

МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ РАДИОПУЛЬСАРОВ

В. М. Конторович*

*Радиоастрономический институт НАН Украины, Харьков, 61002
Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, Украина, 61022*

По высокочастотному обрыву (излому) спектра в предположении генерации радиоизлучения в полярном зазоре определены магнитные поля в области полярной шапки для 33-х одиночных пульсаров из Пушинской выборки. В модели преобладающих магнито-дипольных потерь для пульсаров этой выборки найдены углы между осями. Близость значительного числа углов к 90° в отсутствие интеримпульсов для этих пульсаров может поставить под сомнение преобладание магнито-дипольных потерь. В случае токовых потерь может быть определён продольный ток через магнитосферу.

1. ВВЕДЕНИЕ

Важнейшей характеристикой пульсаров является значение напряженности магнитного поля на поверхности звезды. В отличие от рентгеновских пульсаров, где наблюдение циклотронной линии в спектре позволяет определить значение магнитного поля, в радиопульсарах поле оценивается косвенно по произведению периода на его производную в предположении магнитодипольных потерь. Эти значения поля фигурируют во всех каталогах пульсаров. Между тем, в литературе уже давно высказывались опасения, что эти значения поля не соответствуют действительности, т.к. существует целый ряд диссипативных механизмов, которые приводят к потерям, в определенных ситуациях превышающим магнитодипольные. Об этом свидетельствует также индекс торможения, существенно отличающийся от магнитодипольного значения у многих пульсаров.

Возможность наблюдения циклотронной линии железа **в спектре рентгеновских пульсаров** была предсказана Ю.Н.Гнединым и Р.А.Сюняевым. Благодаря ее наблюдению удалось определить магнитное поле нейтронной звезды, входящей в состав рентгеновского пульсара.

В случае **радиопульсаров** такая возможность отсутствует. Тем не менее можно попытаться определить магнитное поле радиопульсара по особенностям его **спектра радиоизлучения** (Рис. 1.) в случае преобладания механизма излучения за счет продольного ускорения в полярном зазоре.

В данной работе предлагается использовать для определения магнитного поля одиночных радиопульсаров такие особенности спектра радиоизлучения пульсаров, как высокочастотный обрыв спектра и (или) низкочастотный завал (положение максимума спектра) [1-3]. (См. также обсуждение проблемы в [4]).

*E-mail: vkont@rian.kharkov.ua

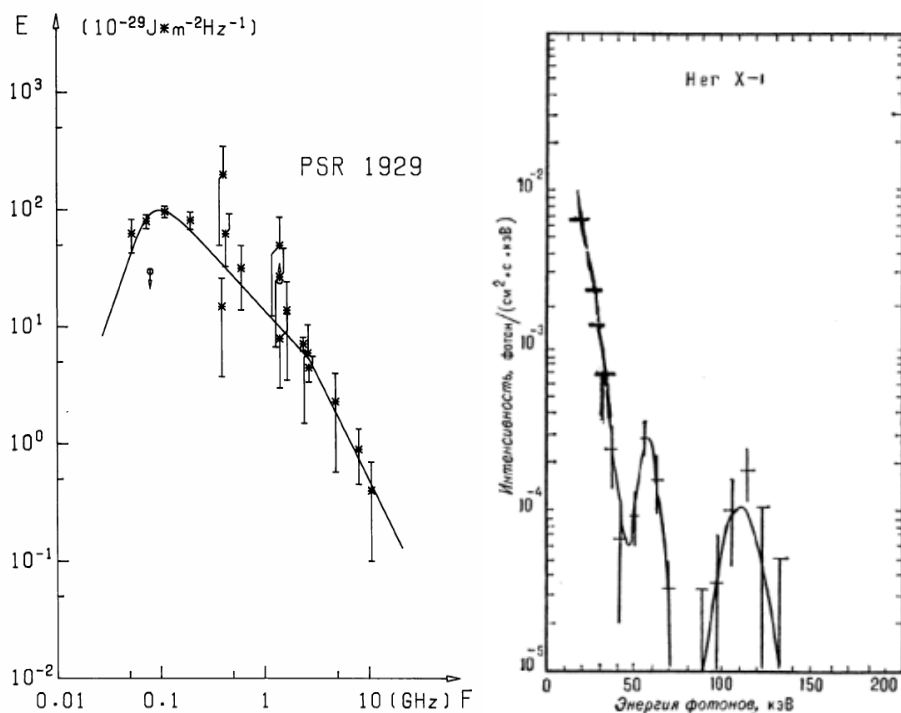


Рис. 1. Слева: Пример спектра с вч изломом и нч завалом из каталога Малофеева [1,2]. Для 32 пульсаров, у которых наблюдается и вч излом и нч завал спектра, из наблюдений [3] следует связь между этими частотами. Справа: Гиропиния железа 56 кэВ в спектре Геркулес X-1 (И. Трюмпер и др). Магнитное поле на поверхности нейтронной звезды оказалось равным $5 \cdot 10^{12}$ Гс (Энциклопедия «Физика космоса» [5]).

Такая возможность предполагает, что радиоизлучение в пульсарах данной выборки возникает в полярном зазоре [6], причем мы ограничимся случаем, когда оно возникает за счет продольного ускорения электронов [7,8]. Так как каталожное¹ магнитное поле [9] в качестве множителя содержит синус угла между осью вращения и магнитной осью, а поле, определяемое по завалу спектра, содержит косинус этого угла, их отношение в модели магнито-дипольных потерь представляет собой тангенс угла между осями. После чего находится как угол, так и абсолютная величина магнитного поля.

Поскольку оказалось, что значительное число пульсаров, согласно данной схеме, имеет углы, достаточно близкие к 90° или к 0° , среди них должны были бы преобладать пульсары с интеримпульсами. Этого, однако не наблюдается. Так, из шести пульсаров списка с углами, большими 75° , только два имеют интеримпульсы. Поэтому преобладание магнито-дипольных потерь оказывается проблематичным (ср. [4]).²

В случае, если преобладает токовый механизм потерь, определенное нами отношение полей описывает продольный ток через магнитосферу, являющийся ключевым

¹ Удвоенное, т.к. нас интересует магнитное поле в области полярной шапки, а не на экваторе.

² Впрочем, для окончательного вывода необходим более детальный анализ поведения продольного электрического поля вблизи поверхности полярной шапки (см. сноски 4 и 5). Для уверенных оценок следует также учитывать ширину диаграммы излучения.

параметром в такой модели [10]. Для определения величины поля в этом случае требуется знать угол между осями, найденный по другим данным. (см., например, [3, 11-12]).

В заключение обсуждаются перспективы и ограничения предлагаемого метода.

2. ФИЗИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ

Физический механизм, лежащий в основе данного измерения магнитного поля, связан с тем, что ускоряющее электрическое поле в зазоре своим происхождением обязано магнитному полю и вращению. Механизм излучения во внутреннем зазоре за счет продольного ускорения [7,8] в нарастающем от нуля электрическом поле, по-видимому, является преобладающим для Пушинской выборки пульсаров [1-3]), что позволяет связать эти особенности спектра с магнитным полем. Обрыв спектра связан с выключением процесса излучения за счет продольного ускорения по достижении электроном релятивистских скоростей [7]. Критерием применимости может служить существование корреляции $\langle v_{tr} \rangle = 0.1 \langle v_{cf} \rangle$ высокочастотного обрыва и низкочастотного завала [3], по-видимому связанной с особенностями ускорения частиц в зазоре [8] при свободном выходе электронов с поверхности звезды.

Радиоизлучение пульсаров в зазоре за счет продольного ускорения объясняет положение вч излома, частоты максимума и их зависимости от параметров пульсара для Пушинской выборки. Аналитическое выражение для частоты вч излома и частоты максимума радиоизлучения в пульсарах со свободным выходом электронов с поверхности при этом механизме согласно [13] имеет вид:

$$v_{cf} = \sqrt{2} \cdot 10^9 \text{ Hz} \sqrt{\left(\frac{B}{2 \cdot 10^{12} \text{ G}}\right) \cdot \left(\frac{1 \text{ s}}{P}\right)} \quad (2.1)$$

$$v_{tr} = \frac{v_{cf}}{\frac{\pi}{2\sqrt{2}} \ln \frac{4c^2}{V_T^2}} \approx 0.1 \cdot v_{cf}, \quad \left(\ln \frac{4c^2}{V_T^2} \approx 9.2\right) \quad (2.2)$$

Связь частот высокочастотного излома и низкочастотного завала спектра при условии преобладания обсуждаемого механизма радио излучения [14] является следствием того же механизма ускорения в нарастающем от нуля поле на поверхности пульсара. Эти формулы служат теоретическим объяснением зависимостей (см. ниже), обнаруженных Малофеевым и Маловым при анализе данных Пушинского каталога спектров пульсаров [3]. Напомним, что при данном механизме практически вся мощность попадает в радиодиапазон, гигантские радиоимпульсы и гамма излучение (за счет ОКР) высвечиваются через

просветы в магнитосфере (в том числе через волновод вблизи от магнитной оси и слоты), приводя к зависимости частоты появления гигантских импульсов от фазы импульса [15] и к корреляции радио и гамма излучения [16, 6, 7].

Характерной особенностью предложенного механизма излучения в зазоре является ограничение возникающего радиоизлучения по частоте. Для Пуццинской выборки сильных пульсаров это проявляется в виде высокочастотного (вч) излома спектра на частоте. (При этом в игру вступает следующий по мощности механизм излучения из достаточно богатого набора возможных механизмов излучения для пульсаров). Согласно наблюдательным данным [1-3] частота излома зависит от периода и коррелирует с частотой нч завала (максимума в спектре):

$$\langle v_{cf} \rangle = 1.4 \cdot 10^9 \text{ Hz} \cdot \left(\frac{1 \text{ s}}{P} \right)^{0.46 \pm 0.18} \quad (2.3)$$

$$\langle v_{tr} \rangle = 0.1 \langle v_{cf} \rangle \quad (2.4)$$

Связь частот вч излома и нч завала для Пуццинской выборки [3] играет принципиальную роль в рассматриваемом нами механизме и объясняется особенностями ускорения частиц в зазоре [8]. Обсуждаемая теория подтверждает эту зависимость частоты излома от периода пульсара и корреляцию с частотой максимума и предсказывает (2.1), что является крайне существенным, зависимость частоты излома от магнитного поля [7]. Для перехода от теоретической зависимости (2.1)-(2.2) к наблюдаемым закономерностям (2.3)-(2.4) требуется провести усреднение по магнитным полям (чему соответствуют скобки в (2.3)-(2.4)).

Ускорение электрона, имеющего малые тепловые скорости на поверхности пульсара проходит через максимум в ускоряющем поле и стремится к нулю в релятивистской области скоростей (Рис. 2 и 3).

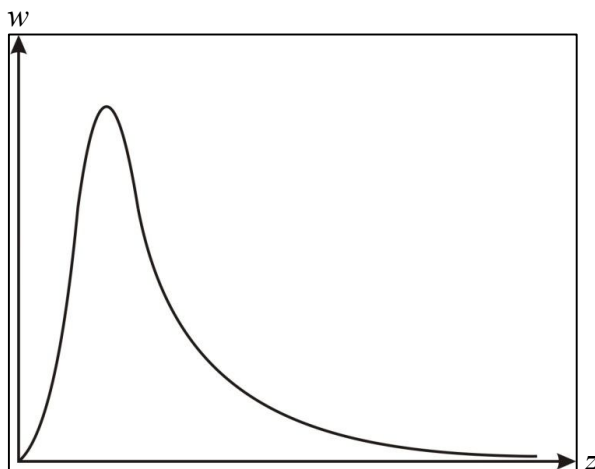


Рис. 2. Ускорение электронов w в нарастающем от нуля на поверхности продольном электрическом поле проходит через максимум и стремится к нулю по мере приближения скорости электрона к скорости света [7,8].

Соответственно, спектр излучения при данном механизме обрывается на высоких частотах [7], приводя к вч излому.

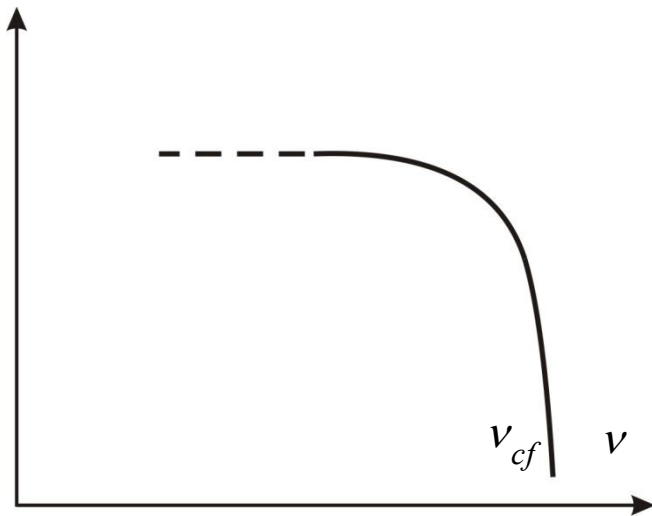


Рис. 3. Спектр излучения ускоренного в нарастающем поле электрона [7] обрывается по достижении электроном релятивистских энергий. В этом физическая причина вч излома, когда на смену излучению при продольном ускорении приходят другие механизмы излучения.

3. ВЫРАЖЕНИЕ ДЛЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Выражение для магнитной индукции B в терагауссах через период P в секундах и частоту обрыва спектра в Гигагерцах, ν_{cf} (Конторович, EMES'2012 [13]) согласно (2.1) мы примем в виде

$$B = P \cdot \nu_{cf}^2 \quad (3.1)$$

Безразмерный численный коэффициент порядка единицы опущен в данном изложении. Он зависит от геометрии, модели ускоряющего электрического поля на полярной шапке вблизи от поверхности звезды, в том числе, возможно, из-за влияния эффектов ОТО, и требует уточнения. Сравнение с данными для Пушинской выборки показывает, что значения индукции B имеют нужный порядок величины (несколько терагаусс, Рис. 4-6, Таб. 1).

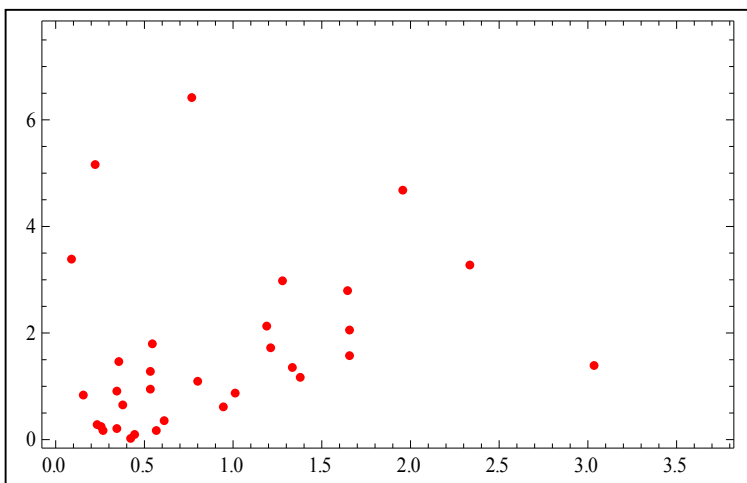


Рис. 4. Зависимость удвоенного каталожного магнитного поля (на полюсе в дипольной модели) от периода для Пушинской выборки 33 пульсаров. Точка для PSR №6 с наибольшим периодом не поместилась на графике. Значение поля в ней равно 24.8 TG. В дипольной модели это поле, умноженное на синус угла между осями.

Таб. 1. Пульсары Пушинской выборки [1-2], скорректированные автором (В.М.Малофеев, частное сообщение, 2013г.). Приведены: периоды P0 в секундах и магнитные поля из ATNF-каталога B в тесла [9], значения частот вч излома V_b и нч завала V_m в Гигагерцах [1-2], вычисленные по (3.1) значения магнитного поля в теслах, наличие интеримпульса [3].

№№	PSR	P0	B	V_b	V_m	Bv	IP
1	B0031-07	0.942	0.628	0.7	0.07	0.462	
2	B0320+39	3.032	1.4	0.4	0.06	0.485	
3	B0355+54	0.156	0.839	1.7		0.451	
4	B0450-18	0.548	1.8	1.2	0.1	0.789	
5	B0450+55	0.34	0.91	2.5	0.15	2.125	
6	B0525+21	3.745	12.4	1.5		8.426	
7	B0823+26	0.53	0.964	2.7	0.06	3.864	+
8	B0833-45	0.089	3.38	2.2	0.3	0.431	+
9	B0834+06	1.273	2.98	1.5	0.06	2.864	
10	B0942-13	0.57	0.163	0.5		0.1425	
11	B0950+08	0.253	0.244	1.5	0.08	0.569	+
12	B1112+50	1.656	2.06	0.8	1.656	1.059	
13	B1133+16	1.187	2.13	2	0.08	4.748	
14	B1237+25	1.382	1.17	0.7	0.06	0.677	
15	B1451-68	0.263	0.163	1	0.15	0.263	
16	B1612+07	1.206	1.71	1.2	0.1	1.737	
17	B1737+13	0.803	1.09	1.3		1.357	
18	B1822-09	0.769	6.43	4.0	0.06	12.304	+
19	B1839+09	0.381	0.652	1.3		0.644	
20	B1839+56	1.652	1.59	1.3		2.792	
21	B1857-26	0.612	0.358	1.3	0.1	1.0343`	
22	B1907+03	2.33	3.27	0.4	0.2	0.373	
23	B1919+21	1.337	1.36	0.4	0.06	0.214	
24	B1929+10	0.227	5.18	3.0		2.043	+
25	B1933+16	0.358	1.48	2.7	0.3	2.609	
26	B1944+17	0.44	0.104	1.2	0.1	0.634	+
27	B1952+29	0.426	0.027	1.0		0.426	
28	B2021+51	0.529	1.29	5.0	0.4	13.225	
29	B2045-16	1.961	4.69	0.5	0.1	0.490	
30	B2111+46	1.014	0.862	1.1	0.1	1.227	
31	B2310+42	0.349	0.201	5.3	0.2	9.803	
32	B2324+60	0.233	0.29	1.2		0.335	
33	B2327-20	1.643	2.79	1.0		1.643	

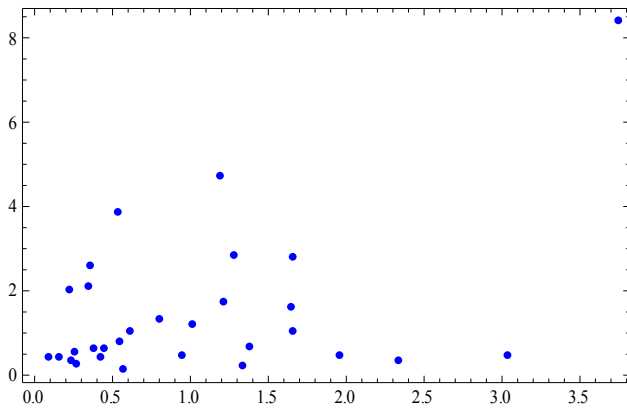


Рис. 5. Зависимость магнитного поля, определенного по вч излому в спектре от периода для Пушинской выборки. Появился точка, не поместившаяся для каталожного поля (долгопериодический пульсар №6). Для диполя эти значения представляют собой поле по абсолютной величине, умноженное на косинус угла между осями.

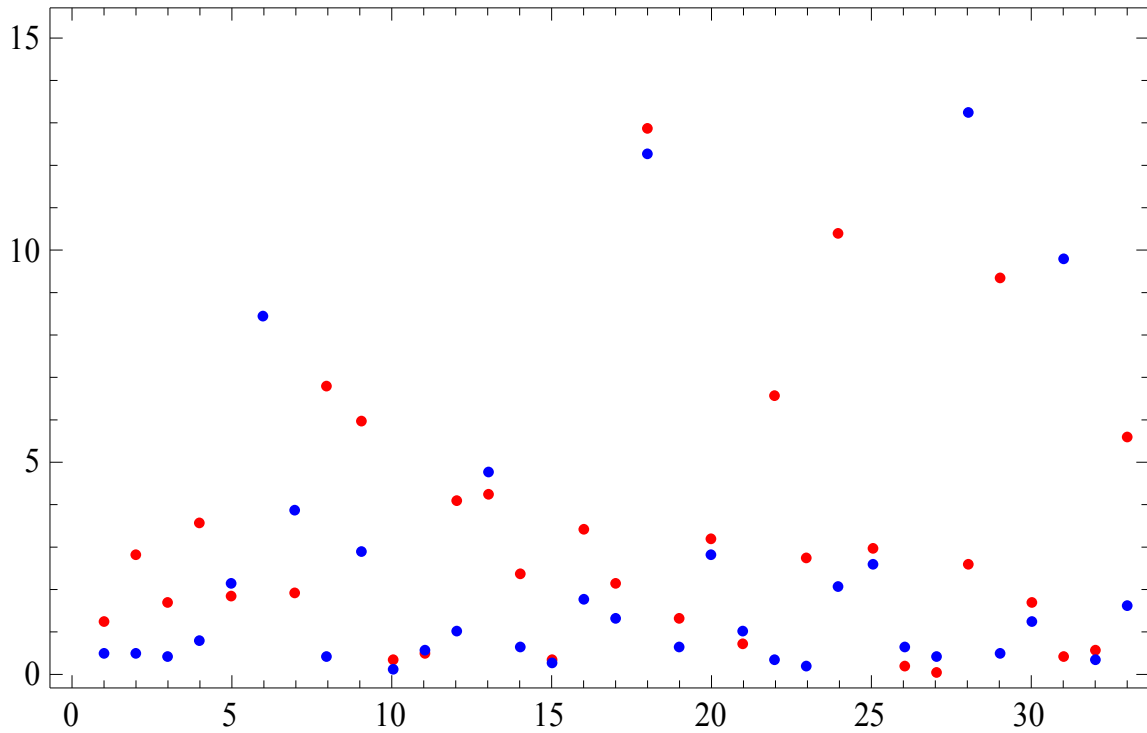


Рис. 6. Сравнительная таблица для каталожного и вычисленного полей. По оси абсцисс – №№ в порядковом списке пульсаров Пушинской выборки. Для №6 каталожное поле не поместилось на графике. Видно, что поля, вычисленные по обрыву спектров, в среднем меньше каталожных значений (синие точки ниже соответствующих красных).

В предположении, что потери магнитодипольные, каталожное значение поля содержит множителем синус угла между осью вращения и магнитным полем на полюсе. Определенное по ВЧ завалу значение поля содержит косинус этого угла, возникающий из продольного электрического поля. Их частное даст нам значение тангенса угла между осями – важный параметр пульсара (Рис. 7).

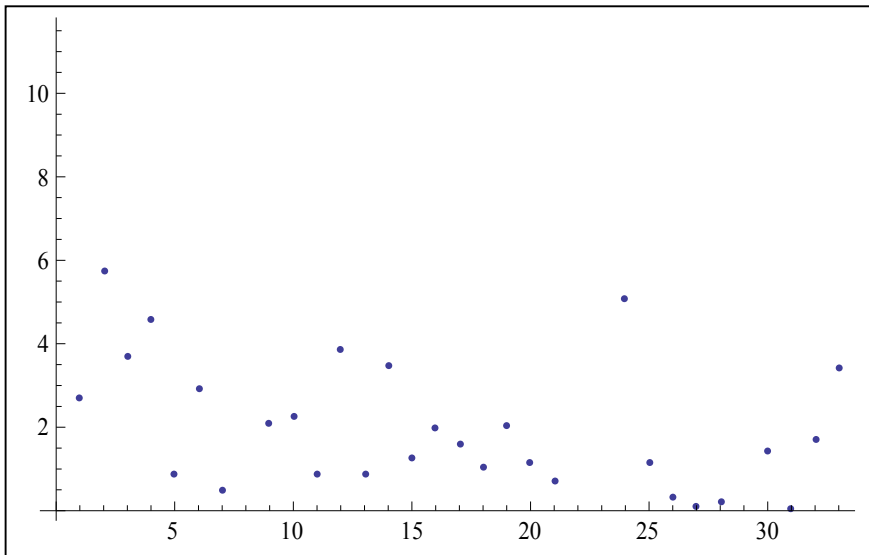


Рис. 7. Отношение удвоенной напряженности магнитного поля из каталога ATNF к полю, вычисленному по обрыву спектров. V_p/V_v – тангенс угла между осями в модели дипольного поля и магнито-дипольных потерь. По оси абсцисс – №№ пульсаров из Пушинской выборки.

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ УГЛОВ И ТОКОВ

Полученные данные можно использовать для определения некоторых важных физических параметров, таких как угол между осями и модуль поля (Таб. 2, Рис. 8-9).

№ №	Угол между осями	Модуль магнитного поля
1	69.8	1.338
2	80.2	2.84
3	74.96	1.74
4	77.6	3.685
5	40.6	2.798
6	71.2	26.19
7	26.5	4.32
8	86.3	6.77
9	64.3	6.61
10	66.4	0.356
11	40.6	0.749
12	75.6	4.25
13	41.9	6.38
14	73.9	2.44
15	51.1	0.419
16	63.1	3.836
17	58.1	2.57
18	46.3	17.79
19	63.7	1.45
20	48.7	4.23
21	34.7	1.26
22	86.7	6.55
23	85.5	2.73
24	78.8	10.56
25	48.6	3.946
26	18.2	0.667
27	7.22	0.43
28	11.0	13.47
29	87.0	9.39
30	54.56	2.12
31	2.35	9.81
32	59.9	0.67
33	73.6	5.82

Таб. 2. с вычисленными углами и модулями магнитного поля (слева).

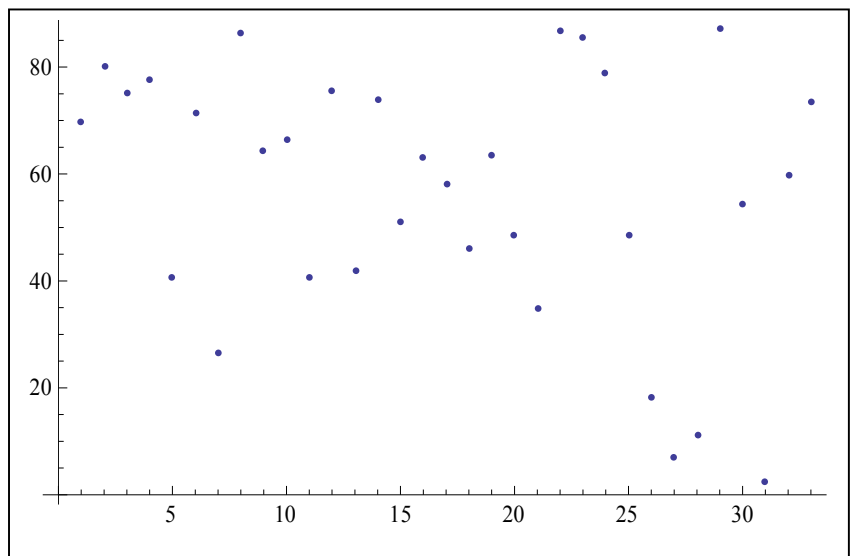


Рис. 8. Угол (в градусах) между осью вращения и магнитным моментом для Пушинской выборки при дипольном магнитном поле и магнито-дипольном механизме потерь. Видно, что значительное число пульсаров из списка имеет угол близкий к 90° .

В случаях углов между осями близких к 90° должны наблюдаться интеримпульсы. Их отсутствие может свидетельствовать против использованной при вычислении углов модели магнитодипольных потерь. Для данного списка только 6 пульсаров (№№ в списке 7, 8, 11, 18, 24, 26) имеют интеримпульсы согласно [3], причем всем им, за исключением №8 и м.б. №24 соответствуют углы существенно меньшие 90° (Таб. 2-3). Впрочем, интеримпульсы возможны и при малых углах между осями (см. ссылки в [3]). С этой точки зрения подходящими могли бы быть пульсары №№ 26 и м.б. №7 из Таб. 1, однако интеримпульсы в них не обнаружены.

Если потери токовые, то оба значения поля могут содержать косинус угла. Их частное (Рис. 7) в простейшей модели токовых потерь должно быть пропорционально отношению продольного тока в магнитосфере пульсара к току Голдрайха-Джулиана. Это важный параметр, существенный для построения адекватной теории магнитосферы [10-12]³.

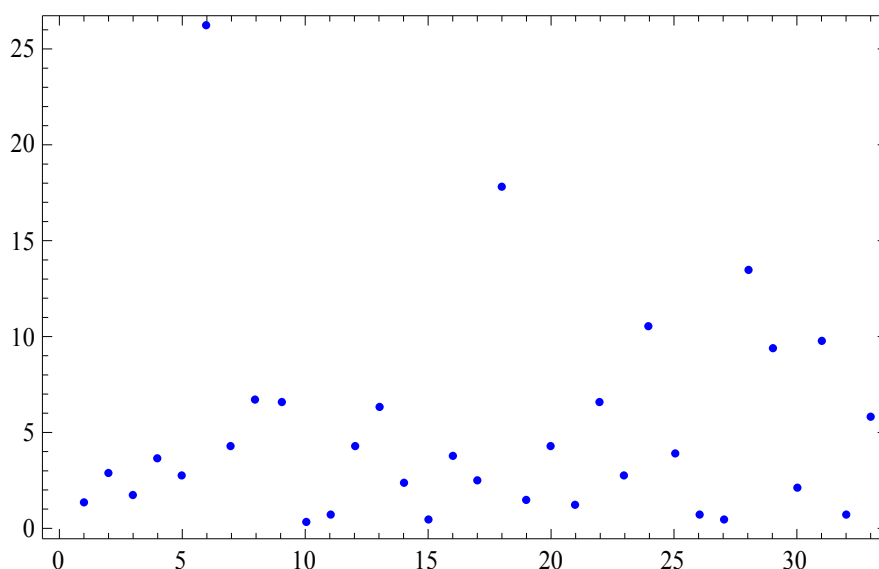


Рис. 9. Модуль магнитного поля в данной модели. По оси абсцисс – №№ пульсаров в списке Пущинской выборки

№№	PSR	2B	Bv	Угол(град)	IP
7	B0823+26	1.93	3.864	26.5	+
8	B0833-45	6.76	0.431	86.3	+
11	B0950+08	0.49	0.569	40.6	+
18	B1822-09	12.86	12.304	46.3	+
24	B1929+10	10.36	2.043	78.8	+
26	B1944+17	0.21	0.634	18.2	+

Таб. 3. Пульсары с интеримпульсами из Пущинского списка [3,19]. Угол между осями соответствует модели дипольных потерь.

³ В более общем случае [11] исключая магнитное поле получаем уравнение для косинуса угла. Интересно выяснить, какой тип спектров реализуется в перемежающихся пульсарах, т.к. там происходит смена механизма излучения в различных состояниях магнитосферы. В одном состоянии предполагается, что потери магнито-дипольные, в другом, что они токовые.

Приведем в заключение распределение пульсаров по углам между осями (Рис. 10-11).

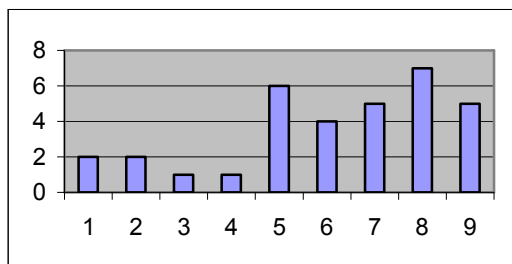


Рис. 10. Гистограмма, показывающая распределение пульсаров по углам между осями. Видно, что пульсары разбиваются на две группы – с малыми и большими углами. Детали см. в Таб. 4 справа.

Таб. 4. Распределение пульсаров по углам

№№ пульсаров в списке	Интервал углов в градусах	Число пульсаров в интервале
2,8,22,23,29	80-90	5
3,4,6,14,12,24,33	70-80	7
1,9,10,16,19	60-70	5
15, 17,30, 32	50-60	4
5,11,13,18,20,25	40-50	6
21	30-40	1
7	20-30	1
26,28	10-20	2
27,31	0-10	2

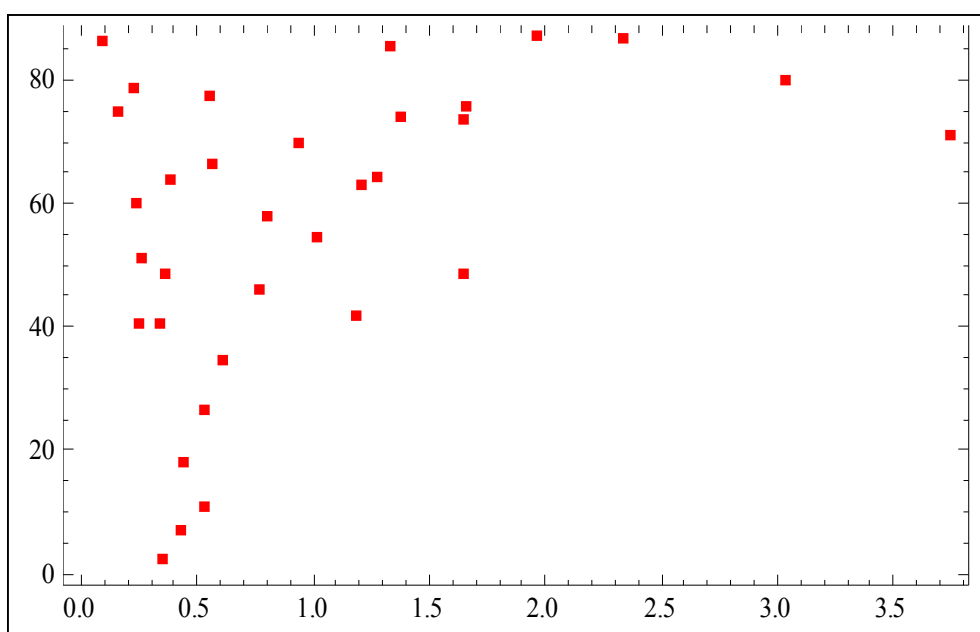


Рис. 11. Зависимость угла между осями от периода пульсара: угол растет с ростом периода.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Положение излома в спектрах пущинской выборки связано с величиной магнитного поля радиопульсара. Это позволяет оценить его величину по спектру радиоизлучения. Соответствующая оценка дает правильный порядок величины.

Так как в обсуждаемом нами механизме вч излома существенным является использование выражения для ускоряющего электрического поля в зазоре, то на результате сказываются делаемые об этом поле допущения. Наиболее существенно, что электрическое поле выражается через плотность заряда, которая содержит, как и плотность Голдрайха-Джулиана, скалярное произведение вektора угловой скорости на магнитное поле. Поэтому определяемое по излому магнитное поле содержит множителем

косинус угла между осями. В то же время, магнито-дипольный механизм потерь приводит к каталожному магнитному полю, содержащему в качестве множителя синус угла между осями⁴, так как излучение при этом механизме идет за счет поперечной к оси вращения компоненты магнитного поля. Ввиду этого появляется возможность, построив отношение этих полей, определения такой важной характеристики пульсаров, как углы между осями, которые мы приводим в тексте.

Однако, более детальный анализ показывает, что, скорее всего, механизм потерь не является магнито-дипольным. В случае последнего имеется возможность, как мы указали, сравнивая данные по излому и по магнито-дипольным потерям, определить угол между осью вращения и магнитной осью. Но при этом мы приходим к противоречию с наличием либо отсутствием интеримпульсов, которые должны наблюдаться при поперечном (а также продольном) расположении осей. В пользу преобладания отличных от магнито-дипольного механизма потерь имеются и другие соображения [4].

В токовом варианте потерь мы получаем возможность из данных об изломе спектра получить сведения о продольном токе в магнитосфере [10] или уравнение для косинуса угла между осями, содержащее ток как параметр [11].

Используемая в нашей модели и согласующаяся с наблюдениями зависимость от периода, как видно из сравнения с расчетами электрического поля в зазоре (см. ссылки в [17, 18, 20].) с учетом эффектов ОТО, соответствует малой высоте зазора (по сравнению с радиусом полярной шапки). Поскольку высота зазора – это расстояние от поверхности звезды, на котором возникает плазма, т.е. электрон в ускоряющем поле приобретает энергию, достаточную для рождения гамма-кванта, который, в свою очередь, порождает электрон-позитронную пару в магнитном поле, то чем меньше высота зазора, тем большим ускоряющим электрическим полям в зазоре это соответствует. Наш механизм излучения в зазоре, как это следует из сказанного, отвечает т.о. наиболее сильным ускоряющим электрическим полям в зазоре. Это согласуется и с тем, что при этом мощность излучения за счет продольного ускорения, реализуемого в нашем механизме и соответствующая данным пущинской выборки с изломом спектра, также максимальна и может превосходить излучение при других механизмах.⁵

⁴ Предполагается также, что отклонение полоидального магнитного поля пульсара от дипольного поля невелико. Последнее может быть неверно, по крайней мере, для части пульсаров [22].

⁵ В то же время, приводимые в [17] зависимости производной электрического поля на поверхности звезды от высоты зазора, соответствующие упрощенному варианту модели Аронса [21], получены в предположении о релятивистском движении электронов во всем зазоре, что неверно вблизи от поверхности пульсара. Кроме того, в работах, цитируемых в [17, 20] используется модель равномерного истечения с поверхности в режиме постоянного тока. Нам кажется более реалистичной картина образования струй в зазоре. В пользу такой картины говорит то очевидное обстоятельство, что при нулевой скорости на поверхности пульсара и в

Данные, полученные по вч излому можно использовать, не делая предположения о магнито-дипольных потерях, если угол между осями мы возьмем из работ, где он определяется из независимых соображений. При этом, однако, не должны использоваться соображения, связанные с отличным от нашего механизмом излучения.

Автор благодарен И Ф. Малову и В.М. Малофееву за многочисленные обсуждения и поддержку данной работы и В.В. Захаренко за полезные замечания по тексту статьи.

Почтовый адрес:

В.М. Конторович, а/я 1001, Харьков 61085, Украина

Тел.: +380 57 7205722 (дом); +380 57 7075287 (кафедра механики, университет);
+380 57 7061411 (радиоастрономический институт)

Факс: +380 57 7061415

e-mail: vkont@rian.kharkov.ua; vkont1001@yahoo.com

нулевом электрическом поле на поверхности звезды электрон вообще не будет двигаться в зазор. Конечная, но малая по сравнению со скоростью света тепловая скорость приведет к тому, что за счет тепловых флуктуаций электроны будут попадать в зазор преимущественно в местах с повышенной температурой поверхности. Протекание тока через эти участки приведет к их дальнейшему разогреву и увеличению тока, что свидетельствует в пользу неустойчивости и образования струй. Стационарным в таких условиях может быть только средний ток, втекающий в магнитосферу.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V.M. Malofeev, in *Pulsars: Problems & Progress*, eds S. Jonston, M.A. Walker & M. Bailes, ASP Confer. Series, **105**, 271 (1996).
2. В.М. Малофеев, *Каталог радиоспектров пульсаров* (Пушино:ПРАО АКЦ ФИАН, 1999).
3. И Ф. Малов, *Радиопульсары* (М.: Наука, 2004).
4. И Ф. Малов, *Астрон.ж.* **78**, 452 (2001).
5. Р.А. Сюняев, В книге *Физика космоса* (М.: Советская энциклопедия, 1986) С.595.
6. V.M. Kontorovich, On high brightness temperature of pulsar giant pulses, astro-ph/0911.3272; Гигантские импульсы пульсаров. ВАНТ, №4 (68), 143 (2010).
7. V.M. Kontorovich, A.B. Flanchik, *Astrophys.Space Sci*, **345**, 169 (2013); astro-ph/1201.0261.
8. В.М. Конторович, А.Б. Фланчик, *ЖЭТФ*, **143**, 92 (2013); astro-ph/1210.2958.
9. R.N.Manchester, G.B.Hobbs, A.Teoh & M.Hobbs, *ATNF Pulsar Catalogue*, *Astron.J.*, **129**, 1993 (2005); <http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat>
10. V.S. Beskin, E.E. Nokhrina, *Astrophys.SpaceSci*, **308**, 569 (2007); astro-ph/0608689.
11. A. Philippov, A. Tchekhovskoy, J.G. Li, *MNRAS*, **441**, 1879 (2014); astro-ph/1305.1740.
12. A. Gruzinov, Pulsars as Standard Candles; arXiv:1310.5382 [astro-ph.HE].
13. В.М. Конторович, в сб. тез. докл. *Первой украинской конференции EMES2012* (Харьков, 2012 г.) http://ri.kharkov.ua/emes/EMES2012_Thesis.pdf, 106.
14. V.M. Kontorovich, in *JENAM 2011*, Abstracts, 70 (2011).
15. В.М. Конторович, *ЖЭТФ*, **137**, 1107 (2010).
16. В.М. Конторович, А.Б. Фланчик, Теория радиоизлучения во внутреннем зазоре и корреляция с гамма-излучением в пульсарах. <http://hea.iki.rssi.ru/d/conf/2011/hea/talk/77/>
17. J. Dyks, V. Rudak, *Astron. & Astrophys.* **362**, 1004 (2000); Arxiv: astro-ph/0006256.
18. И Ф. Малов, Е.Б. Никитина, *Астрон. ж.*, **88**, 22 (2011).
19. И Ф. Малов, Е.Б. Никитина, *Астрон. ж.*, **90**, 907 (2013).
20. В.С. Бескин, *Осесимметричные стационарные течения в астрофизике* (М.: Физматлит, 2006).
21. J. Arons, W.M. Fawley, E.T. Sharlemann, *Astrophys.J*, **231**, 854 (1979)
22. Д.П. Барсуков, Влияние мелкомасштабного магнитного поля на нагрев полярных шапок старых радиопульсаров. Доклад на конференции *HEA-2013* (Москва, 2013). <http://hea.iki.rssi.ru/conf/Presentations/8d582e733b2de021c6e61b97f772284f.pdf>