

**И. С. Огнев, А. Ю. Щербакова**

### **Моделирование гигантских вспышек от источников мягких повторяющихся гамма-всплесков**

*Работа выполнена в рамках государственного контракта 14.В37.21.0251 ФЦП Министерства образования и науки РФ, государственного задания вузу (проект 2.4176.2011), при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 11-02-00394-а).*

В рамках магнитарной модели исследуются гигантские вспышки от источников мягких повторяющихся гамма-всплесков. Рассчитывается полный рентгеновский поток от релятивистской плазмы, с учетом ее остывания за счет излучения нейтрино, уменьшения излучающей области со временем и модуляции рентгеновского потока вращением нейтронной звезды. Полученный поток сравнивается с данными наблюдений по гигантской вспышке SGR 1900+14. Показано, что для данного объекта должно существовать минимально возможное значение напряженности магнитного поля. Кроме того, для этой вспышки получены параметры излучающей области. Их анализ показывает, что расчетный поток должен существенно отличаться от данных наблюдений.

**Ключевые слова:** SGR 1900+14, магнитар, нейтрино.

**I. S. Ognev, A. Yu. Shcherbakova**

### **Modeling of SGR Giant Flares**

Within the framework of the magnetar model SGR giant flares are investigated. The total X-ray flux of relativistic plasma is calculated with taking into account a neutrino cooling, a decrease of X-ray emission area and a flux modulation by the neutron star rotation. The flux obtained is compared with data observed from the SGR 1900+14 giant flare. It is shown that a minimal value of the magnetar magnetic field strength exists. Parameters of the X-ray emission area are estimated. The analysis shows that the predicted flux pulsating tail contradicts the existing observational data.

**Keywords:** SGR 1900+14, magnetar, neutrino.

#### **1. Введение**

В настоящее время исследования одиночных нейтронных звезд вызывают все больший интерес. Отчасти это связано с тем, что за последние десятилетия представления о свойствах и эволюции этих объектов существенно изменились. Если раньше предполагалось, что нейтронные звезды образуются после коллапса массивных звезд и проявляются исключительно как радиопульсары, то в настоящее время такая простая картина уже не в состоянии объяснить все известные факты. В частности, среди молодых нейтронных звезд были найдены принципиально новые, отличные от радиопульсаров классы. К ним относят транзиентные радиоисточники (Rotating Radio Transients – RRAT), которые активны в радиодиапазоне, но активность их, в отличие от радиопульсаров, носит спорадический характер; компактные рентгеновские источники в остатках сверхновых (Compact Central Objects – CCO) и радиотихие одиночные нейтронные звезды (X-ray Dim Isolated Neutron Stars – XDINS), отличительной особенностью которых является тепловое рентгеновское излучение без признаков периодичности. А также аномальные рентгеновские пульсары (Anomalous X-ray Pulsars – AXP) и источники мягких повторяющихся гамма-всплесков (Soft Gamma-ray Repeaters – SGR). Два последних класса нейтронных звезд представляют особый интерес, так как проявляют мощную вспышечную активность, отсутствующую у других.

Отметим, что такое разнообразие молодых нейтронных звезд свидетельствует, скорее всего, не столько о разных механизмах их образования, сколько об их эволюционной связи друг с другом. В частности, на это указывает тот факт, что суммарный темп рождения всех популяций близких нейтронных звезд превосходит оценку галактического темпа образования сверхновых [2]. Кроме того, длительные наблюдения показывают, что некоторые из представителей одного класса нейтронных

звезд проявляют признаки, типичные для другого класса. Эти факты свидетельствуют о том, что границы между классами не являются жесткими, а сами нейтронные звезды в процессе своей эволюции могут переходить из одного класса в другой. Однако следует подчеркнуть, что некоторые нейтронные звезды по своим свойствам слишком сильно отличаются от других и вряд ли могут быть связаны с ними эволюционно. В частности, сюда относятся компактные рентгеновские источники в остатках сверхновых, которые, скорее всего, представляют отдельную эволюционную линию нейтронных звезд. Таким образом, полная картина астрофизических проявлений одиночных нейтронных звезд вряд ли может быть объяснена одной лишь их эволюцией и должна включать в себя также различные механизмы их образования.

Как отмечалось выше, наиболее интересными для исследования представителями одиночных нейтронных звезд являются аномальные рентгеновские пульсары (АРП) и источники мягких повторяющихся гамма-всплесков (МППГ). Это, в первую очередь, связано с наличием у этих объектов мощной вспышечной активности, отсутствующей у других нейтронных звезд. Обычные, называемые слабыми, вспышки, регистрируемые от этих объектов в жесткой части рентгеновского спектра, имеют типичную продолжительность  $t \sim 0.1$  с, и в них выделяется гигантская для одиночных нейтронных звезд энергия  $E \lesssim 10^{41}$  эрг. Частота таких вспышек, как и их энергия, распределены очень неравномерно, но их количество существенно возрастает в периоды активности, когда за короткое время может произойти несколько десятков вспышек. У МППГ, помимо слабых, наблюдаются также промежуточные и гигантские вспышки, которые являются существенно более мощными и редкими явлениями. Так, за всю историю наблюдений были зарегистрированы только три гигантские вспышки (иногда говорят о четырех, но четвертая вспышка существенно отличается от остальных по характеристикам и, скорее, относится к промежуточным). Продолжительность этих вспышек составляет несколько сотен секунд, а энерговыделение в самой мощной из них достигло значения  $E \sim 10^{46}$  эрг. Для объяснения столь гигантского для одиночной нейтронной звезды выброса энергии была предложена модель магнитара [3]. Предполагается, что магнитар – это одиночная нейтронная звезда с очень сильным магнитным полем напряженности  $B \sim 10^{14} - 10^{15}$  Гс, и именно магнитное поле является источником, обеспечивающим вспышечную активность таких объектов и их замедленную тепловую эволюцию. Позднее данная модель была использована для детального объяснения механизма формирования гигантских вспышек SGR 0526-66 [4], и SGR 1900+14 [5], и для моделирования аномально высокого уровня рентгеновского излучения, регистрируемого от АРП и МППГ в спокойном состоянии [6]. Отметим, что в настоящее время магнитарная модель считается единственной, способной самосогласованно объяснить большую часть наблюдаемых у АРП и МППГ свойств [7], и продолжает интенсивно развиваться [8, 9]. Однако стоит обратить внимание, что она содержит в себе ряд противоречий [1, 10], а также идет в разрез с существованием отдельных МППГ, имеющих слишком маленькие для магнитаров магнитные поля [11, 12].

Одно из противоречий магнитарной модели возникает при объяснении гигантских вспышек МППГ. Расчеты показывают, что наличие сильного магнитного поля у нейтронной звезды приводит к ее деформации [13]. В магнитарной модели предполагается, что такая деформация может вызывать звездотрясения, сопровождающиеся перестройкой силовых линий магнитного поля и мощным энерговыделением [9]. Выделившаяся электромагнитная энергия в конечном счете трансформируется в электрон-позитронную плазму (хотя механизм такой трансформации недостаточно ясен) и удерживается около звезды замкнутыми силовыми линиями магнитного поля. Плазма должна рождаться горячей и излучать из тонкого приповерхностного слоя рентгеновские фотоны [4], наблюдаемые как гигантская вспышка МППГ. Детальное моделирование такого излучения позволяет получить параметры излучающей области и приводит к заключению о несовместимости магнитарной модели со значительным нейтринным остыванием плазмы [5]. Однако учет всех значимых нейтринных процессов показывает, что нейтринное излучение от такой плазмы должно быть существенным, а наблюдаемая энергетика гигантских вспышек  $E \sim 10^{44}$  эрг требует наличия у магнитаров магнитных полей  $B \sim 10^{16}$  Гс, что на порядок больше предполагаемых у этих объектов [1]. Такое противоречие является достаточно серьезным, однако в работе [1] расчет нейтринного излучения проводился в предположении, что температура плазмы остается неизменной. Такое упрощение оправдано в случае слабого нейтринного остывания, но при больших потерях плазмы на излучение нейтрино приводит к завышенному ограничению на магнитное поле магнитаров.

В настоящей работе в рамках магнитарной модели гигантской вспышки МПГ рассчитывался рентгеновский поток от горячей плазмы, остывающий за счет излучения нейтрино. Учитывалась геометрия излучающей области, вращение которой приводит к модуляции рентгеновского потока периодом нейтронной звезды. Модельный поток сравнивался с данными по гигантской вспышке SGR 1900+14. Для этой вспышки было подтверждено наличие нижнего ограничения на напряженность магнитного поля магнитаров, следующего из более простой модели, предложенной в работе [1]. Кроме того, полученные для данной вспышки геометрические параметры должны приводить к достаточно продолжительному полному закрытию источника рентгеновского потока нейтронной звездой, которое отсутствует в сведениях, полученных на основе наблюдений.

Далее в работе, кроме случаев, где размерность величин указана явно, используется система единиц, в которой  $c = \hbar = k = 1$ .

## 2. Аналитическая модель гигантской вспышки

Как отмечалось выше, гигантская вспышка МПГ в рамках магнитарной модели объясняется излучением рентгеновских фотонов из приповерхностного слоя плазмы, удерживаемой около нейтронной звезды ее магнитным полем. Как показывают вычисления [1], такая плазма должна быть ультрарелятивистской, а магнитное поле в ней настолько сильным, что все электроны и позитроны находятся на основном уровне Ландау. В такой плазме главным источником нейтринного остывания является процесс аннигиляции электрон-позитронной пары в пару нейтрино и антинейтрино произвольного аромата:

$$e^- + e^+ \rightarrow \nu_i + \bar{\nu}_i, \quad (1)$$

где индекс  $i = e, \mu, \tau$  нумерует аромат нейтринной пары. Светимость этого процесса, просуммированная по ароматам нейтрино, в рассматриваемом пределе хорошо известна [14]:

$$Q_\nu = \frac{\zeta(3) C_+^2}{48 \pi^3} G_F^2 m_e^2 e B T^5. \quad (2)$$

Здесь  $G_F$  – константа Ферми;  $C_+^2 = \sum_i (c_{\nu_i}^2 + c_{a_i}^2) \simeq 1.675$ , где  $c_{\nu_i}$  и  $c_{a_i}$  – векторные и аксиальные константы лептонного электрослабого тока;  $e > 0$  – элементарный заряд;  $m_e$  – масса электрона;  $B$  – напряженность магнитного поля;  $T$  – локальная температура среды;  $\zeta(x) = \sum_j j^{-x}$  – дзета-функция Римана. Отметим, что нейтринные пары, рождающиеся в этом процессе, в отличие от фотонов, свободно покидают плазму, что приводит к ее остыванию.

Ультрарелятивистская электрон-позитронная плазма является непрозрачной для фотонов, поэтому они находятся в локальном термодинамическом равновесии со средой. Однако в пределе сильного магнитного поля энергия плазмы определяется электронами и позитронами, находящимися на основном уровне Ландау, а вклад в нее от остальных уровней Ландау и от фотонов достаточно мал. Поэтому плотность энергии среды в рассматриваемом случае дается выражением:

$$\varepsilon = \frac{1}{12} e B T^2, \quad (3)$$

где учтен только суммарный вклад от электронов и позитронов на нулевом уровне Ландау.

Непрозрачность плазмы для фотонного излучения делает нейтрино единственным источником охлаждения плазмы во время гигантской вспышки. Таким образом, изменение температуры среды со временем может быть найдено из уравнения локального энергетического баланса:

$$\dot{\varepsilon} = -Q_\nu. \quad (4)$$

Так как считается, что магнитное поле магнитара не меняется в течение вспышки, то из этого уравнения может быть найдена температура среды как функция времени:

$$T(t) = T_0 \left[ 1 + \frac{3 \zeta(3) C_+^2}{8 \pi^3} G_F^2 m_e^2 T_0^3 t \right]^{-1/3}, \quad (5)$$

где  $t$  – время, отсчитываемое от момента формирования излучающей области. Отметим, что этот момент не совпадает с временем начала гигантской вспышки, что подробнее будет обсуждаться ниже.

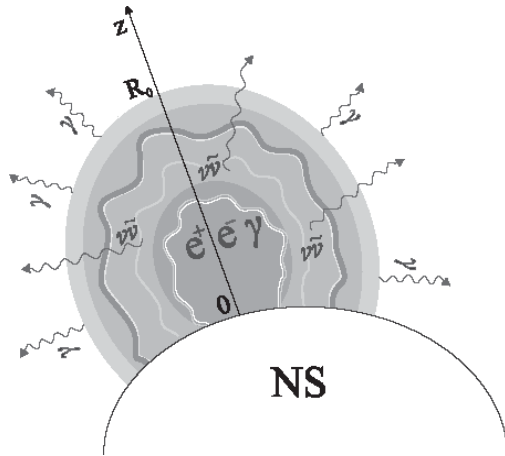


Рис. 1. Схематичное представление излучающей плазмы, порождающей гигантскую вспышку МПГ в магнитарной модели

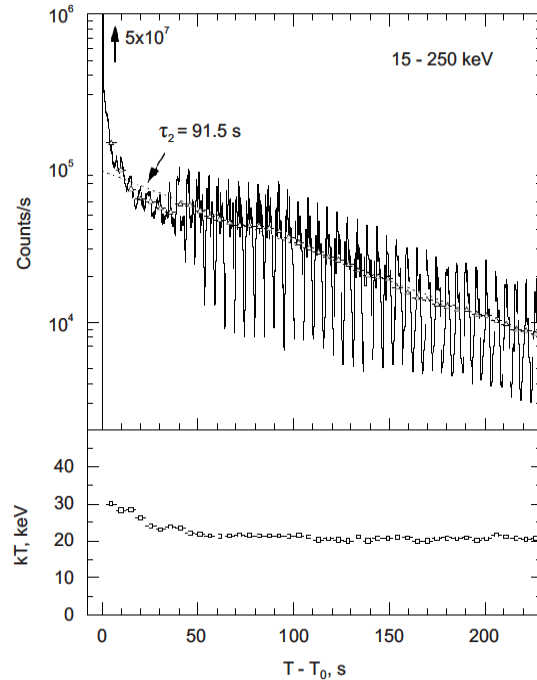


Рис. 2. Временная и спектральная характеристики гигантской вспышки SGR 1900+14 из работы [15]

Так как нейтрино свободно покидают среду, то для моделирования нейтринного остывания геометрия излучающей области является несущественной. Однако, следуя работе [5], где параметры плазмы находились из моделирования рентгеновского потока гигантской вспышки SGR 1900+14, будем считать излучающую область сферически-симметричной. Для точности будем предполагать, что излучающая плазма занимает часть шарообразной области радиуса  $R_0$ , определяемую телесным углом  $\Omega_0$ , а центральная ее часть находится на поверхности нейтронной звезды (смотри рис. 1). Таким образом, в случае, когда радиус излучающей области близок к радиусу нейтронной звезды, область, занимаемая плазмой, будет близка к полушару. Точки излучающей области будем характеризовать радиальной координатой  $r$ . Как и в работе [5], будем использовать для локальной температуры плазмы и напряженности магнитного поля степенные законы убывания с расстоянием от центра излучающей области:

$$\begin{aligned} \tau(z) &\equiv T(z)/m_e = \tau_0 (1+z)^\gamma, \\ b(z) &\equiv eB(z)/m_e^2 = b_0 (1+z)^\beta, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $z = r/R_0$  – безразмерное расстояние, а  $\tau_0$  и  $b_0$  соответствуют безразмерным значениям температуры и напряженности магнитного поля в центре излучающей области. Отметим, что при моделировании мы не можем непосредственно использовать значения параметров, полученных в работе [5], так как в ней пренебрегалось излучением нейтрино, которое может приводить к сильному остыванию среды.

Далее будем предполагать, что магнитное поле магнитара не меняется в течении вспышки, а остывание плазмы происходит только за счет процесса (1) по закону (4). Тогда безразмерные локальная температура и напряженность магнитного поля как функции времени будут определяться следующими выражениями:

$$\tau(z, t) = \tau_0 (1+z)^\gamma \left[ 1 + \tau_0^3 (1+z)^{3\gamma} t/t_\nu \right]^{-1/3}, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} t_\nu &= (8\pi^3)/(3\zeta(3) C_+^2 G_F^2 m_e^2) \simeq 5700\text{c}, \\ b(z, t) &= b_0 (1+z)^\beta, \end{aligned} \quad (8)$$

где  $t_\nu$  имеет смысл характерного времени нейтринного остывания среды с локальной температурой  $T \simeq m_e$ . Однако рассматриваемая плазма должна иметь существенно большие температуры, а значит, меньшие времена нейтринного остывания. Соответственно, локальная плотность энергии плазмы за счет нейтринного остывания будет уменьшаться по следующему закону:

$$\varepsilon(z, t) = m_e^4 / 12 b_0 \tau_0^2 (1 + z)^{\beta + 2\gamma} \left[ 1 + \tau_0^3 (1 + z)^{3\gamma} t / t_\nu \right]^{-2/3}. \quad (9)$$

Отметим, что начальная энергия плазмы должна превосходить полную энергию вспышки в фотонах на величину нейтринных потерь.

В магнитарной модели формирование фотонного излучения происходит в узком приповерхностном слое плазмы, в котором должен быть большой градиент температуры. На наличие такого градиента косвенно указывает тот факт, что энергетика гигантской вспышки требует излучающую плазму с температурой  $T \sim 1 \text{ МэВ}$ , а наблюдаемые фотоны являются гораздо более мягкими  $T_\gamma \sim 20 \text{ кэВ}$ . Детальное моделирование спектра фотонного излучения представляет собой очень сложную задачу, к тому же, результат будет сильно зависеть от используемого градиента температуры, что вносит дополнительную неопределенность. Поэтому далее мы будем рассматривать просуммированный по всему энергетическому спектру поток фотонов. Так как формирование фотонного излучения происходит за счет полной аннигиляции плазмы в приповерхностном слое, это приводит к уменьшению размера излучающей области со временем. Поскольку при такой аннигиляции вся энергия плазмы переходит в фотонное излучение, то его светимость определяется текущим размером излучающей области  $R(t)$  и плотностью энергии на ее границе  $\varepsilon(R(t), t)$  в этот момент времени:

$$L_\gamma = \varepsilon(R(t), t) R^2(t) \dot{R}(t) \Omega_0, \quad (10)$$

где  $\dot{R}(t)$  – закон изменения размера излучающей области за счет излучения фотонов. В том случае, когда излучение фотонов происходит в среднем анизотропно, средний поток энергии, регистрируемый от вспышки, будет

$$\bar{F}_\gamma = \frac{L_\gamma}{4\pi D^2}, \quad (11)$$

где  $D$  – расстояние от места регистрации до источника вспышки. Однако поток, наблюдавшийся от всех гигантских вспышек, оказывается достаточно сильно модулирован периодическим сигналом, период которого совпадает с периодом вращения нейтронной звезды. Наиболее простое объяснение этого факта состоит в том, что излучающая область имеет размеры, сравнимые с размером нейтронной звезды. Тогда при ее вращении эта область будет периодически затмеваться нейтронной звездой. Как отмечалось выше, в этом случае  $\Omega_0 \simeq 2\pi$ , а модулированный поток будет определяться следующим выражением:

$$F_\gamma = \frac{\varepsilon(R(t), t) R^2(t) \dot{R}(t) M_0}{D^2} \frac{M_0}{2} \left[ 2 - m + m \cos(2\pi t / T_{NS} + \varphi_0) \right], \quad (12)$$

где  $M_0 \in [0, 1]$  – безразмерный параметр, определяющий степень закрытия источника в максимуме потока;  $m \in [0, 1]$  – глубина закрытия потока за счет вращения нейтронной звезды;  $T_{NS}$  – период ее вращения;  $\varphi_0$  – фаза, определяемая положением излучающей области на нейтронной звезде в момент ее формирования.

Одним из ключевых параметров, определяющих фотонную светимость, является скорость изменения размеров излучающей области, которая, как обсуждалось выше, определяется особенностями формирования излучения в узком приповерхностном слое плазмы. Расчет такой скорости сам по себе является отдельной и сложной задачей, поэтому далее мы будем использовать для зависимости радиуса излучающей области от времени следующее аппроксимационное выражение:

$$R(t) = R_0 (1 - t/t_\gamma)^\alpha, \quad (13)$$

параметры которого будут находиться из сравнения модельного потока с наблюдаемым. Здесь  $t_\gamma$  – время, за которое излучающая область полностью исчезает.

Таким образом, выражение (12) совместно с (13) и (9) полностью описывает рентгеновский поток от гигантской вспышки МПГ в рамках магнитарного сценария ее возникновения. Отметим, что в предложенную модель входит зависимость потока от точки наблюдения, что позволяет из сравнения модели с наблюдательными данными делать выводы о геометрии излучающей области. Кроме того, в (12) предполагалось, что за время наблюдения изучающая область остается сравнимой с размером нейтронной звезды, что будет подробно обсуждаться ниже.

### 3. Гигантская вспышка SGR 1900+14

В настоящей работе рассматривалась лишь одна из трех наблюдавшихся гигантских вспышек МПГ, а именно вспышка от SGR 1900+14, произошедшая 27 августа 1998. Она представляет особый интерес, так как наблюдалась сразу несколькими независимыми группами, выводы которых хорошо согласуются друг с другом. В работе использовались наблюдения, полученные российской группой на гамма-спектрометре «Конус-Винд» [15]. Однако, так как в данной работе приводятся лишь интегральные характеристики рентгеновского потока, он восстанавливался по данным свободного каталога “Konus catalog of SGR activity” [16].

Как видно из временной диаграммы на рис. 2, гигантская вспышка SGR 1900+14 начинается с мощного и очень короткого всплеска, характерного для всех известных гигантских вспышек МПГ. Во время этой стадии, продолжительность которой меньше секунды, выделяется энергия, сравнимая с энергией всей вспышки. После мощного всплеска идет плавный спад интенсивности рентгеновского потока, постепенно переходящий в затухающие пульсации, период которых совпадает с периодом вращения нейтронной звезды. Эта вторая стадия также является характерной для всех известных гигантских вспышек, и именно она будет рассмотрена далее.

Измерения по данной гигантской вспышке проводились в двух энергетических диапазонах  $G1$ : 19.5 - 63.6 кэВ и  $G2$ : 63.6 - 259.1 кэВ с временным разрешением  $\Delta t \sim 0.1$  с. За время вспышки было получено четыре спектра, которые использовались для восстановления рентгеновского потока. Хотя спектр в течение вспышки менялся слабо (смотри рис. 2), для восстановления потока была использована линейная экстраполяция его спектральной характеристики на временные интервалы, где измерения спектра отсутствуют. Поток восстанавливался отдельно в обоих энергетических диапазонах  $G1$  и  $G2$ . Данные по суммарному восстановленному потоку приводятся на рис. 3, где показана только вторая пульсирующая стадия вспышки. Отсчет времени на графиках, как и в работе [15], производится от начала вспышки. Отметим, что так как рассматриваемая вспышка является очень энергичной, то при восстановлении потока вычет фоновых значений в фильтрах  $G1$  и  $G2$  не производился.

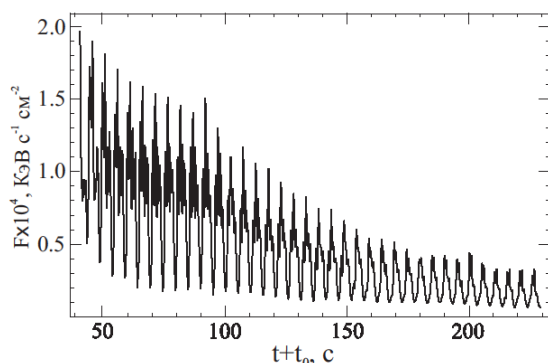


Рис. 3. Восстановленный поток гигантской вспышки SGR 1900+14

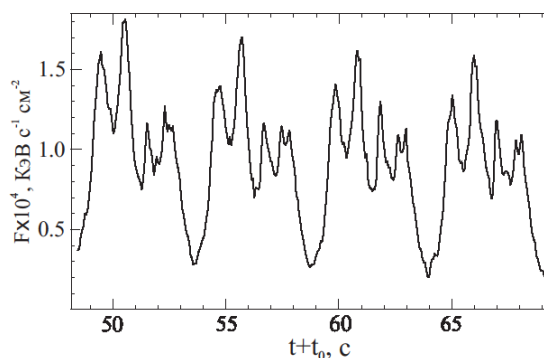


Рис. 4. Структура отдельных пиков гигантской вспышки SGR 1900+14.

Для гигантской вспышки SGR 1900+14 первый пик, относящийся к пульсирующей стадии, приходится на время  $t_0 \simeq 40.3$  с от начала вспышки. Именно это время будет приниматься далее за момент формирования излучающей области. Так как оно совпадает с максимумом потока, то в выражении (12) необходимо положить  $\varphi_0 = 0$ . Отметим, что выбор момента времени начала второй стадии достаточно условен. Однако, как показал отдельный анализ, полученные далее результаты не зависят от выбора этой точки.

На рис. 4 приведен фрагмент восстановленного рентгеновского потока, показывающий структуру отдельных пиков. Как видно из рисунка, структура пиков сильно изрезана, что, по всей видимости, указывает на существенно более сложную геометрию излучающей области, чем предполагалось в модели. Таким образом, использование детальной информации о структуре отдельных пиков значительно превышает точность предложенной модели, подразумевающей гармоническое изменение потока. Поэтому далее из всего восстановленного потока для моделирования использовались только точки максимумов и минимумов.

Одним из параметров рассматриваемой модели является  $t_\gamma$  – время, за которое излучающая область полностью аннигилирует в фотоны (13). Отметим, что, помимо неоднозначности выбора времени  $t_0$ , соответствующего формированию излучающей области и началу пульсирующей стадии вспышки, время окончания вспышки является также достаточно неопределенным из-за наличия фона и возможного прогрева нейтронной звезды горячей плазмой. Таким образом, параметр  $t_\gamma$  не может быть точно определен по данным наблюдений и является модельным параметром.

Еще один параметр гигантской вспышки SGR 1900+14, определяющий ее энергетику, – расстояние до источника излучения. В настоящей работе, следуя [17], это расстояние выбиралось равным  $D = 15$  кпк, что превышает более ранние определения расстояния до SGR 1900+14, например, в [15].

#### 4. Результаты и обсуждение

Предложенная модель формирования гигантской вспышки МПГ в рамках магнитарного сценария, несмотря на ряд упрощающих предположений, тем не менее содержит двенадцать независимых параметров, большая часть из которых не известна из данных, полученных на основе наблюдений. Таким образом, для сравнения модельного потока с наблюдаемым часть из этих параметров предварительно фиксировалась.

К первой группе можно отнести параметры  $D$ ,  $M_0$  и  $R_0$ , которые определяют энергетику вспышки в фотонах и темп нейтринного остывания плазмы. Для этих параметров выбирались следующие значения:

$$D = 15 \text{ кпк}, M_0 = 1, R_0 = 10 \text{ км} \quad (14)$$

Отметим, что выбор параметра  $M_0$  связан с тем, что в случае, когда размер излучающей области близок к размеру нейтронной звезды  $R_0 \simeq R_{NS} \simeq 10$  км, этот параметр не может быть маленьким.

К другой группе параметров относятся  $\tau_0$ ,  $\gamma$ ,  $b_0$  и  $\beta$ , определяющие свойства среды в излучающей области. Как было показано в работах [4] и [9], наиболее интересными с физической точки зрения являются степенные законы изменения температуры и напряженности магнитного поля с

$$\gamma = -1/2, \quad \beta = -3, \quad (15)$$

которые и использовались в данной работе. Безразмерные значения температуры  $\tau_0$  и напряженности магнитного поля  $b_0$  в центре излучающей области, которые характеризуют полную начальную энергию излучающей плазмы, находились из сравнения модельного потока с наблюдаемым.

Как отмечалось выше, выбор временных характеристик модели  $t_0$ ,  $t_\gamma$  является в некоторой степени произвольным. Однако разный выбор начала пульсирующей стадии  $t_0$  изменяет лишь время, когда модель начинает применяться к наблюдательным данным, но практически не изменяет временное поведение параметров модели в абсолютном времени, связанном с началом вспышки. Поэтому, как обсуждалось выше, это время выбиралось равным

$$t_0 = 40.3 \text{ с}. \quad (16)$$

Для продолжительности пульсирующей стадии брались следующие значения:

$$t_\gamma = 500 \text{ с} - t_0, t_\gamma = 1000 \text{ с} - t_0. \quad (17)$$

Отметим, что значение  $t_\gamma \sim 1000 \text{ с}$  является явно завышенным для исследуемой вспышки и использовалось лишь для выявления зависимости других параметров модели от этого времени.

Остальные параметры модели  $T_{NS}$ ,  $m$  и  $\alpha$ , как и  $\tau_0$  и  $b_0$ , находились из наилучшего приближения наблюдаемого потока к модельным. Как обсуждалось выше, из наблюдаемого потока для моделирования использовались лишь точки максимумов и минимумов. Моделирование проводилось для различных значений начальной энергии излучающей плазмы  $E_{tot}$  и продолжительности вспышки  $t_\gamma$ .

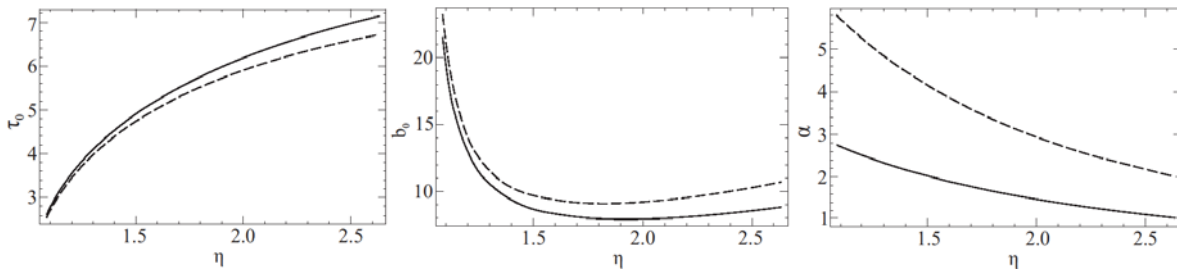


Рис. 5. Зависимость безразмерной температуры  $T_0$ , напряженности магнитного поля  $b_0$ , параметра  $\alpha$ , характеризующего скорость уменьшения излучающей области, от полной энергии плазмы  $\eta = E_{tot}/E_\gamma$ . Сплошная линия соответствует продолжительности вспышки  $t_\gamma \sim 500$  с, пунктирная линия –  $t_\gamma \sim 1000$  с.

Как показало моделирование, для всех используемых параметров, обсуждаемых выше, геометрические характеристики модели оставались постоянными с очень хорошей точностью:

$$T_{NS} \simeq 5.19, \quad m \simeq 0.87, \quad (18)$$

что свидетельствует об адекватности предложенной модели. Полученный период нейтронной звезды совпадает с известным значением, измеренным по полному потоку  $T_{NS} = 5.16$ с [15]. Это говорит о том, что оставленные для моделирования максимумы и минимумы потока хорошо передают его гармоническую составляющую. Кроме того, большое значение параметра  $m$  указывает на практически полное закрытие излучающей области нейтронной звездой. Таким образом, подтверждается использованное предположение о близости размеров излучающей области и нейтронной звезды.

На рис. 5 приведены графики зависимости безразмерной температуры  $T_0$  и напряженности магнитного поля  $b_0$  в центре излучающей области, а также параметра  $\alpha$ , характеризующего скорость уменьшения излучающей области за время вспышки. Графики построены в зависимости от параметра, определяющего полную начальную энергию плазмы:

$$\eta = E_{tot}/E_\gamma,$$

где  $E_\gamma$  – энергия, выделившаяся в фотонах за время вспышки. При моделировании это значение получалось равным  $E_\gamma \simeq (0.4 - 0.5) \cdot 10^{44}$  эрг, что меньше обычно используемых для этой вспышки значений. Такое расхождение связано с применением большего расстояния до источника, чем бралось ранее. Как видно из приведенных графиков, температура плазмы и напряженность магнитного поля очень слабо зависят от продолжительности вспышки, которая сказывается лишь на скорости изменения размеров излучающей области.

Приведенные графики качественно подтверждают выводы более простой модели, предложенной в работе [1], где не учитывалось изменение размеров излучающей области и охлаждение плазмы за счет излучения нейтрино. В частности, как видно из графиков, с ростом энергии плазмы ее температура монотонно растет, а напряженность магнитного поля проходит через минимум. Это говорит о том, что для обеспечения наблюдаемого рентгеновского потока источник гигантской вспышки должен иметь напряженность магнитного поля не меньше значения этой функции в минимуме. Таким образом, из анализа гигантских вспышек можно поставить нижнее ограничение на магнитное поле магнитаров, что впервые было предложено в работе [1]. Однако из полученных результатов такое ограничение поставлено быть не может, так как только при малых  $\eta \simeq 1$  выполняется предел сильного магнитного поля  $b_0 \gg \tau_0^2$ , который использовался для расчета энергии плазмы и потерь на нейтринное излучение.

Важные выводы можно сделать из анализа скорости изменения размеров излучающей области за время вспышки (13). Эта скорость сильнее всего зависит от начальной энергии плазмы  $E_{tot}$  и достаточно слабо от продолжительности вспышки  $t_\gamma$ . Так, на момент времени, где заканчиваются данные наблюдений по потоку от рассматриваемой вспышки ( $T \simeq 229$  с от начала вспышки), размер излучающей области по модели должен был составлять:

$$\begin{aligned} R_T &\simeq 2.3 \text{ км при } \eta \simeq 1, t_\gamma = 500 \text{ с,} \\ R_T &\simeq 2.8 \text{ км при } \eta \simeq 1, t_\gamma = 1000 \text{ с,} \end{aligned} \quad (19)$$



$$R_T \simeq 5.9 \text{ км при } \eta \simeq 2.7, t_\gamma = 500 \text{ с,}$$

$$R_T \simeq 6.5 \text{ км при } \eta \simeq 2.7, t_\gamma = 1000 \text{ с.}$$

Столь малые размеры излучающей области должны были бы привести к продолжительному полному закрытию источника рентгеновского излучения. Однако такое закрытие отсутствует в результатах, полученных на основе наблюдений, что может указывать на несоответствие магнитарной модели реальному механизму возникновения гигантских вспышек МПГ.

Авторы выражают благодарность Ф. П. Олейнику за помощь в работе с данными каталога “Konus catalog of SGR activity”.

#### Библиографический список

1. Гвоздев А. А. Нижнее ограничение на напряженность магнитного поля магнитара из анализа гигантских вспышек SGR [Текст] / А. А. Гвоздев, И. С. Огнев, Е. В. Осокина // Письма в Астрономический журнал. – 2011. – Т. 37, № 5. – С. 365–376.
2. Keane E. F., Kramer M. On the birthrates of Galactic neutron stars // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2008. Vol. 391, no. 4. P. 9.
3. Duncan R. C., Thompson C. Formation of very strongly magnetized neutron stars-Implications for gamma-ray bursts // The Astrophysical Journal. 1992. Vol. 392. P. L9–L13.
4. Thompson C., Duncan R. C. The soft gamma repeaters as very strongly magnetized neutron stars - I. Radiative mechanism for outbursts // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 1995. Vol. 275. P. 255–300.
5. Thompson C., Duncan R. C. The Giant Flare of 1998 August 27 from SGR 1900+14. II. Radiative Mechanism and Physical Constraints on the Source // The Astrophysical Journal. 2001. Vol. 561. P. 980–1005.
6. Thompson C., Duncan R. C. The Soft Gamma Repeaters as Very Strongly Magnetized Neutron Stars. II. Quiescent Neutrino, X-Ray, and Alfvén Wave Emission // The Astrophysical Journal. 1996. Vol. 473. P. 322–342.
7. Mereghetti S. The strongest cosmic magnets: soft gamma-ray repeaters and anomalous X-ray pulsars // The Astronomy and Astrophysics Review. 2008. Vol. 15, no. 4. P. 225–287.
8. Lyutikov M. Magnetar giant flares and afterglows as relativistic magnetized explosions // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2006. Vol. 367, no. 4. P. 1594–1602.
9. Parfrey K., Beloborodov A. M., Hui L. Twisting, reconnecting magnetospheres and magnetar spindown // The Astrophysical Journal Letters. 2012. Vol. 754, no. 1. P. L12.
10. Malov I. F. Do magnetars really exist? // Astronomy Reports. 2012. Vol. 56, no. 1. P. 29–34.
11. Rea N., Esposito P., Turolla R. et al. A low-magnetic-field Soft Gamma Repeater // Science. 2010. Vol. 330. P. 944–946.
12. Rea N., Israel G. L., Esposito P. et al. A new low magnetic field magnetar: the 2011 outburst of Swift J1822.3-1606 // The Astrophysical Journal. 2012. Vol. 754, no. 1.
13. Colaiuda A., Ferrari V., Gualtieri L., Pons J. A. Relativistic models of magnetars: structure and deformations // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2008. Vol. 385, no. 4. P. 2080–2096.
14. Kaminker A., Gnedin O., Yakovlev D. et al. Neutrino emissivity from  $e^-e^+$  annihilation in a strong magnetic field: Hot, nondegenerate plasma // Physical Review D. 1992. Vol. 46, no. 10. P. 4133–4139.
15. Mazets E. P., Cline T. L., Aptekar R. L. et al. Activity of the Soft Gamma Repeater SGR 1900+14 in 1998 from Konus-Wind Observations: 2. The Giant August 27 Outburst // Astronomy Letters. 1999. Vol. 25, no. 10. P. 635–648.
16. Aptekar R., Frederiks D., Golenetskii S. et al. Konus catalog of SGR activity: 1978 to 2000. 2000. <http://www.ioffe.rssi.ru/LEA/SGR/Catalog/>.
17. Vrba F. J., Henden A. A., Luginbuhl C. B. et al. The Discovery of an Embedded Cluster of High-Mass Stars Near SGR 1900+14 // The Astrophysical Journal. 2000. Vol. 533, no. 1. P. L17–L20.