

## МАГНИТОЭМИССИЯ МАГНИТАРОВ

*В. Н. Кондратьев* \*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна  
Государственный университет «Дубна», Дубна, Россия

Мягкие повторяющиеся гамма(МПП)-всплески рассмотрены как магнитоэмиссия коры магнитаров (ультранамагнитенных нейтронных звезд). Показано, что все наблюдения подобных всплесков можно описать и систематизировать в модели беспорядочно перескакивающих взаимодействующих моментов, включающей квантовые флуктуации и межъядерное взаимодействие в неоднородной среде. Статистика временных свойств всплесков показывает универсальные характеристики.

Soft repeating gamma-ray (SGR) bursts are considered as magnetoemission of crusts of magnetars (ultramagnetized neutron stars). It is shown that all the observations of such bursts can be described and systematized within randomly jumping interacting moments model including quantum fluctuations and internuclear interaction in an inhomogeneous medium. Statistics of temporal burst properties are revealed to display universal features.

PACS: 07.85.-m; 26.30.+k; 95.85.Pw; 98.58.M

### ВВЕДЕНИЕ

Активность источников мягких повторяющихся гамма-всплесков (МПП или soft-gamma repeaters — SGR) и аномальных рентгеновских пульсаров (АПП или anomalous X-ray pulsars — AXP) достоверно интерпретируется в рамках концепции ультра намагнитенных компактных астрофизических объектов (магнитаров), см. [1]. Одно из первых указаний на существование магнитаров связано с открытием 5 марта 1979 г. суперинтенсивного выброса гамма-лучей (гигантская вспышка) от SGR 0526-66 [2]. Продолжительный мониторинг подобных астрономических явлений в значительной степени подтверждает реалистичность концепции магнитаров. Например, МПП квазипериодически, с интервалом в несколько лет, переживают активную фазу, излучая десятки гамма-всплесков продолжительностью 0,1 с и интенсивностью  $10^{38}$ – $10^{42}$  эрг, значительно превышающей предел Эдингтона (см., напри-

---

\*E-mail: vkondrat@theor.jinr.ru

мер, [1, 3] и ссылки к ним). Наблюдаемые свойства мягких гамма-всплесков указывают [1, 3] на значительный вклад высших мультипольностей магнитного поля, существенно превышающих соответствующие дипольные компоненты  $H_{\text{дип}} \sim 0,1$  ТТл, определенные по замедлению периода вращения пульсаров. Существенное превышение напряженности поля по сравнению с типичными величинами для большинства пульсаров, т. е. терагаусс (ТГс), подтверждается недавними теоретическими исследованиями [3–5], указывающими на возможность появления значительно более намагниченной астрофизической плазмы, возникающей, например, в результате динамопроцессов и/или магниторотационной неустойчивости при взрывах сверхновых. Предполагая заметным вклад магнитного давления в балансе сил для коры сферически-симметричной нейтронной звезды (НЗ), запишем

$$\frac{dH_n^2}{dR} \sim 8\pi GM n(R)/R^2, \quad (1)$$

где  $G$  — константа гравитационного взаимодействия, а масса звезды  $M$  внутри радиуса  $R$  соотносится с плотностью вещества  $n(R)$  как  $4\pi R^2 n(R) = dM/dR$ . Подставляя это соотношение в формулу (1) и интегрируя по области коры НЗ, получаем для напряженности поля  $H \sim 10^{1,5}$  ТТл  $(M/M_\odot)$   $(10 \text{ км}/R)^2$ , где  $M_\odot$  — масса Солнца. Таким образом, сила тороидальной компоненты магнитной индукции может достигать десятков тератесла. Заметим, что полученная величина напряженности поля согласуется с оценкой [3–5], исходя из энергии взрыва сверхновой. Такие поля могут изменять структуру и свойства атомных ядер (см. [1, 3–5] и ссылки к ним), что приводит к необходимости рассмотрения возможного влияния магнетизма на структуру, преобразования и трансмутацию нуклидов.

В настоящей работе рассмотрены особенности формирования магнитного отклика и магнитодинамики коры НЗ с применением термодинамического формализма в приближении метода среднего самосогласованного поля. Учет квантования пространственного движения приводит к значительным изменениям магнитной восприимчивости, вызывая скачкообразные разрывы в зависимости магнитных моментов ядер от напряженности поля. Такое ступенчатое поведение магнитного отклика в совокупности с ферромагнитным межъядерным взаимодействием вызывает резкое аномальное изменение намагниченности в коре НЗ. Эти аномалии вызваны распространением лавин перескоков ядерных моментов с изменением магнитной индукции, что приводит к резким выбросам энергии в магнитосферу и к взрывной активности источников МПГ-всплесков. Для описания таких шумов в магнитодинамике коры магнитаров развита модель беспорядочно перескакивающих взаимодействующих моментов (БПВМ), включающая квантовые флуктуации дискретных уровней, межъядерное взаимодействие, беспорядок и энергию размагничивания [1, 3, 6]. В разд. 1 описаны основные положения модели БПВМ

применительно к коре НЗ. Систематика наблюдений МПГ с использованием БПВМ представлена в разд. 2. Выводы сделаны в заключении.

## 1. МАГНИТНЫЙ ШУМ КОРЫ МАГНИТАРОВ

Модель беспорядочно перескакивающих взаимодействующих моментов для численных моделирований магнитодинамики в коре НЗ уже описывалась в [1, 3, 6] и цитированной там литературе. Напомним, что при моделировании динамики размагничивания рядов ядер для магнитного момента атомных ядер используем общую форму  $m = \mu \sum_n \nu_n \theta(b - b_n) = Ig\mu$  с нуклонным магнетоном  $\mu$  для ядерной материи, спином  $I$  и  $g$ -фактором  $g$  ядер решетки и ступенчатой функцией  $\theta(x)$ , зависящей от локального магнитного поля  $b$ . Расположенные в ряд атомные ядра дают вклад в намагничивание  $Q = m/V_D$ , определяемое также объемом  $V_D$  на одно ядро. Принимая  $g = 3$ , для ядерной компоненты магнитной индукции получаем

$$Q = 1,5 \text{ ТГс } In / (10^{13} \text{ г/см}^3), \quad (2)$$

где  $n$  — плотность коры НЗ.

Для случая сопоставимых размеров ядра  $V_y$  и занятого объема  $V_D$  ( $n \sim 10^{13,5} \text{ г/см}^3$ ) межъядерное взаимодействие в системе проявляет обычно ферромагнитные свойства [1, 6]. Учитывая магнитную связь силы  $J$  между ближайшими соседними ( $nn$ ) элементами, полный гамильтониан  $H$  ряда атомных ядер в поле  $H$  можно выразить как

$$H = - \sum_i m_i b_i \quad (3)$$

через взаимодействие магнитного момента  $m_i$  ядра с локальным полем  $b_i = H(t) + J \sum_{j \subset nn} P_j + h_i$ . Здесь сумма пробегает  $nn$  элементы, и случайные поля  $h_i$  позволяют учесть неоднородность и беспорядок в форме дефектов, границ зерен, примесей, ведущих к случайной кристаллической анизотропии и меняющимся силам взаимодействия в суперкристаллической гетероструктуре. Укажем также на динамические компоненты  $h_i$  из-за неточности приближенного описания с  $nn$ -взаимодействием. Центральная предельная теорема предлагает, таким образом, гауссово распределение для случайных полей,  $W(h) = \exp(-h^2/R^2)/R\sqrt{\pi}$  с шириной  $R$ , называемой беспорядком [1, 3, 6].

## 2. ЭПОХА АКТИВНЫХ МПГ-ВСПЛЕСКОВ

Рассмотрим адиабатическое изменение во времени внешнего магнитного поля  $H$ . Когда локальное поле некоторого домена коры НЗ, т.е. элемента решетки, переходит величину *пересечения*  $b_n$ , момент изменяется ступен-

образно. Из-за ферромагнитного взаимодействия перескакивающий момент может вызвать перескок у некоторых из ближайших соседей, которые в свою очередь могут включить скачок момента некоторых из их соседей, и т.д., производя, таким образом, лавины размагничивания. Такие лавины приводят к разрывам на соответствующих кривых петли гистерезиса. Возникающий избыток магнитного давления  $\Delta P = H\Delta Q \sim 10^{23}$  атм ( $H$  в ТТл) ( $\Delta In/10^{13}$  г/см<sup>3</sup>) развивается в коре с линейной скоростью  $c_m \sim 10^8$  см/с (подробнее см. [1]). Тогда для наружной коры НЗ линейного размера,  $l_{\text{crust}} \sim 100$  м, оценка времени охвата области скачка давления,  $t_{\text{av}} \sim l_{\text{crust}}/c_m \sim 0,1$  мс, согласуется со временем фронта нарастания для гигантских всплесков от источников МПГ [1–3]. Такой скачок магнитного давления возбуждает магнитоплазменные волны (т.е. волны Альфвена). Поскольку альфвеновская скорость близка к скорости света  $c$ , линейный размер сильно возбужденной области магнитосферы превышает значение  $R_{\text{ex}} \sim l_{\text{crust}}c/c_m \sim 10$  км, сравнимое с радиусом НЗ. Последующее развитие и охлаждение фотон-электрон-позитронной плазмы с помощью гамма-излучения из этой области генерирует кратковременное ( $\sim 100$  мс) событие МПГ-всплеска с ростом  $\sim 10^{0,5}$  мс и затуханием  $\sim 10$  мс фронтов кривой блеска.

Выделенная магнитная энергия определяется объемом лавины  $V_{\text{л}} \sim S$ , где  $S$  обозначает число перескочивших спин-доменов. С учетом формулы (2) соответствующий выход энергии

$$E = \Delta P V_{\text{л}} = 10^{41} \text{ эрг.} \quad (4)$$

Для напряженности поля  $H \sim 3$  ТТл, типичной плотности коры магнитаров  $n \sim 10^{13,5}$  г/см<sup>3</sup> и линейного размера лавин порядка толщины внешней коры НЗ 100 м (т.е. объем скачка намагниченности  $V_{\text{л}}$  около  $10^6$  м<sup>3</sup>) величина выделенной энергии  $E = \Delta P V_{\text{л}}$ , полученной из формулы (4), согласуется с энергией мягких гамма-всплесков. Эти значения определяют продолжительность всплесков  $T$ . Следовательно, величина  $x = t_{\text{av}}/T \sim l_{\text{av}}/V_{\text{л}} \sim T^{-2/3}$  распределяется в соответствии с  $[W(x^{-3/2})/x^{5/2}] dx$ , где  $W(T)$  дает  $T$ -распределение. Как видно на рис. 1, короткое время нарастания фронта относительно значения  $T$  имеет более высокую вероятность. Такая особенность обусловлена линейной шкалой фронта вспышки, а продолжительность  $T$  определяется объемом.

В связи с этим следует отметить задержку излучения более мягкой компоненты гамма-квантов. Такая задержка обусловлена охлаждением фотон-электрон-позитронной плазмы в магнитосфере. Затухание альфвеновских волн и потеря энергии соответствующих ускоренных электронов приводят к смягчению излучаемых фотонов. При этом характерный масштаб времени задается областью возбужденной магнитосферы  $R_{\text{ex}} \sim 10$  км. Для распространения нескольких волн оценим время задержки как  $t_{\text{lag}} \sim 1$  мс.

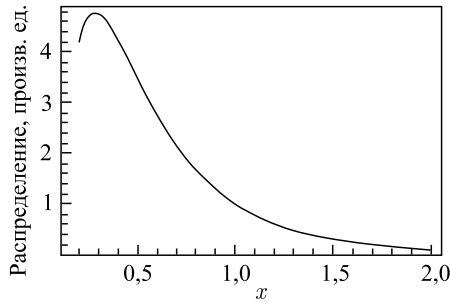


Рис. 1. Распределение отношения периодов  $x$  (в единицах  $x_0$ , см. текст)

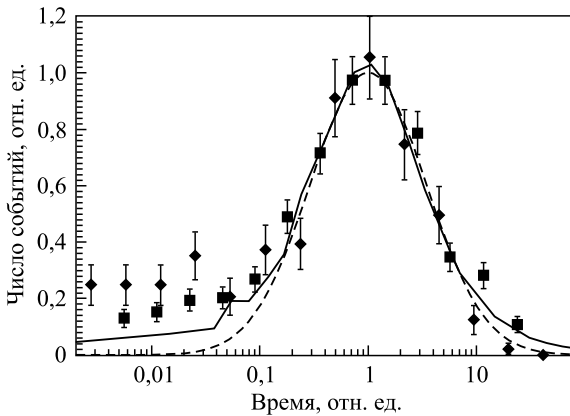


Рис. 2. Распределения приведенного времени ожидания между последовательными МПГ-всплесками на основании данных RXTE\_PCA для SGR 1900+114 (квадраты) [7] и SGR 1806-20 (ромбы) [8] в сравнении с распределением времени ожидания между лавинами (сплошная кривая). Штриховая линия изображает логнормальное распределение

Как видно на рис. 2, для различных источников МПГ-всплесков распределение приведенного времени ожидания, т. е. времени, деленного на соответствующую величину максимума, отображается универсальной функцией. Данные наблюдений хорошо воспроизводятся моделированием БПВМ и описываются в непосредственной близости от максимума логнормальной функцией распределения. Такое свойство указывает на единую шкалу времени для процессов включения МПГ-всплесков. В модели БПВМ такой масштаб времени определяется соотношением параметра беспорядка  $R$  и скорости изменения поля. Таким образом, масштабирование с соответствующим временем приводит к универсальной функции.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мягкие повторяющиеся гамма-всплески рассмотрены как результат выхода магнитной энергии, запасенной в барионных степенях свободы коры магнитаров. Предсказанные моделью БПВМ свойства скалирования для интенсивности и распределений времени ожидания всплесков находятся в хорошем согласии с данными наблюдений МПГ, подтверждая, таким образом, достоверность модели БПВМ. Рассмотренный механизм формирования коротких МПГ-всплесков предполагает относительно короткий фронт нарастания сигнала и временную задержку для более мягкой компоненты гамма-квантов. Дальнейшие применения развитого магнитного механизма эмиссии при анализе активности МПГ могут обеспечивать лучшее понимание возникновения и эволюции нейтронных звезд, в частности напряженности магнитных полей.

Исследуемые магнитные эффекты могут также стимулировать динамическую деформацию в ядерных столкновениях, важную при расчетах сечений подбарьерного слияния [9].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kondratyev V. N.* Statistics of Magnetic Noise in Neutron Star Crusts // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 88. P. 221101.
2. *Mazets E. P., Golentskii S. V., Il'inskii V. N. et al.* Observations of a Flaring X-Ray Pulsar in Dorado // *Nature (London)*. 1979. V. 282. P. 587.
3. *Кондратьев В. Н., Коровина Ю. В.* Универсальная статистика мягких повторяющихся гамма(МПГ)-всплесков // *ЭЧАЯ*. 2018. Т. 49. С. 107–111 (*Kondratyev V. N., Korovina Yu. V.* Universal Statistics of Soft Gamma-Ray Repeating (SGR) Bursts // *Phys. Part. Nucl.* 2018. V. 49. P. 105–108).
4. *Kondratyev V. N.* Explosive Nucleosynthesis at Strong Magnetic Field // *Eur. Phys. J. A*. 2014. V. 50. P. 7.
5. *Kondratyev V. N.* Zeeman Energy in Nucleosynthesis at Strong Magnetization in Supernovae // *MNRAS*. 2018. V. 480. P. 5380–5383.
6. *Kondratyev V. N. et al.* Interdot Exchange Coupling in Superferromagnetism // *Eur. Phys. J. D*. 1999. V. 9. P. 483; Dynamics of Magnetic Nanoparticle Assembly // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2010. V. 248. P. 012027.
7. *Gogus E. et al.* Statistical Properties of SGR 1900+14 Bursts // *Astrophys. J. Lett.* 1999. V. 526. P. L93.
8. *Gogus E. et al.* Statistical Properties of SGR 1806–20 Bursts // *Astrophys. J. Lett.* 2000. V. 532. P. L121.
9. *Bonaser A., Kondratyev V. N.* Feynman Path Integration in Phase Space // *Phys. Lett. B*. 1994. V. 339. P. 207–210.