

ЭНЕРГИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ КАК ИСТОЧНИК  
РАДИОСВЕТИМОСТИ ПУЛЬСАРОВ

Д.М.СЕДРАКЯН, М.В.АЙРАПЕТАН, Н.С.АЙВАЗЯН

Поступила 13 июня 2011

Рассмотрено энерговыделение в сверхпроводящем ядре нейтронной звезды при движении нейтронных вихрей к границе ядра и коры звезды. Показано, что интенсивность энерговыделения порядка  $10^{26}$ - $10^{30}$  эрг/с, что достаточно, чтобы обеспечить радиосветимость известных пульсаров. Рассматривая энерговыделение асимметричным, проведено сравнение расчетных значений интенсивности энерговыделения с наблюдательными данными радиосветимости 575 пульсаров.

Ключевые слова: *пульсары; магнитное поле; энергия*

1. *Введение.* Пульсары, открытые более чем 40 лет назад как источники периодических радиоимпульсов, являются космическими лабораториями для изучения явлений в экстремальных условиях больших плотностей и сверхсильных магнитных полей. В результате наблюдений за более чем 1700 пульсарами накопилось большое количество наблюдательных данных, требующих своего объяснения. Модель намагниченной нейтронной звезды с сверхтекучими свойствами в ядре звезды позволила объяснить основные наблюдаемые изменения угловой скорости пульсаров: вековое замедление, скачки и релаксация угловой скорости. В числе нерешенных проблем физики нейтронных звезд главное место занимает механизм радиоизлучения пульсаров. Известно, что подавляющее большинство обнаруженных одиночных пульсаров наблюдаются в радиодиапазоне. Радиосветимость пульсаров заключена в интервале значений порядка  $10^{26}$ - $10^{30}$  эрг/с, что составляет  $10^{-1}$ - $10^{-6}$  часть от полных потерь энергии вращения пульсара. Если предположить, что источником энергии радиоизлучения является вращательная энергия пульсара, то любая теоретическая модель, ставившая перед собой цель объяснить особенности радиоизлучения пульсаров, должна вырабатывать физические механизмы преобразования кинетической энергии вращения пульсара в энергию электромагнитного излучения.

Если магнитодипольное излучение намагниченной нейтронной звезды является общепринятым механизмом торможения пульсаров, то общепризнанной теории радиоизлучения пульсаров, согласующейся с полным набором наблюдательных данных, до сих пор не имеется [1-3]. Теоретические модели радиоизлучения пульсаров основываются на факте

существования плотной электрон-позитронной плазмы, рождающейся вблизи магнитных полюсов и истекающей вдоль открытых магнитных линий [2-6]. Считается, что когерентный механизм радиоизлучения возникает за счет различного вида неустойчивостей, возникающих в электрон-позитронной плазме. Однако основные предположения, лежащие в основе существующих теорий излучения пульсаров, - наличие сильного электрического поля вблизи поверхности пульсара, возникновение ультрарелятивистских электронов, наличие внутренней (у поверхности пульсара) и внешней (вблизи светового цилиндра) щелей, местонахождение излучающей области и т.д., остаются вполне необоснованными [1,2]. Кроме вышеуказанных неопределенностей, в теории излучения пульсаров сомнительным является предположение о нахождении источника радиоизлучения пульсара в магнитосфере. До сих пор не доказано коротационное движение магнитосферной плазмы со звездой, что необходимо для наблюдения столь строгой временной последовательности радиоимпульсов.

Все эти трудности в понимании физических явлений, происходящих в магнитосфере нейтронной звезды, подталкивают на мысль, что источник радиоизлучения пульсаров находится не в совращающейся с звездой плазме, а на поверхности звезды. О возможности преобразования энергии вращения внутренних сверхтекучих областей в энергию радиоизлучения впервые указывалось в работе [7]. Известно, что при вращении нейтронной звезды в нейтронной сверхтекучей жидкости возникает система вихрей, параллельных оси вращения. Из-за эффекта увлечения сверхпроводящих протонов сверхтекучими нейтронами в центральной области каждого нейтронного вихря возникает кластер протонных вихрей, через который в ядро нейтронной звезды проникает генерированное токами увлечения магнитное поле [8]. При замедлении звезды нейтронные вихри движутся к границе ядра и коры нейтронной звезды. При этом их длина укорачивается, следовательно, часть магнитной энергии, заключенная в кластере, выделяется на границе "пре"-фазы. Как показали расчеты [7], интенсивность энерговыделения из-за укорачивания намагниченных нейтронных вихрей составляет порядка  $10^{28}$ - $10^{31}$  эрг/с, причем энергия, в основном, выделяется вблизи экваториальной плоскости. Как указывалось выше, радиосветимость пульсаров порядка  $10^{26}$ - $10^{30}$  эрг/с, следовательно, при наличии механизма привода энергии этого энерговыделения в энергию излучения пульсаров появится возможность объяснения радиоизлучения пульсаров.

Ранее анализ наблюдательных данных 291 пульсара показал [9], что в распределении числа пульсаров в зависимости от радиосветимости имеется щель в интервале  $27.44 \leq \log L \leq 27.57$ . В соответствии с этими данными, предполагалось наличие двух подпопуляций радиопулсаров. В первую

подпопуляцию пульсаров входили пульсары с логарифмом радиосветимости  $\log L < 27.44$ , во вторую - пульсары с  $\log L \geq 27.57$ . Сравнение выражения для интенсивности энерговыделения  $I$  из работы [7] с наблюдательными данными позволило вычислить радиусы ядер нейтронных звезд [10]. Результаты вычислений давали хорошее согласие с теорией строения нейтронных звезд, согласно которой ядра нейтронных звезд могут иметь радиусы в интервале  $6 \text{ км} \leq r \leq 12 \text{ км}$ .

Начиная с 1986г., когда вышла в свет работа [10], количество обнаруженных пульсаров утроилось. Следовательно, возникла необходимость нового статистического анализа данных о радиосветимости пульсаров и сравнения этих данных с теорией, развитой в работе [10]. Цель этой статьи - выяснить, зависит ли наличие двух подпопуляций пульсаров от количества наблюдаемых пульсаров, а также обосновать, что источником наблюдаемых значений радиосветимости пульсаров может быть энерговыделение, связанное с движением вихревых кластеров в ядре нейтронной звезды.

**2. Интенсивность энерговыделения в ядре нейтронной звезды.** Плотность нейтронных вихрей, возникающих в ядре при вращении нейтронной звезды, пропорциональна угловой скорости ее вращения:

$$n(r) = \frac{2\Omega_s(r)}{\kappa}, \quad (1)$$

где  $\kappa = h/2m_n$ ,  $m_n$  - масса нейтрона. При замедлении звезды угловая скорость сверхтекучей компоненты также уменьшается, следовательно, в ядре возникает радиальное движение нейтронных вихрей со скоростью

$$v_r = -\frac{\dot{\Omega}_s}{2\Omega_s} r, \quad (2)$$

где  $r$  - координата вихря в экваториальной плоскости. При движении вихрей к границе ядра и коры нейтронной звезды длина вихря уменьшается. Магнитная энергия кластера протонных вихрей, окружающего нейтронный вихрь, пропорциональна длине вихря и равна

$$W = \frac{\bar{B}^2}{8\pi} \pi r_1^2 \ell, \quad (3)$$

где  $\bar{B}$  - средняя индукция магнитного поля кластера,  $r_1$  - радиус кластера,  $\ell$  - длина вихря. Как видно из выражения (3), при уменьшении длины  $\ell$ -вихря часть магнитной энергии должна выделяться на границе ядра и коры звезды. Выражение для интенсивности энерговыделения получено в [7,10] и имеет вид:

$$I = \frac{\pi}{3} \left( \frac{k\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \right)^2 R^3 \left( \frac{\xi}{\lambda} \right)^{2/3|\kappa|} \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right|, \quad (4)$$

где  $\Phi_0 = 2 \cdot 10^{-7}$  Гс см<sup>2</sup> - квант магнитного потока,  $\lambda$  - глубина проникновения магнитного поля,  $\xi$  - длина когерентности протонов,  $|k| \approx 0.5$  - коэффициент увлечения протонов нейтронами,  $R$  - радиус ядра нейтронной звезды. В этой работе также предположено, что должен существовать механизм, посредством которого магнитная энергия укорачивающихся вихрей превращается в энергию радиоизлучения пульсаров.

Для применения выражения (4) к проблеме радиосветимости пульсаров необходимо указать также причину, приводящую к асимметрии энерговыделения по азимутальному углу  $\varphi$ . Только в этом случае из-за вращения звезды ее радиоизлучение будет иметь импульсный характер для земного наблюдателя. Известно, что у пульсаров, кроме генерированного дипольного магнитного поля, ось которого параллельна оси вращения звезды, имеется также остаточное дипольное поле, ось которого направлена под углом к оси вращения, в частности, может быть перпендикулярна оси вращения. Как показано в работе [11], наличие двух перпендикулярных вихревых систем может привести к асимметрии энерговыделения вблизи границы ядра и коры нейтронной звезды. В частности, асимметрия может выражаться в том, что магнитное поле будет усиливаться в направлении перпендикулярном к двум осям дипольных моментов. Если учесть также, что, согласно работе [12], существует безвихревая зона, ограниченная вихрем, длина которой порядка  $0.01R$ , то перпендикулярно этому направлению появится круговое "пятно", диаметр которого равен длине последнего вихря. В этом случае характерный размер "пятна" будет относиться к длине окружности экваториального сечения звезды как временная ширина  $w$  среднего радиоимпульса к периоду вращения  $p$ . С учетом вышесказанного, формулу (4) для интенсивности энерговыделения можно записать в следующем виде [10]:

$$I = 1.76 \cdot 10^{-13} \frac{R_6^3}{\lambda^4} \left( \frac{\xi}{\lambda} \right)^{4/3} \frac{w}{p \tau_6}, \quad (5)$$

где  $R = 10^6 R_6$  см - радиус ядра,  $\tau = \Omega / 2|\dot{\Omega}| = 10^6 \tau_6$  лет - время жизни пульсара. Из (5) можно получить формулу, более подходящую для сравнения с наблюдениями

$$\log I = \log A + \log x, \quad (6)$$

где

$$A = KR_6^3, \quad K = 1.76 \cdot 10^{-13} \frac{1}{\lambda^4} \left( \frac{\xi}{\lambda} \right)^{4/3} \quad (7)$$

и

$$x = \frac{w}{p \tau_6}. \quad (8)$$

Как видно из формулы (5), интенсивность энерговыделения сильно зависит от свойств сверхпроводящего протонного конденсата в ядре звезды, т.е. от глубины проникновения  $\lambda$  и длины когерентности  $\xi$ . Она зависит также от радиуса  $R$  ядра звезды. Изменения значений  $\lambda$ ,  $\xi$ ,  $R$  будут соответствовать различным уравнениям состояния и различным моделям нейтронных звезд. Следовательно, выбором значения центральной плотности и уравнения состояния можно получить значения интенсивности энерговыделения  $I$  в интервале  $10^{25}$  эрг/с -  $10^{30}$  эрг/с, сравнимые с значениями радиосветимости пульсаров.

3. *Сравнение с наблюдениями.* Как указывалось выше, ранние исследования радиосветимости пульсаров выявили наличие щели в распределении числа пульсаров в зависимости от радиосветимости. Пульсары были условно разбиты на две подгруппы - с малым значением радиосветимости, т.е.  $\log I < 27.44$ , и большим значением радиосветимости, т.е.  $\log I > 27.57$ . Согласно результатам работы [10], для группы пульсаров с малыми значениями радиосветимости была приемлема модель нейтронной звезды с средним значением радиуса порядка  $R \approx 5$  км, т.е. модель нейтронной звезды с малой центральной плотностью и массой, а для второй группы была приемлема модель нейтронной звезды с средним значением радиуса  $R \approx 9$  км, т.е. модель нейтронной звезды с большой центральной плотностью и массой. Однако анализ наблюдательных данных указывал на большое число из известных тогда 291 пульсаров, которые не вписывались в рамки приемлемых моделей нейтронных звезд на основе внутреннего строения этих объектов. Так, большие значения радиосветимости пульсаров можно было объяснить, если предположить наличие нейтронных звезд с радиусами порядка 20 км и больше, что не согласуется с расчетами моделей нейтронных звезд даже с экстремально жестким уравнением состояния.

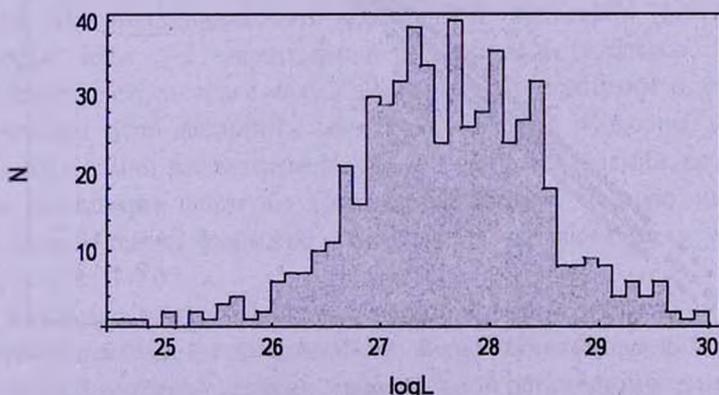


Рис.1. Распределение числа пульсаров в зависимости от радиосветимости.  $L$  наблюдаемое значение радиосветимости пульсаров из [13,14].

В связи с обнаружением большого числа пульсаров за предыдущие годы и лучшим пониманием свойств нейтрон-протонного сверхпроводящего конденсата в ядре нейтронной звезды, возникла необходимость нового сравнения теории энерговыделения в ядре нейтронной звезды, развитой в работе [10], с наблюдательными данными.

Первое, что необходимо отметить, это то, что при рассмотрении около 1700 пульсаров [13,14], шель в распределении числа пульсаров в зависимости от радиосветимости исчезает (см. рис.1). Из рисунка видно, что имеется достаточное число ранее неизвестных пульсаров с радиосветимостью в интервале  $27.44 \leq \log I \leq 27.57$ . Можно увидеть также, что невозможно разделить пульсары на подгруппы с большими и малыми значениями радиосветимости. Этот результат указывает на тот факт, что для объяснения радиоизлучения пульсаров на основе вышеуказанного механизма (см. раздел 2) нет необходимости привлечения моделей нейтронных с экстремально малыми ( $R < 5$  км) и большими ( $R > 20$  км) значениями радиуса звезды.

Мы провели сравнение теории с данными радиоизлучения 575 пульсаров [13,14] с использованием моделей нейтронных звезд с радиусами ядер 8 км, 10 км и 12 км, что вписывается в рамки общепринятых стандартных моделей нейтронных звезд. Для получения больших значений интенсивности энерговыделения  $I$  по формуле (5), мы варьировали также глубину проникновения  $\lambda$ , от которой сильно зависит интенсивность  $I$ . Мы допустили значения  $\lambda$  в интервале от  $5 \cdot 10^{-12}$  см до  $10^{-11}$  см. Что касается длины когерентности  $\xi$ , то мы приняли, что  $\xi$  меняется так, что отношение  $\xi/\lambda$  постоянно и равно  $\xi/\lambda = 0.1$ . На рис.2 и 3 в логариф-

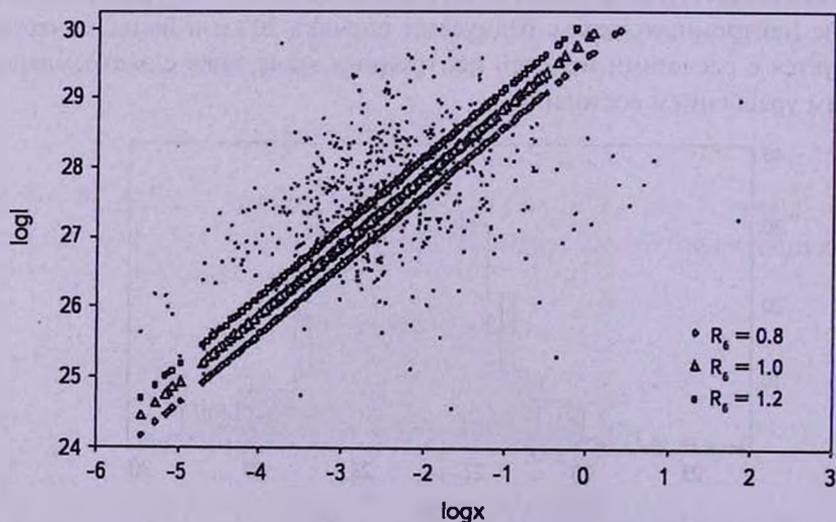


Рис.2. Зависимость интенсивности энерговыделения пульсаров от параметра  $x$  при значении  $\lambda = 10^{-11}$  см.

мическом масштабе точками отмечены пульсары, для которых имеются данные по значению радиосветимости и параметру  $x$ . Проведены также графики зависимости  $\log I$  от  $\log x$  для трех значений радиуса ядра  $R$  нейтронной звезды:  $R = 8$  км, 10 км, 12 км. При построении графиков на рис.2 мы приняли  $\lambda = 10^{-11}$  см, а на рис.3 -  $\lambda = 5 \cdot 10^{-12}$  см. Сравнив рис.2 и 3 можно заключить, что оптимальным для теории является малое значение глубины проникновения  $\lambda$ , так как в этом случае большинство пульсаров лежат ниже графиков зависимости  $\log I$  от  $\log x$ . Для почти 90% пульсаров интенсивность энерговыделения, связанная с движением намагниченных вихрей в ядре нейтронной звезды, достаточна для объяснения данных наблюдений радиосветимости пульсаров, причем можно

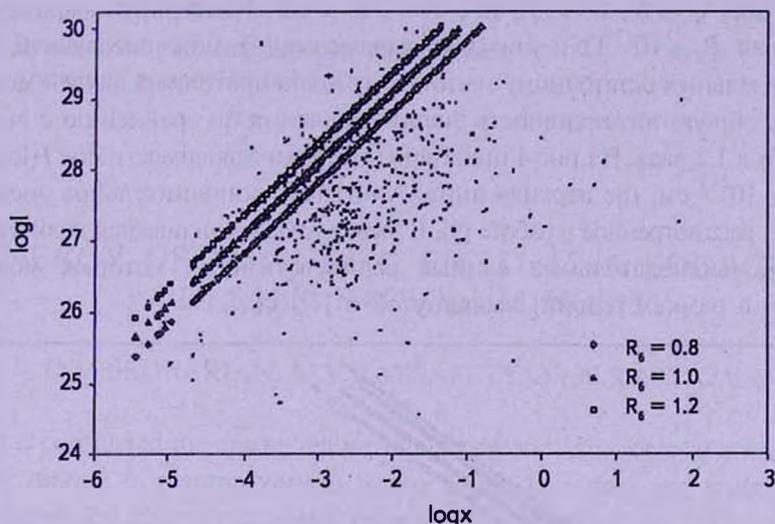


Рис.3. Зависимость интенсивности энерговыделения пульсаров от параметра  $x$  при значении  $\lambda = 5 \cdot 10^{-12}$  см.

учесть также, что часть выделенной энергии может преобразоваться в тепло. Из рис.3 видно, что малая часть пульсаров (около 10%), для которых  $\log x < -2$ , лежит выше проведенных графиков. В эту группу попадают как пульсары с малым значением радиосветимости, так и большим значением этой величины. Заметим, что эти пульсары можно также вовлечь в рамки рассмотренной модели энерговыделения, если учесть, что при написании формулы (5) мы уменьшили полную интенсивность энерговыделения, умножив формулу (4) на множитель  $w/p$ , который порядка 0.03-0.05.

Как было отмечено выше, в работе [11] при расчетах интенсивности энерговыделения из-за движения вихрей учитывалось также наличие протонной вихревой системы, параллельной остаточному магнитному полю нейтронной звезды. Последние пиннингуются к вихрям, параллельных оси

вращения из-за выигрыша энергии конденсации остова вихря. При движении ранее рассмотренных нами вихрей при замедлении звезды, вместе с ними двигаются наружу и укорачиваются также пиннингованные с ними вихри. В этом случае дополнительная интенсивность энерговыделения в угловой элемент  $d\theta d\varphi$  дается выражением [11]:

$$dI_{\text{доп}} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{B_0}{\Phi_0} \cos^2\varphi \left( \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \right)^2 \ln\left(\frac{\lambda}{\xi}\right) \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| R^3 \sin^3\theta d\theta d\varphi, \quad (9)$$

где  $B_0$  - перпендикулярная к оси вращения компонента магнитного поля нейтронной звезды. Как видно из (9), из-за множителя  $\cos^2\varphi$  интенсивность энерговыделения сильно асимметрична и локализована в основном в направлениях  $\varphi \rightarrow 0$ ,  $\theta \rightarrow \pi/2$  и  $\varphi \rightarrow \pi$ ,  $\theta \rightarrow \pi/2$ . Интегрируя выражение (9), выбирая  $B_0 \approx 10^{13}$  Гс и учитывая выражение (5), можно получить, что учет параллельных остаточному магнитному полю протонных вихрей может увеличить общую интенсивность энерговыделения по сравнению с выражением (5) в 1.5 раза. На рис.4 приведены графики зависимости  $\log I(\log x)$  при  $\lambda = 5 \cdot 10^{-12}$  см, где верхняя линия учитывает дополнительное энерговыделение, рассмотренное в работе [9]. В этом случае увеличивается количество пульсаров, наблюдательные данные радиосветимости которых можно объяснить в рамках теории, выдвинутой в [7,10,11].

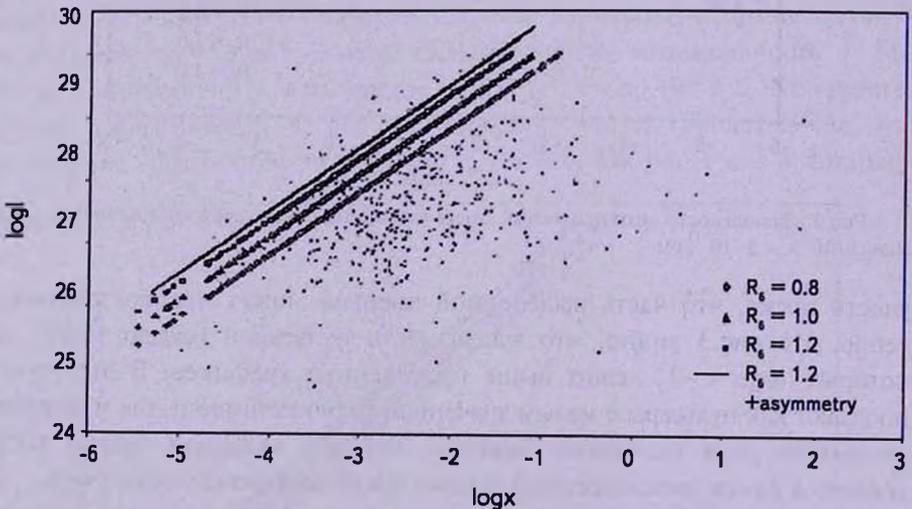


Рис.4. Зависимость интенсивности энерговыделения пульсаров от параметра  $x$  при значении  $\lambda = 5 \cdot 10^{-12}$  см. Верхняя линия учитывает наличие остаточного магнитного поля нейтронной звезды.

Таким образом, вышеприведенный анализ данных радиосветимости 575 пульсаров указывает на эффективность рассмотренного механизма энерговыделения на границе ядра и коры нейтронной звезды. Магнитная энергия, заключенная в протонных вихрях достаточна, чтобы в рамках

общепринятых моделей нейтронных звезд обеспечить радиосветимость большинства известных радиопульсаров. Для полного рассмотрения проблемы радиоизлучения пульсаров необходимо указать механизм превращения магнитной энергии вихрей в энергию электромагнитного излучения нейтронной звезды и механизм формирования "пятна" на поверхности звезды, благодаря чему будут наблюдаться импульсные радиосигналы от пульсаров. Эти вопросы и связанные с ними проблемы будут обсуждаться в дальнейших работах.

Авторы (М.В.А и Н.С.А) выражают благодарность гранту 11-1с107 Государственного Комитета по науке Армении, а также гранту Volkswagen Stiftung Az: 85182 за поддержку.

Ереванский государственный университет,  
Армения, e-mail: dsedrak@ysu.am

## ENERGY OF MAGNETIC FIELD AS A SOURCE OF PULSARS RADIOLUMINOSITY

D.M.SEDRAKIAN, M.V.HAYRAPETYAN, N.S.AYVAZIAN

It is considered the energy release in a superconducting core of a neutron star during motion of neutron vortices to the border of a core and crust of a star. It is shown that intensity of energy release is of the order of  $10^{26}$ - $10^{30}$  erg/s, which is sufficient to provide radioluminosity of known pulsars. Considering energy release asymmetric, comparison of calculated values of intensity of energy release with observational data of radioluminosity of 575 pulsars is done.

Key words: *pulsars:magnetic field:energy*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *D.B.Melrose*, J. Astrophys. Astron., 16, 137, 1995.
2. *B.C.Бескин*, УФН, 169, 1169, 1999.
3. *D.Melrose*, Young Neutron Stars and Their Environments. IAU Symposium, eds. F.Camilo and B.M.Gaensler, 218, 2004, astro-ph/0308471.
4. *P.Goldreich*, *W.H.Julian*, Astrophys. J., 157, 869, 1969.
5. *P.A.Sturrok*, Astrophys. J., 164, 529, 1971.

6. *M.A.Ruderman, P.G.Sutherland*, *Astrophys. J.*, 196, 51, 1975.
7. *Д.М.Седракян*, *Астрофизика*, 25, 323, 1986.
8. *A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian*, *Astrophys. J.*, 447, 305, 1995.
9. *S.Pineault*, *Astrophys. J.*, 301, 145, 1986.
10. *Д.М.Седракян*, *Астрофизика*, 30, 547, 1989.
11. *Д.М.Седракян, А.Д.Седракян*, *Ж. Экспер. Теор. Физ.*, 100, 353, 1991.
12. *Д.М.Седракян*, *Астрофизика*, 43, 377, 2000.
13. *R.N.Manchester, G.V.Hobbs, M.Hobbs*, *Asrtophys. J.*, 129, 1993, 2005.
14. ATNF Pulsar Catalogue, <http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/>