распределение пульсаров по величине скорости замедления  $\dot{P}$ . Как показано на рис. 2 сплошными линиями, наблюдаемое интегральное распределение пульсаров  $\mathcal{N}^{\text{obs}}(\dot{P})$  по  $\dot{P}$  при  $\dot{P} > 10^{-15}$  в рассматриваемом нами диапазоне  $0.03 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$  также с хорошей точностью может быть аппроксимировано степенной зависимостью

$$\mathcal{N}^{\text{obs}}(\dot{P}) \propto \dot{P}^{-0.52 \pm 0.01}, \quad \dot{P} < 0.8 \times 10^{-13}, \quad (17)$$

$$\mathcal{N}^{\text{obs}}(\dot{P}) \propto \dot{P}^{-0.99 \pm 0.01}, \quad \dot{P} > 0.8 \times 10^{-13}, \quad (18)$$

хотя и с изломом при  $\dot{P} \approx 0.8 \times 10^{-13}$ . Здесь необходимо подчеркнуть, что также хорошим приближением является лог-нормальное распределение. Однако оно не предсказывает достаточно большого количества нейтронных звезд с “магнетарными” магнитными полями  $\sim 10^{15}$  Гс. Поскольку одной из целей настоящей работы является оценка количества нейтронных звезд со сверхсильным магнитным полем, мы здесь осознанно ограничиваемся обсуждением лишь степенных распределений.

Также необходимо отметить, что при  $\dot{P} < 2 \times 10^{-15}$  мы находимся уже в районе максимума распределения  $\mathcal{N}(\dot{P})$ . Поэтому в интегральном распределении  $\mathcal{N}(\dot{P})$  имеет место выполаживание при малых значениях производной периода. Понятно, что это вносит неопределенность при нахождении степенных зависимостей. С другой стороны, заметная неопределенность может быть связана с самим приближением двумя степенными функциями. Поэтому мы в качестве альтернативы рассмотрели непрерывное приближение (штриховая линия на рис. 2)

$$\mathcal{N}^{\text{obs}}(P) = C_1 \dot{P}^{-p_1} / (1 + C_2 \dot{P}^{p_2 - p_1}). \quad (19)$$

В этом случае получается для асимптотических областей

$$\mathcal{N}^{\text{obs}}(\dot{P}) \propto \dot{P}^{-0.35 \pm 0.01}, \quad \dot{P} < 0.8 \times 10^{-13}, \quad (20)$$

$$\mathcal{N}^{\text{obs}}(\dot{P}) \propto \dot{P}^{-1.27 \pm 0.01}, \quad \dot{P} > 0.8 \times 10^{-13}. \quad (21)$$

С другой стороны, для обеих моделей эволюции выражения для производной периода (5) и (10) вновь распадаются на произведения вида  $P^{a_i} f_1(B) f_2(\chi)$ , что позволяет в обоих случаях записать  $\dot{P} = B^\beta F(P, \chi)$ , где

$$\beta_{\text{MHD}} = 2, \quad (22)$$

$$\beta_{\text{BG1}} = 10/7. \quad (23)$$

Соответственно, степенной вид имеет и производная  $dB/d\dot{P}$ , необходимая для перехода от распределения по  $dB$  к распределению по  $d\dot{P}$ . Этот замечательный факт позволяет достаточно уверенно определить функцию рождения радиопульсаров  $Q_B(B)$ .

Действительно, записав асимптотику  $Q_B(B)$  в виде

$$Q_B(B) \propto B^{-b}, \quad (24)$$

отделяя во всех выражениях

$$\mathcal{N}^{\text{obs}}(\dot{P}) = \int \int dP d\chi \mathcal{N}^{\text{obs}}[B(\dot{P}), P, \chi] \frac{dB}{d\dot{P}} \quad (25)$$

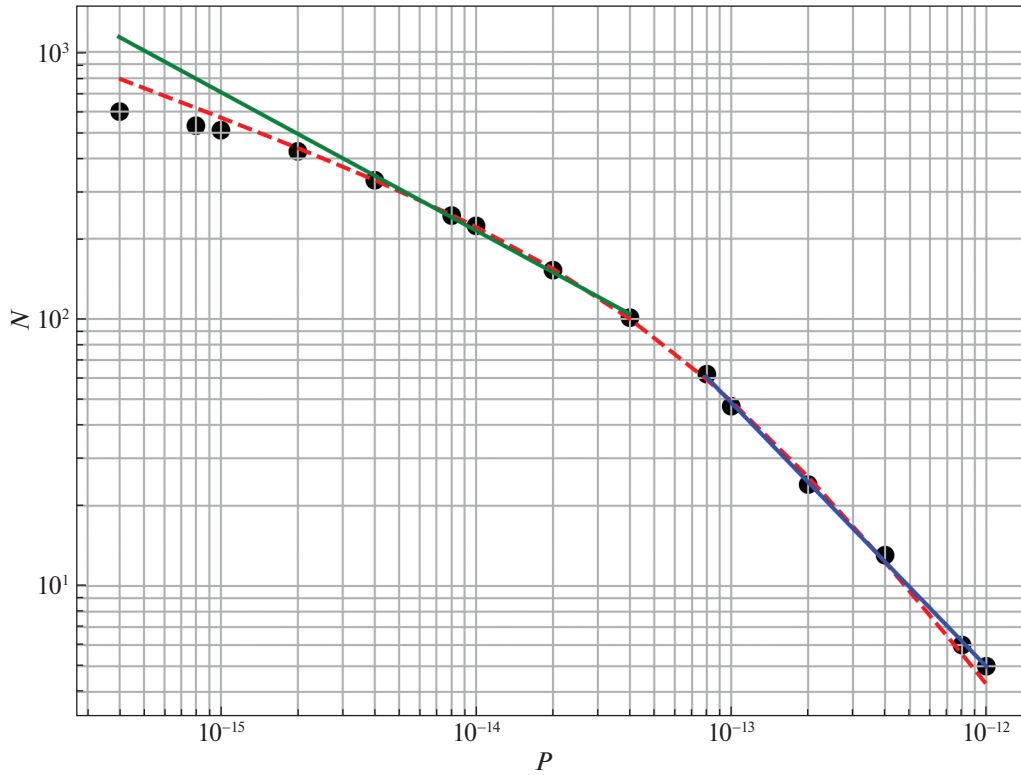
лишь зависимость от величины  $B$  (и вновь учитывая, что границы интегрирования по  $dP$  и  $d\chi$  являются константами) и сравнивая соответствующие степени  $\dot{P}$ , получаем окончательно с учетом неопределенностей в выражениях (15), (20) и (21)

$$Q_B(B) \propto B^{-0.6 \pm 0.1}, \quad (26)$$

$$B < B_{\text{br}}^{\text{MHD}} \approx 5.1 \times 10^{12} \text{ Гс},$$

$$Q_B(B) \propto B^{-2.1 \pm 0.2}, \quad (27)$$

$$B > B_{\text{br}}^{\text{MHD}},$$



**Рис. 2.** Наблюдаемое интегральное распределение пульсаров по производной периода  $\mathcal{N}^{\text{obs}}(\dot{P}) = \int_{\dot{P}} N^{\text{obs}}(\dot{P}') d\dot{P}'$  в диапазоне  $0.03 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$ .

для модели MHD и

$$Q_B(B) \propto B^{-0.4 \pm 0.1}, \quad (28)$$

$$B < B_{\text{br}}^{\text{BGI}} \approx 2.5 \times 10^{13} \text{ Гс},$$

$$Q_B(B) \propto B^{-1.4 \pm 0.2}, \quad (29)$$

$$B > B_{\text{br}}^{\text{BGI}},$$

для модели BGI. Здесь неопределенность связана главным образом с двумя рассмотренными выше аппроксимациями распределения пульсаров по величине производной  $\dot{P}$ . При этом для определения величин  $B_{\text{br}}$ , задающих положение излома, мы воспользовались выражениями для производных периода (5) и (10) для  $P = 0.3 \text{ с}$ ,  $\dot{P} = 0.8 \times 10^{-13}$ ,  $\chi = 30^\circ$ ,  $R = 12.5 \text{ км}$  и  $I_{\text{r}} = 1.5 \times 10^{45} \text{ г см}^2$  (Арзамасский и др., 2017), что дает

$$B_{\text{br}}^{\text{MHD}} \approx 5.1 \times 10^{12} \text{ Гс}, \quad (30)$$

$$B_{\text{br}}^{\text{BGI}} \approx 2.5 \times 10^{13} \text{ Гс}. \quad (31)$$

В заключение этого раздела сделаем еще одно важное замечание. Как уже отмечалось, в нашем предыдущем анализе (Арзамасский и др., 2017; Новоселов и др., 2020) использовались соотношения  $N^{\text{obs}}(P) \propto P^{1/2}$  и  $V_{\text{lum}}^{\text{vis}} \propto P^{-1}$ . Для таких зависимостей от периода  $P$  кинетические уравнения (12) и (13) давали  $Q_P(P) \approx \text{const}$  для модели

MHD и  $Q_P(P) \propto P$  для модели BGI. Если же воспользоваться более точными соотношениями (15) и (16), то тогда элементарный анализ кинетических уравнений (12) и (13) приводит к соотношениям

$$Q_P^{\text{MHD}}(P) \propto P^{0.7 \pm 0.1}, \quad (32)$$

$$Q_P^{\text{BGI}}(P) \propto P^{0.6 \pm 0.1}. \quad (33)$$

Как мы видим, обе модели дают практически одинаковый результат. Это связано с тем, что отличие в предынтегральных выражениях в (12) и (13) компенсируется дополнительным фактором  $Q_{\text{BGI}}$  в (7).

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Посмотрим теперь, какие выводы можно сделать из полученных выше результатов. Прежде всего, отметим степенное, а не экспоненциальное спадание распределений  $N_B(B)$  при больших значениях  $B$ . Такой характер, уже не раз отмечавшийся нами ранее (Бескин и др., 1993; Бескин, Елисеева, 2005), существенно отличается от обычно используемого log-нормального распределения (Регинбау, де Фрейтас Пачеко, 2001; Гулон и др., 2014).

Далее, как мы видим, для обеих моделей выполнены условия  $b_1 < 1$  для  $B < B_{\text{cr}}$  и  $b_2 > 1$  для

$B > B_{\text{сг}}$ . Это означает, что наибольшее количество нейтронных звезд при рождении имеет магнитные поля в районе  $B_{\text{бг}}$ . Оценивая наименьшие и наибольшие магнитные поля как  $B_{\text{min}} = 10^{11}$  Гс и  $B_{\text{max}} = 10^{15}$  Гс (результаты слабо зависят от этих величин), получаем для медианных значений с учетом разбросов величин  $b_1$  и  $b_2$

$$B_{\text{med}}^{\text{MHD}} \approx (3 - 5) \times 10^{12} \text{ Гс}, \quad (34)$$

$$B_{\text{med}}^{\text{BGI}} \approx (3 - 6) \times 10^{13} \text{ Гс}. \quad (35)$$

Как мы видим, модели MHD и BGI дают существенно различные результаты. При этом заметное превышение медианных значений  $B_{\text{med}}$  над средними значениями наблюдаемых пульсаров не должно вызывать удивления. Дело в том, что пульсары с сильными магнитными полями очень быстро эволюционируют, поэтому их относительное наблюдаемое количество оказывается гораздо меньше исходного.

Конечно, было бы очень заманчиво сравнить предсказания для потенциальных магнетаров, т.е. нейтронных звезд со сверхсильными магнитными полями. Напомним, что Регинбау и де Фрейтас Пачеко (2001) дают 23% для пульсаров с  $B > 10^{14}$  Гс, а Гулон и др. (2015) — 0.7% для пульсаров с  $B > 10^{15}$  Гс. Однако, как показано на рис. 2, наш анализ может дать уверенные результаты лишь для магнитных полей, соответствующих производной периода  $\dot{P} < 10^{-12}$ , что соответствует магнитным полям  $B < 0.2 \times 10^{14}$  Гс для модели MHD и  $B < 2 \times 10^{14}$  Гс для модели BGI. Как мы видим, в обоих случаях можно получить лишь грубую верхнюю оценку на число рождаемых пульсаров с магнитными полями  $B > 2 \times 10^{14}$  Гс, да и то лишь для модели BGI. В итоге такая оценка сверху для числа рождаемых пульсаров с магнитным полем  $B > 10^{14}$  Гс составляет 1–4% для модели MHD, тогда как в модели BGI мы имеем уже 20–40%. Что же касается оценки пульсаров с начальным магнитным полем  $B > 10^{15}$  Гс, то мы считаем, что наш подход не позволяет сделать какое-нибудь уверенное предсказание. Отметим наконец, что если бы мы для экстраполяции распределения по производной периода использовали стандартное логнормальное распределение, то число нейтронных звезд с магнетарными полями было бы экспоненциально мало.

Сделанные нами выше выводы являются, конечно же, модельно зависимыми, поскольку мы ограничивались лишь случаем, когда функция рождения  $Q(B, \chi, P)$  может быть представлена как произведение  $Q_B(B)Q_\chi(\chi)Q_P(P)$ . Подробный анализ более общего случая, однако, выходит за рамки настоящей работы. Тем не менее ниже мы покажем, что полученные выше функции рождения

$Q_P(P)$  и  $Q_B(B)$  не противоречат наблюдаемому распределению пульсаров.

На рис. 3 приведены наблюдаемые полные распределения пульсаров по периоду  $P$  и производной периода  $\dot{P}$  в диапазоне  $0.033 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$ , а также предсказания двух моделей эволюции. При этом для обеих моделей были выбраны соответствующие функции рождения  $Q_P(P)$ ,  $Q_B(B)$  и  $Q_\chi(\chi)$ . В свою очередь, линия смерти выбиралась из условия  $Q_{\text{BGI}} = 1$ . Как мы видим, обе модели достаточно хорошо описывают наблюдаемые распределения. При этом, как и должно было быть в диапазоне периодов  $P < 0.5 \text{ с}$ , они практически совпадают друг с другом, несмотря на существенное отличие в функциях рождения  $Q_B(B)$  и  $Q_\chi(\chi)$ . В этой работе мы не будем рассматривать весь диапазон периодов  $P$ , так как результат будет существенно зависеть от неизвестной нам функции рождения  $Q_P(P)$  при  $P > 0.5 \text{ с}$ .

Интересно также проверить, как полученные выше распределения по магнитному полю соотносятся с параметрами молодых пульсаров, которые должны в большей степени, чем полная выборка, нести информацию о начальных магнитных полях нейтронных звезд. На рис. 4 показаны интегральные распределения наблюдаемых молодых (с динамическим возрастом  $P/(2\dot{P}) < 10^5$  лет) пульсаров по магнитному полю  $\mathcal{N}(B)$  для рассматриваемого здесь диапазона  $0.03 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$ . При этом, следуя работе Новоселова и др. (2020), магнитные поля определялись по формулам

$$B_{12}^{\text{MHD}} \approx P^{1/2} \dot{P}_{-15}^{1/2}, \quad (36)$$

$$B_{12}^{\text{BGI}} \approx P^{-1/20} \dot{P}_{-15}^{7/10}. \quad (37)$$

В этом случае наблюдаемые распределения для двух моделей эволюции  $N_{\text{obs}}(B) \propto B^{-q}$  могут быть легко получены из соотношений (12)–(13) и соответствующих функций видимости:  $q = b + 1.2$ . В результате получаем для магнитных полей  $B > B_{\text{бг}}$ :

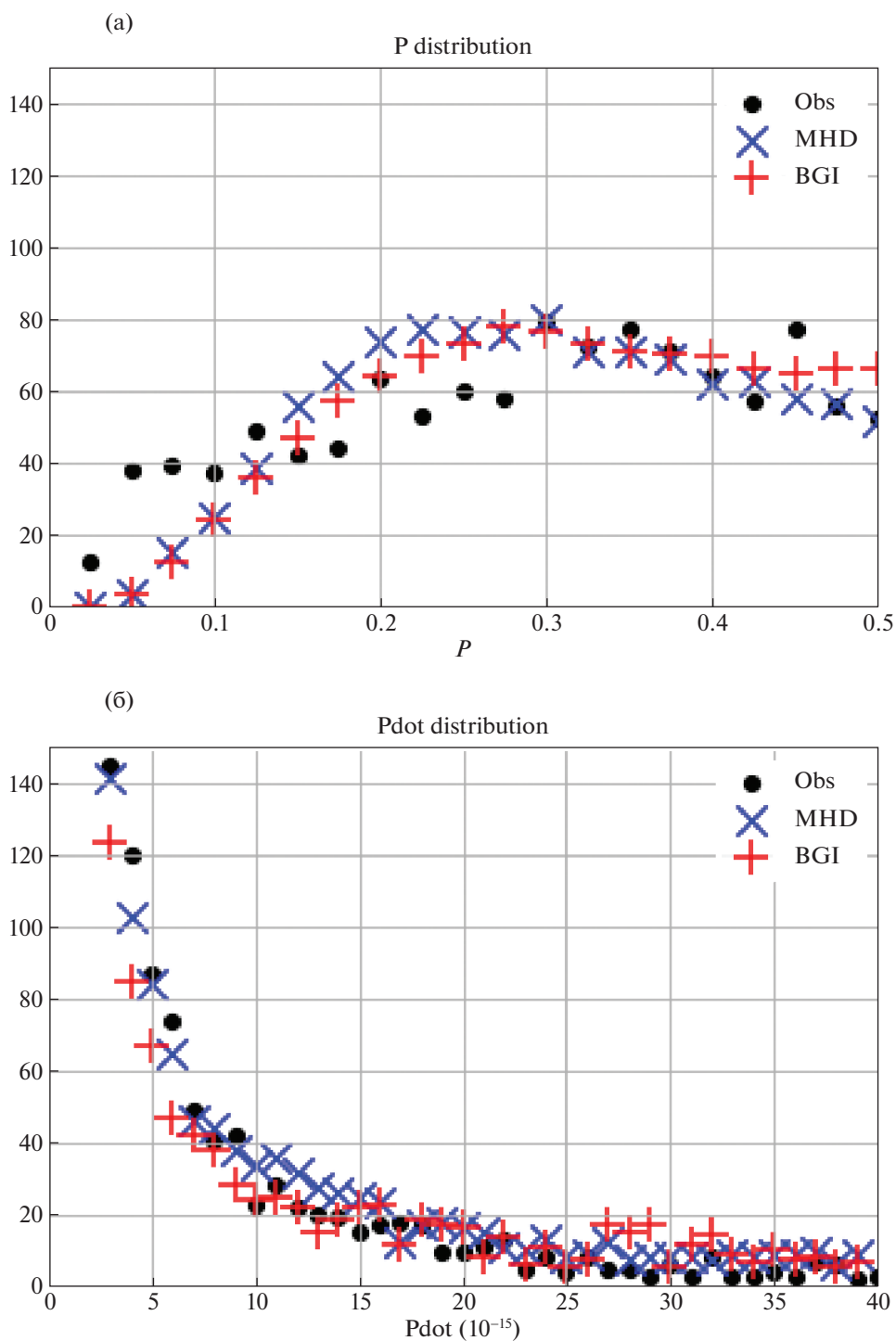
$$N^{\text{MHD}}(B) \propto B^{-3.2 \pm 0.2}, \quad (38)$$

$$\mathcal{N}^{\text{MHD}}(B) \propto B^{-2.2 \pm 0.2},$$

$$N^{\text{BGI}}(B) \propto B^{-2.6 \pm 0.2}, \quad (39)$$

$$\mathcal{N}^{\text{BGI}}(B) \propto B^{-1.6 \pm 0.2}.$$

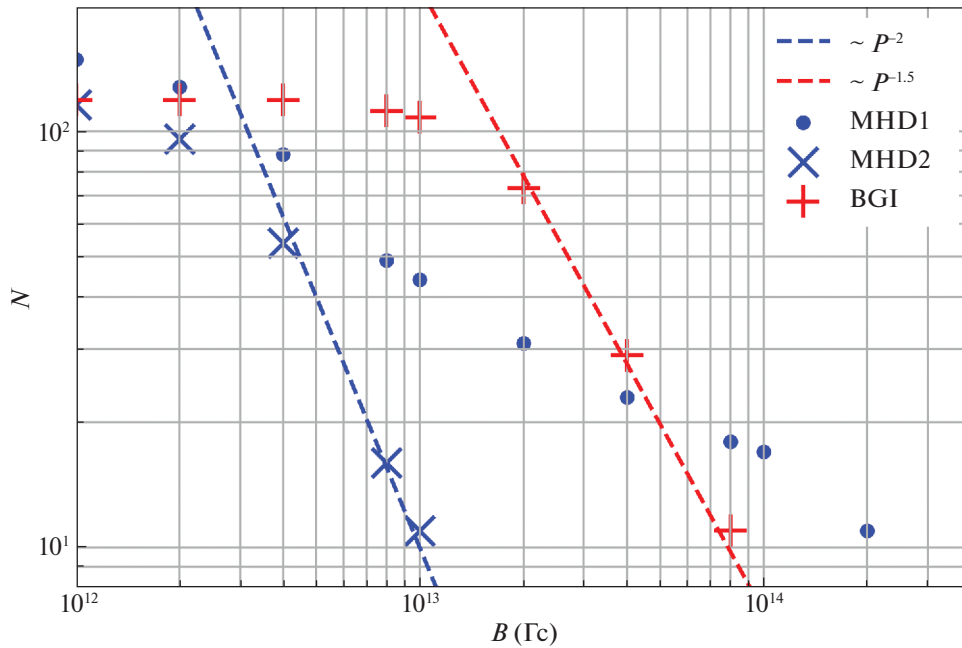
Здесь неопределенность вновь связана с двумя рассмотренными выше аппроксимациями распределения пульсаров по величине производной  $\dot{P}$ . Зависимости (39)–(40) показаны на рис. 4 штриховыми линиями. Как мы видим, для быстрых пульсаров с хорошей точностью воспроизводятся как наклон распределения при  $B > B_{\text{бг}}$  и положение излома.



**Рис. 3.** Распределение наблюдаемых пульсаров по периоду  $P$  (а) и производной периода  $\dot{P}$  (б), а также предсказания для двух моделей эволюции.

Отметим, что если построить распределение по магнитному полю для всех возрастов, то получилось бы распределение, в точности соответствующее зависимостям (26)–(29), поскольку величины  $B$  и  $\dot{P}$  связаны соотношениями (5) и (10). С другой стороны, если не ограничиваться диапазоном

периодов  $0.03 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$ , то, как показано на рис. 4 пунктиром, распределение пульсаров с динамическим возрастом  $P/(2\dot{P}) < 10^5$  уже существенно отличается от предсказания теории. Это неудивительно, поскольку для периодов  $P > 0.5 \text{ с}$  в игру должны вступить такие факторы, как необхо-



**Рис. 4.** Наблюдаемые интегральные распределения молодых пульсаров по магнитному полю  $\mathcal{N}(B)$ , а также предсказания для двух моделей эволюции для рассматриваемого здесь диапазона  $0.03 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$ . Для модели МНД точками показано также интегральное распределение молодых пульсаров  $\mathcal{N}(B)$  для всех возрастов.

димостью учета линии смерти, отсутствие степенной зависимости  $Q_P(P)$  и т.д. Поэтому вопрос о том, справедливо ли для всех периодов предположение о независимости функций рождения, требует отдельного исследования, выходящего за рамки настоящей работы.

Удостоверившись, что наше моделирование корректно описывает эволюцию пульсаров при малых периодах, интересно оценить количество соосных и ортогональных интеримпульсных пульсаров для новых функций рождения  $Q_B(B)$  и  $Q_P(P)$  и сравнить их с результатами, полученными ранее в работах Арзамасского и др. (2017) и Новоселова и др. (2020), в которых использовались несколько иные функции рождения. При этом мы сможем понять, насколько предсказания различных моделей зависят от вида функций рождения. Напомним, что большинство интеримпульсных пульсаров имеют периоды  $P$  меньше 0.5 с, и поэтому для этой оценки нам не нужно делать никаких дополнительных предположений о виде функций рождения при  $P > 0.5 \text{ с}$ . Согласно упомянутым выше работам, по данным различных каталогов число соосных интеримпульсных пульсаров должно составлять 0.4–1% от полного числа пульсаров в диапазоне периодов  $0.03 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$ , а число ортогональных интеримпульсных пульсаров с учетом статистических поправок (в частности, в связи с невозможностью наблюдать слабый интеримпульс) должно составлять 2.5–5.5%. Что же касается функций видимости интеримпульсных

пульсаров, то они были подробно описаны в указанных выше работах.

В результате, как оказалось, количество интеримпульсных (как соосных, так и ортогональных) пульсаров несильно отличается от значений, полученных нами ранее. Так, согласно работе Арзамасского и др. (2017), число соосных интеримпульсных пульсаров для ширины диаграммы направленности  $W_0 = 5.8^\circ/\sqrt{P}$  в модели МНД составляет 0.6–1.8% от полного числа пульсаров в диапазоне периодов  $0.03 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$ , и 0.1–0.4% в модели ВГИ. Расчет, проведенный в рамках приближения, рассматриваемого в данной работе, дает 1.0% в модели МНД и 0.25% в модели ВГИ. Соответственно, согласно работе Новоселова и др. (2020), число ортогональных интеримпульсных пульсаров для ширины диаграммы направленности  $W_0 = 5^\circ/\sqrt{P}$  в модели МНД составляет 0.8–1.5% (также от полного числа пульсаров в диапазоне периодов  $0.03 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$ ) и 2.8–8.3% в модели ВГИ. В рамках настоящей работы получаем 1.1% в модели МНД и 4.4% в модели ВГИ. Тем самым, мы попутно показали, что наблюдаемое распределение радиопульсаров по периодам слабо зависит от функций распределения по начальному периоду  $P$  и магнитному полю  $B$ . При этом сильная зависимость от начального угла наклона  $\chi$  также была подтверждена. Но, конечно же, главным здесь является подтверждение основного вывода, сделанного в работе Новоселова и др. (2020):



количество наблюдаемых ортогональных интеримпульсных пульсаров согласуется с моделью ВGI и не согласуется с моделью МHD.

Авторы выражают признательность А.В. Бирюкову и Е.М. Новоселову за полезное обсуждение, а также Р.В. Тодорову за помощь в проведении вычислений. Благодарим также рецензентов за важные замечания, позволившие существенно прояснить многие вопросы, затронутые в статье. Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 20-02-00469).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Арзамасский и др. (L.I. Arzamasskiy, V.S. Beskin, and K.K. Pirov), *MNRAS* **466**, 2325 (2017).
2. Бескин В.С., *УФН* **188**, 377 (2018).
3. Бескин и др. (V.S. Beskin, A.V. Gurevich, and Ya.N. Istomin), *Physics of the Pulsar Magnetosphere* (Cambridge, Cambridge Univ. Press, 1993).
4. Бескин В.С., Елисеева С.А., Письма в *Астрон. журн.* **31**, 290 (2005) [V.S. Beskin and S.A. Eliseeva, *Astron. Lett.* **31**, 263 (2005)].
5. Бисноватый-Коган Г.С., Комберг Б.В., Письма в *Астрон. журн.* **2**, 338 (1976) [G.S. Bisnovatyii-Kogan and B.V. Komberg, *Sov. Astron. Lett.* **2**, 130 (1976)].
6. Гулон и др. (M. Gullón, J.A. Miralles, D. Viganò, and J.A. Pons), *MNRAS* **443**, 1891 (2014).
7. Гулон и др. (M. Gullón, J.A. Pons, J.A. Miralles, D. Viganò, N. Rea, and R. Perna), *MNRAS* **454**, 615 (2015).
8. Лайн, Грэм-Смит (A. Lyne and F. Graham-Smith), *Pulsar Astronomy* (Cambridge, Cambridge Univ. Press, 2012).
9. Лоример, Крамер (D.R. Lorimer and M. Kramer), *Handbook of Pulsar Astronomy* (Cambridge, Cambridge Univ. Press, 2012).
10. Малов И.Ф., Малов О.И., *Астрон. журн.* **50**, 483 (2006).
11. Манчестер Р., Тейлор Дж., *Пульсары* (М.: Мир, 1977).
12. Масисяк и др. (K. Maciesiak, J. Gil, and G. Melikidze) *MNRAS* **424**, 1762 (2012).
13. Нараян, Острайкер (R. Narayan and J.P. Ostriker), *Astrophys. J.* **352**, 222 (1990).
14. Новоселов и др. (Е.М. Novoselov, V.S. Beskin, А.К. Galishnikova, М.М. Rashkovetskiy, and А.В. Biryukov), *MNRAS* **494**, 3899 (2020).
15. Попов С.Б., Прохоров М.Е., *Успехи физ. наук* **177**, 1179 (2007).
16. Регинбау, де Фрейтас Пачеко (T. Regimbau and J.A. de Freitas Pacheco), *Astron. Astrophys.* **374**, 182 (2001).
17. Рэнкин (J.M. Rankin), *Astrophys. J.* **274**, 333 (1983).
18. Рэнкин (J.M. Rankin), *Astrophys. J.* **352**, 247 (1990).
19. Спитковский (A. Spitkovsky), *Astrophys. J.* **648**, L51 (2006).
20. Тейлор, Манчестер (J.H. Taylor and R.N. Manchester), *Astrophys. J.* **215**, 885 (1977).
21. Филиппов и др. (A. Philippov, A. Tchekhovskoy and J.G. Li), *MNRAS* **441**, 1879 (2014).
22. Фоше-Жигье, Каспи (С.-А. Faucher-Giguère and V.M. Kaspi), *Astrophys. J.* **643**, 332 (2006).