

Гравитационные волны и сверхновые с коллапсирующим ядром

Г.С. Бисноватый-Коган, С.Г. Моисеенко

Рассматривается механизм образования гравитационных волн во Вселенной при несферическом коллапсе вещества. Приводятся результаты для несферического коллапса пылевого однородного сфероида и для сфероида с конечной энтропией вещества. Изложены результаты численных расчётов в рамках нейтринной и магниторотационной моделей вспышки сверхновой с коллапсирующим ядром. Эти результаты применяются для оценки безразмерной амплитуды гравитационной волны с частотой $\nu \sim 1300$ Гц, излучаемой при коллапсе вращающегося ядра предсверхновой с массой $1,2 M_{\odot}$, который был рассчитан авторами в двумерном приближении. Данная оценка находится в хорошем согласии с результатами многих других расчётов, сделанных в двух- и трёхмерной постановках, с более точными и сложными вычислениями амплитуды гравитационной волны, результаты которых изложены в настоящей статье. Формирование крупномасштабной структуры Вселенной в модели блинов Зельдовича сопровождается излучением сверхдлинных гравитационных волн. Вычислена средняя амплитуда таких волн с использованием расчётов несферического коллапса пылевого бесстолкновительного вещества, имитирующего тёмную материю, в приближении однородного сфероида. Отмечено, что амплитуда гравитационной волны, излучаемой при коллапсе ядра сверхновой в нашей Галактике, достаточно велика, и она могла бы быть зарегистрирована на имеющихся установках.

Ключевые слова: гравитационные волны, сверхновые с коллапсирующим ядром, коллапс тёмной материи

PACS numbers: 04.80.Nn, 95.85.Sz, 97.60.Bw, 97.60.Lf

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.11.038112>

Содержание

1. Введение (906).
 2. Излучение гравитационных волн при несферическом коллапсе (907).
 3. Модели коллапсирующих сверхновых без магнитных полей (908).
 4. Магниторотационные сверхновые (909).
 5. Гравитационные волны при численном моделировании взрывов коллапсирующих сверхновых (911).
 6. Образование сверхдлинных гравитационных волн при коллапсе тёмной материи (912).
 7. Заключение (913).
- Список литературы (913).

1. Введение

11 февраля 2016 г. с большой помпой миру было объявлено о регистрации 14 сентября 2015 г. сигнала, образованного гравитационными волнами, на установке

LIGO (Laser Interferometric Gravitational-wave Observatory) в США [1]. По фантастически удачной случайности открытие было сделано ровно через 100 лет после предсказания существования гравитационных волн Альбертом Эйнштейном на основе созданной им общей теории относительности (ОТО) (пространства и времени). Подробное обсуждение результатов этого эксперимента и связанных с ним различных проблем можно найти в работах [2–6].

Гравитационные волны (ГВ) испускаются двойными звёздами из-за их вращения относительно друг друга либо сжимающимися (коллапсирующими) несферическими телами. Сигнал от гравитационных волн очень трудно регистрировать ввиду чрезвычайной слабости гравитационного взаимодействия. Мы чувствуем гравитацию на Земле потому, что она создаётся огромными массами вещества и ничем не экранируется. Если гипотетически рассмотреть Землю без электронов, из одних только протонов, то электрическая сила притяжения (или отталкивания) протонов окажется на 36 порядков больше силы гравитационного притяжения. В действительности из-за присутствия электронов Земля квазинейтральна, и соответствующая электрическая сила не превышает гравитационную.

При регистрации ГВ-сигнала измерялось ничтожно малое смещение, которое соответствует изменению длины метрового тела на величину, примерно на 10 порядков меньшую размера атома водорода. Различные возмущения, создаваемые окружающими телами, или сейсмиче-

Г.С. Бисноватый-Коган. Институт космических исследований РАН, ул. Профсоюзная 84/32, 117997 Москва, Российская Федерация; Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Каширское шоссе 32, 115409 Москва, Российская Федерация
E-mail: gkogana@iki.rssi.ru

С.Г. Моисеенко. Институт космических исследований РАН, ул. Профсоюзная 84/32, 117997 Москва, Российская Федерация
E-mail: moiseenko@iki.rssi.ru

Статья поступила 31 марта 2017 г.

ские возмущения Земли вызывают смещения в детекторе, которые могут значительно превышать сигнал от ГВ. Для минимизации влияния фоновых возмущений, имеющих локальное происхождение, при регистрации ГВ используется несколько, как минимум два, детекторов, разделённых большим расстоянием.

Установка LIGO состоит из двух лазерных установок, расположенных в штатах Луизиана и Вашингтон, находящихся на расстоянии 3000 км друг от друга. Выделение сигнала из фона производится посредством исследования корреляции сигналов, наблюдаемых на двух установках. Гравитационный сигнал должен быть совершенно идентичным на обеих установках, так как он распространяется практически без искажений от источника до Земли. Поскольку скорость распространения ГВ должна равняться скорости света, возникает разность времён прихода ГВ на двух установках. Наблюдательное измерение этой разницы, составившей около 10 мс, позволило очертить на небе круговую полосу, откуда мог прийти ГВ-сигнал, площадью 600 квадратных градусов. Столь большая площадь области неба, откуда мог бы прийти ГВ-сигнал, сильно усложняет отождествление источника ГВ с каким-либо видимым на небе объектом.

Сравнение формы сигнала, зарегистрированного на обеих установках, с результатами теоретических расчётов позволило оценить массы компактных сливающихся объектов, испускающих ГВ-сигнал. Ими оказались две чёрные дыры с большими массами: 36 и 29 масс Солнца (M_{\odot}). Теория позволяет определить мощность гравитационного сигнала при слиянии таких чёрных дыр, а из сравнения с регистрируемым сигналом найти расстояние до источника, равное примерно 410 Мпк, что соответствует красному смещению $z = 0,09$. Энергия, унесённая ГВ, составляет огромную величину, эквивалентную энергии покоя тела с массой $3M_{\odot}$. Гравитационная волна была зарегистрирована модернизированным экспериментом LIGO, способным регистрировать сигнал с относительным смещением $h \sim 10^{-23}$. Сигнал оказался существенно выше этого порога, и он мог быть зарегистрирован на той же установке до её модернизации, а также некоторыми другими приборами. По случайности, ни один из таких приборов (в Италии, Японии, Германии) в момент регистрации не функционировал.

Система из двух массивных чёрных дыр до сих пор никогда не наблюдалась и практически не рассматривалась в качестве возможного источника ГВ (см., однако, [7, 8]). Наиболее надёжным источником сигнала до сих пор считались тесные двойные системы с орбитальным периодом в несколько часов, состоящие из двух нейтронных звёзд, которые сливаются из-за гравитационного излучения, испуская мощный гравитационный сигнал перед самым слиянием. Такие системы наблюдаются в нашей Галактике в виде радиопульсаров. Оценка их времени жизни до слияния, а также статистика их существования в других галактиках давали оценки, правда с точностью до порядка в обе стороны, частоты регистрации около десяти событий за год из окружающей области Вселенной размером ~ 200 Мпк, причём речь идёт о сигнале, превосходящем порог регистрации [9, 10] (см. также [11]). Зарегистрированный сигнал превышал порог в 24 раза, хотя пришёл с расстояния в 400 Мпк. То есть мощность сигнала оказалась примерно в 1000 раз выше, чем ожидаемая от слияния в наблюдаемых системах из двух нейтронных звёзд.

Сигнал, зарегистрированный на модернизированной установке LIGO, может стать первой регистрацией гравитационной волны в лаборатории на Земле. Однако косвенная регистрация ГВ, следующая из анализа радионаблюдений двойного пульсара Халса – Тейлора, открытого в 1975 году [12], была сделана ещё в конце 1980-х годов [13], а затем подтверждена наблюдениями тесной двойной системы из двух радиопульсаров, открытой в 2004 году [14]. Уменьшение периода двойной системы из-за излучения ГВ совпадает с точностью $\sim 0,01\%$ (точность эксперимента) с предсказаниями ОТО.

Интересно, что первое объявление о регистрации ГВ-сигнала было сделано американским физиком Джозефом Вебером в 1969 году [15]. Вебером были построены две регистрирующие колебания твердотельного цилиндра установки, находящиеся на расстоянии 1000 км друг от друга, с помощью которых он искал коррелированный сигнал. Относительная величина измеренного смещения составляла, по утверждению Вебера, 10^{-16} . Это было в 100 тыс. раз больше смещения, зарегистрированного LIGO. Столь сильный ГВ-сигнал противоречил всем существующим теориям и фактам. Хотя результат Вебера был экспериментально опровергнут через несколько лет, он вызвал к жизни целую волну гравитационных экспериментов, на гребне которой и было сделано заявленное эпохальное открытие.

Открытие гравитационных волн на Земле является решением сложнейшей технической и технологической задачи. Научная значимость этого открытия с точки зрения фундаментальной науки не столь велика, так как справедливость ОТО, из которой следует существование ГВ, и их косвенная регистрация в двойных системах с радиопульсарами установлены наблюдательно с максимально возможной точностью, допускаемой радиоастрономическим экспериментом.

В настоящей статье приводятся результаты исследований по генерации ГВ, излучаемых при несферическом коллапсе звезды, который сопровождается вспышкой сверхновой, а также при несферическом коллапсе больших масс во Вселенной, при которых формируется крупномасштабная структура. Результаты различных расчётов показали, что гравитационная волна, генерируемая при вспышке сверхновой с коллапсирующим ядром в нашей Галактике, может быть зарегистрирована установками LIGO и Virgo.

2. Излучение гравитационных волн при несферическом коллапсе

Оценка излучаемой гравитационной энергии при несферическом коллапсе впервые была сделана в работе [16], где рассмотрен коллапс однородного твердотельно вращающегося пылевого облака. Мощность излучения гравитационных волн от сплюснутого сфероида массой M с большой полуосью A и малой полуосью C может быть записана в виде [17, 18]:

$$L_{\text{GW}} = \frac{2}{375} \frac{GM^2}{c^2} (\ddot{A}^2 - \ddot{C}^2)^2. \quad (1)$$

В случае коллапса невращающегося тела количество энергии, излучённой в виде ГВ, в работе [16] дано в виде

$$E_{\text{GW}} = 0,0370 \left(\frac{r_g}{A_{\text{min}}} \right)^{7/2} Mc^2 \lesssim 10^{51} \text{ эрг}. \quad (2)$$

Здесь $r_g = 2GM/c^2$ — радиус Шварцшильда, A_{\min} — минимальное значение большой полуоси. В случае быстрого вращения излучается меньше энергии, так как вращение приводит к прохождению момента отскока ($C = 0$) при меньшем значении поверхностной плотности и большем значении полуоси A_{\min} .

$$E_{\text{GW}} = 0,109 \left(\frac{r_g}{A_{\min}} \right)^{7/2} Mc^2 \gtrsim 10^{45} \text{ эрг}. \quad (3)$$

В работе [19] отмечено, что основная часть энергии ГВ излучается в процессе отскока вещества. Для того чтобы избежать бесконечности в плотности, возникающей при коллапсе пылевой материи в момент отскока, был рассмотрен сфероид с конечной энтропией, при коллапсе которого плотность в момент отскока остаётся конечной, а толщина — ненулевой. В итоге была получена формула [19]

$$E_{\text{GW}} \approx kMc^2 \left(\frac{r_g}{A_{\min}} \right)^{7/2} \frac{A_{\min}}{C_{\min}}. \quad (4)$$

Согласно оценке $k \sim 0,01$ [19], C_{\min} — минимальное значение малой полуоси. Формула (4) приводит к нефизической бесконечности при $C_{\min} \rightarrow 0$, когда $A_{\min}/C_{\min} \rightarrow \infty$. Оценка минимального значения C_{\min} , при котором применима формула (4), может быть получена из сопоставления (4) с формулой (2) для невращающегося пылевого сфероида с нулевой энергией, к которой должна примерно стремиться энергия излучённых ГВ при $C_{\min} \rightarrow 0$ вследствие стремления к нулю энтропии, и с формулой (1) для быстро вращающегося сфероида. В результате получаем ограничения для невращающегося и быстро вращающегося сфероидов соответственно

$$\frac{A_{\min}}{C_{\min}} \lesssim 4, \quad \frac{A_{\min}}{C_{\min}} \lesssim 11. \quad (5)$$

Подробное исследование гравитационного излучения коллапсирующего сфероида сделано в работе [20].

3. Модели коллапсирующих сверхновых без магнитных полей

Одним из источников ГВ являются взрывы сверхновых с коллапсирующим ядром. Коллапс железного ядра предсверхновой происходит несимметрично. В настоящее время физический механизм взрыва сверхновых с коллапсирующим ядром до конца не выяснен. На поздних стадиях эволюции массивных звёзд потеря гидродинамической устойчивости инициирует коллапс, который приводит к взрыву сверхновой и образованию нейтронной звезды. При этом выделяется огромное количество энергии, равное энергии связи нейтронной звезды, составляющей $(0,15-0,2) Mc^2$. Основная часть этой энергии выделяется в виде слабо взаимодействующих нейтрино, которые свободно улетают. Небольшая часть энергии нейтринного потока поглощается окружающей оболочкой, нагревает её, что может привести к формированию ударной волны, приводящей к вспышке сверхновой. Нейтринная модель взрыва сверхновой впервые была рассчитана Колгейтом и Уайтом [21] и неоднократно рассматривалась в одномерной постановке в работах [22–26] и многих других. Ввиду того что в одномерной сферически-симметричной модели взрыва

получить не удалось, основное внимание в последние годы уделяется двух- и трёхмерным моделям.

Надежды получить описание взрыва в многомерных моделях связаны с обнаруженной впервые в работе [27] конвективной неустойчивостью в коллапсирующем ядре. Конвекция приводит к выносу наружу более энергичных нейтрино из внутренних слоёв ядра. Ввиду возрастания сечения взаимодействия с увеличением энергии $\sim E_\nu^2$ нагрев оболочки становится сильнее и вероятность взрыва увеличивается. Отметим, что этот эффект зависит от размера конвективных вихрей. Чем больше этот размер, тем больше энергия выносимых нейтрино и больше эффективность взрыва. Для количественной оценки необходим расчёт в двух- и трёхмерных моделях. Результаты расчётов различных авторов сильно разнятся. В работе [28] представлены результаты расчётов задачи о коллапсе ядра и взрыве сверхновой в рамках двумерной гидродинамики (кусочно-параболический метод) (piecewise parabolic method — PPM) и двумерного переноса нейтрино. В этой работе была получена сильная конвекция за фронтом отражённой ударной волны, которая привела к достаточно мощному для объяснения сверхновой сильно несимметричному взрыву. Двумерное моделирование коллапса и взрыва сверхновой, проведённое с помощью метода PPM в других аналогичных работах [29, 30], не дало достаточной мощности взрыва. Расчёты двумерной задачи о взрыве сверхновой с помощью метода сглаженных частиц (smoothed-particle hydrodynamics — SPH) были проведены в работе [31]. В этой работе был получен взрыв сверхновой, однако расчёты, проведённые в [32] при той же постановке задачи, но с использованием другой численной схемы показали, что взрыва не происходит.

В трёхмерной постановке задача о взрыве сверхновой моделировалась методом SPH [33]. Согласно этой работе, как и более ранней работе [31], происходит взрыв сверхновой. При применении для моделирования сверхновой метода SPH взрыв происходит на той стадии расчётов, когда применимость данного численного метода неоправданна, так как в атмосфере, окружающей формирующуюся нейтронную звезду, слишком мало частиц и пространственное разрешение применяемого метода невелико.

Двумерные расчёты с более точным учётом физических эффектов изложены в работе [34], где было учтено вращение и нейтринная конвекция, а нейтринные потери впервые рассчитывались посредством решения уравнения Больцмана. Результаты этих расчётов показали, что коллапс ядра не приводит к взрыву сверхновой. Возникающая ударная волна отходит от центра звезды на расстояние порядка 100–200 км и останавливается. В настоящий момент результаты численного моделирования коллапса и взрыва сверхновой, основанные на модели нейтринной конвекции, сильно зависят от применяемого численного метода и деталей физической постановки и используемой методики учёта нейтринного излучения.

С развитием вычислительной мощности компьютеров появилась возможность моделировать нейтринный механизм взрыва коллапсирующей сверхновой с улучшенным пространственным разрешением. Однако в трёхмерном случае при развитии турбулентности происходит измельчение пространственных размеров турбулентных вихрей (тогда как в двумерном случае вихри укрупняются), что уменьшает эффективность развития

взрыва сверхновой. Моделированию нейтринного механизма взрыва коллапсирующих сверхновых посвящено значительное число работ (см., например, [35–41] и приведённые в них ссылки).

В работе [42] предложен механизм взрыва коллапсирующих сверхновых, основанный на делении коллапсирующего ядра на две части, при этом одна из частей представляет собой нейтронную звезду. Благодаря гравитационному излучению части разделившегося ядра сближаются до тех пор, пока менее массивная часть не заполнит свою полость Роша. Возникает перетекание вещества. Когда масса менее массивного компонента достигнет нижнего предела масс для нейтронных звёзд, может произойти взрывная денейтронизация маломассивной нейтронной звезды. Такое выделение энергии может способствовать сбросу оболочки коллапсирующей звезды. Для реализации этого механизма требуется очень быстрое вращение предсверхновой. Прямое трёхмерное численное моделирование этого механизма взрыва сверхновой с коллапсирующим ядром в настоящее время осуществить сложно.

4. Магниторотационные сверхновые

В 1970 г. в работе Г.С. Бисноватого-Когана [43] был предложен магниторотационный механизм взрыва сверхновых с коллапсирующим ядром, в котором основную роль при взрыве играют вращение и магнитное поле. В энергию вращения и магнитного поля переходит часть гравитационной энергии, высвобождающейся в результате коллапса. Дифференциальное вращение и вмороженное магнитное поле позволяют трансформировать эту гравитационную энергию в радиальную кинетическую энергию — энергию взрыва. В настоящее время модель магниторотационного взрыва наиболее успешно объясняет наблюдаемое энерговыделение сверхновых с коллапсирующим ядром, которое может сопровождаться формированием направленных выбросов — джетов.

Для моделирования магниторотационного взрыва сверхновой используется система уравнений гравитационной магнитной гидродинамики в условиях бесконечной проводимости. Уравнение состояния учитывает вклад электронов с произвольной степенью вырождения, нейтронизацию вещества с возрастанием плотности, сильные взаимодействия в виде ядерного отталки-

вания при плотностях, возникающих в центральных областях нейтронной звезды. Учитываются нейтрино, которые после выхода из плотного ядра свободно улетают, унося основную долю энергии, выделившуюся при коллапсе. Первые расчёты в одномерном цилиндрическом приближении [44, 45] показали высокую эффективность преобразования энергии вращения в энергию взрыва с помощью магнитного поля. Для двумерных расчётов была разработана специальная программа на основе неявной лагранжевой схемы на перестраиваемой треугольной сетке [46–48], на основе которой были сделаны первые двумерные расчёты магниторотационной сверхновой [49, 50].

Моделирование магниторотационного взрыва сверхновой состояло из двух последовательных этапов. Сначала был сделан расчёт коллапса железного ядра с образованием дифференциально вращающейся нейтронной звезды [51] (рис. 1). На этой стадии динамическим влиянием магнитного поля можно пренебречь. На втором этапе было "включено" полоидальное магнитное поле и проведён расчёт усиления тороидального магнитного поля при дифференциальном вращении, которое завершалось магниторотационным взрывом сверхновой. Расчёты проводились для начального полоидального магнитного поля квадрупольной [49] и дипольной [50] конфигураций.

В начальный момент было рассмотрено состоящее из железа ^{56}Fe ядро предсверхновой звезды с массой $1,2 M_{\odot}$, радиусом 1370 км и центральной плотностью $4,5 \times 10^9 \text{ г см}^{-3}$. При этом соотношения между начальными значениями вращательной и гравитационной, а также внутренней и гравитационной энергий составляли

$$\frac{E_{\text{rot}}}{E_{\text{grav}}} = 0,0057, \quad \frac{E_{\text{int}}}{E_{\text{grav}}} = 0,727.$$

В момент времени $t = 0,1377 \text{ с}$ после начала сжатия звезды формировалась ударная волна отскока на расстоянии $6 \times 10^5 \text{ см}$ от центра. Из-за высокой температуры за фронтом ударной волны рождались нейтрино, уносящие основную часть высвобождающейся гравитационной энергии. На рисунке 1 представлена кривая нейтринных потерь при коллапсе. Плотность вещества в центре звезды достигает максимального значения $\rho_{\text{с, max}} = 5,655 \times 10^{14} \text{ г см}^{-3}$ в момент $t = 0,1424 \text{ с}$. Ударная волна увлекает за собой вещество звезды, приводя

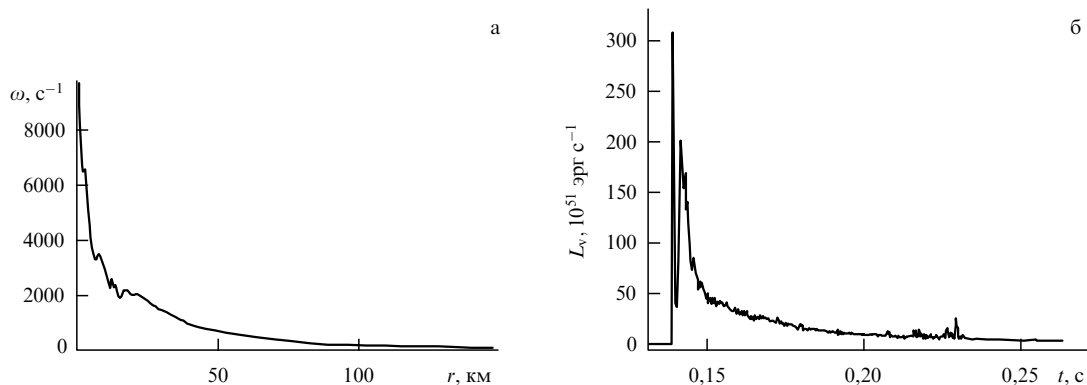


Рис. 1. (а) Зависимость угловой скорости ω вещества нейтронной звезды от радиуса r в экваториальной плоскости при $z = 0$ после коллапса. (б) Временная эволюция нейтринной светимости от начала коллапса до образования стационарно вращающейся нейтронной звезды [51].

к выбросу $\sim 0,041\%$ от массы ядра и $\sim 0,0012\%$ ($2,960 \times 10^{48}$ эрг) от его гравитационной энергии. В итоге к моменту $t = 0,261$ с, после затухания колебаний, формируется дифференциально-вращающаяся конфигурация. Сформировавшаяся в центре протонейтронная звезда радиусом $\sim 12,8$ км вращается почти твердотельно с периодом $0,00152$ с. Угловая скорость быстро убывает с увеличением расстояния от центра звезды (см. рис. 1), и вблизи внешней границы на экваториальной плоскости период вращения достигает ~ 35 с. Масса конфигурации вне твердотельного ядра составляла $\sim 1 M_{\odot}$.

Результаты численного моделирования коллапса ядра показывают, что, в согласии с результатами многих других авторов, количество выбрасываемого при коллапсе вещества и уносимая им энергия при коллапсе слишком малы для того, чтобы объяснить явление взрыва сверхновой. В этот момент "включалось" начальное полоидальное магнитное поле, энергия которого составляла $\sim 10^{-6}$ от гравитационной энергии. Магнитное поле имело симметрию квадрупольного ($H_z = 0$ при $z = 0$) [49] или дипольного ($H_r = 0$ при $z = 0$) [50] типа.

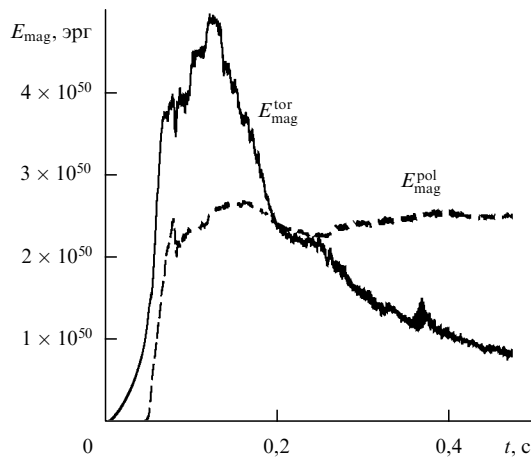


Рис. 2. Изменение тороидальной, $E_{\text{mag}}^{\text{tor}}$, и полоидальной, $E_{\text{mag}}^{\text{pol}}$, магнитных энергий при магниторотационном взрыве сверхновой с начальным квадрупольным полем [49].

Из-за наличия радиальной компоненты поля в начальной конфигурации возникает в результате закручивания при дифференциальном вращении тороидальная компонента магнитного поля H_{ϕ} , которая возрастает в среднем линейно со временем. При этом вначале тороидальная магнитная энергия возрастает со временем как квадратичная функция (рис. 2). Начиная с момента $t = 0,04$ с, который отсчитывается от момента включения поля, обе компоненты поля начинают быстро (экспоненциально) возрастать в результате развития магнито-дифференциально-вращательной неустойчивости [52]. После того как тороидальная магнитная энергия достигала максимального значения $4,8 \times 10^{50}$ эрг, при $t = 0,12$ с формировалась ударная волна и происходил взрыв вследствие перехода магнитной и вращательной энергии в радиальную кинетическую. Максимальное значение H_{ϕ} в этом процессе составляло $\sim 2,5 \times 10^{16}$ Гс. Полоидальная магнитная энергия при этом достигала величины $\approx 2,5 \times 10^{50}$ эрг и сохранялась примерно на этом уровне до конца численного счёта (см. рис. 2).

При симметрии квадрупольного типа у начального магнитного поля МГД ударная волна имеет большую амплитуду и движется быстрее вблизи экваториальной плоскости $z = 0$, приводя к преимущественному выбросу вблизи экваториальной плоскости [49]. Напротив, при начальном дипольном поле основной выброс вещества при взрыве идёт вдоль оси вращения в виде слабо коллимированного джета [50]. Зависимости эжектированной массы и кинетической энергии от времени при магниторотационном взрыве с начальным полем квадрупольного типа приведены на рис. 3. Для дипольного поля обе эти величины имеют почти те же значения [50]. В обоих случаях эжектируется $\sim 0,14 M_{\odot}$ массы и $\sim 0,6 \times 10^{51}$ эрг энергии.

При магниторотационном взрыве звезда теряет существенную часть вращательной энергии. Энергия вращения звезды не только преобразуется в энергию взрыва (кинетическую энергию радиального движения), но и теряется в виде нейтринного излучения. После взрыва ядро вращается медленнее, возникает дополнительное сжатие и некоторый подогрев протонейтронной звезды. Наши расчёты были остановлены в момент $t \approx 1,45$ с,

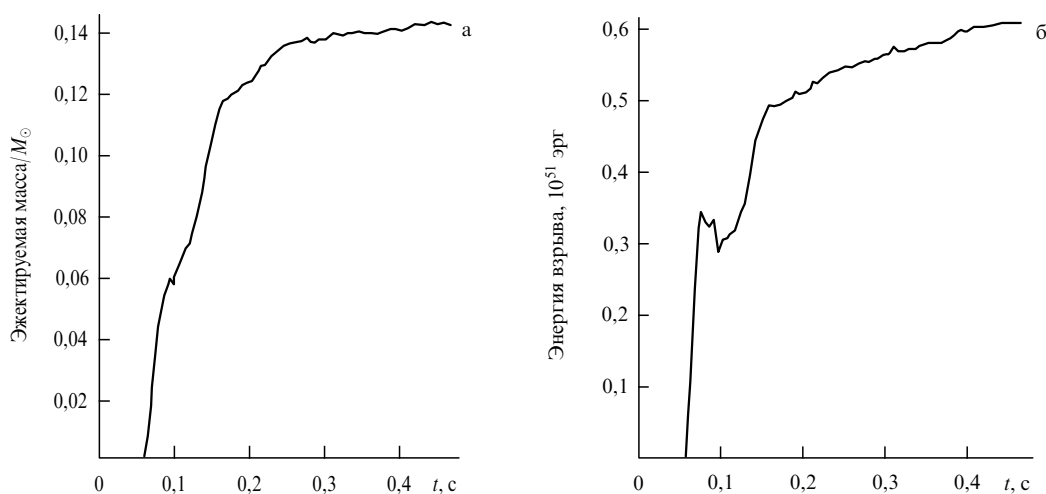


Рис. 3. (а) Зависимость относительной массы эжектированного вещества от времени и (б) зависимость от времени эжектированной энергии. Обе величины даны для начального квадрупольного поля [49].

когда протонейтронная звезда вращалась почти твердо- тельно с периодом $\sim 0,006$ с.

Как показали наши расчёты, при магниторотацион- ном взрыве сверхновой выделяется достаточно большая для объяснения явления взрыва сверхновых с коллапси- рующим ядром энергия, $0,6 \times 10^{51}$ эрг и выше [53]. Об- разовавшаяся молодая нейтронная звезда относительно медленно вращается вследствие превращения враща- тельной энергии в энергию взрыва. Трёхмерные расчёты магниторотационного механизма взрыва сверхновой проведены в работах [54, 55]. Магниторотационный ме- ханизм основан на действии магнитного поршня, дей- ствие которого зависит от напряжённости поля, но не от масштаба турбулентных вихрей. Благодаря этому эф- фективности магниторотационного взрыва в двух- и трёхмерной постановках, в отличие от эффективности в нейтринной модели, сравнимы между собой.

5. Гравитационные волны при численном моделировании взрывов коллапсирующих сверхновых

При многомерном численном моделировании взрыва коллапсирующих сверхновых можно вычислить количе- ство излучаемой гравитационной энергии и форму гравитационного сигнала. Гравитационный сигнал, излучаемый при несферическом коллапсе вращающе- гося тела, рассчитывался в работах [56, 57]. Одними из первых работ, в которых был вычислен гравитацион- ный сигнал, получаемый по результатам моделирова- ния взрыва коллапсирующей сверхновой, явились статьи [58, 59]. Для расчёта формы гравитационного сигнала, его наблюдаемых характеристик использовался числен- ный код, разработанный в [60], и его модификация. В процессе численного счёта определялся квадрупольный момент коллапсирующей звезды $D_{\alpha\beta}$,

$$D_{\alpha\beta} = \int \rho(\mathbf{r}, t)(3r_\alpha r_\beta - \delta_{\alpha\beta} r^2), \quad (6)$$

и его производные. Скорость излучения энергии грави- тационных волн \dot{E} , которая связана с третьей производ- ной квадрупольного момента, выражается в виде [17]

$$\dot{E} = \frac{G}{45c^5} \ddot{D}_{\alpha\beta} \ddot{D}^{\alpha\beta}. \quad (7)$$

Для вычисления спектра гравитационных волн исполь- зуются фурье-компоненты зависимости квадрупольного момента от времени. В работах [61, 62] представлены расчёты гравитационного сигнала от вращающихся коллапсирующих сверхновых при численном двумер- ном моделировании с детальным учётом нейтринных потерь и реалистическим уравнением состояния. Было показано, что частота гравитационного сигнала слабо зависит от начального момента вращения и для выбран- ного уравнения состояния в [59] составляет примерно 700 Гц. На рисунке 4 представлены зависимости ампли- туды гравитационной волны h на расстоянии 10 кпк и максимальной плотности ρ_{\max} от времени для трёх моделей коллапсирующих сверхновых, соответствую- щих различным параметрам начального вращения β_i

$$\beta_i = \left| \frac{T}{W} \right|, \quad (8)$$

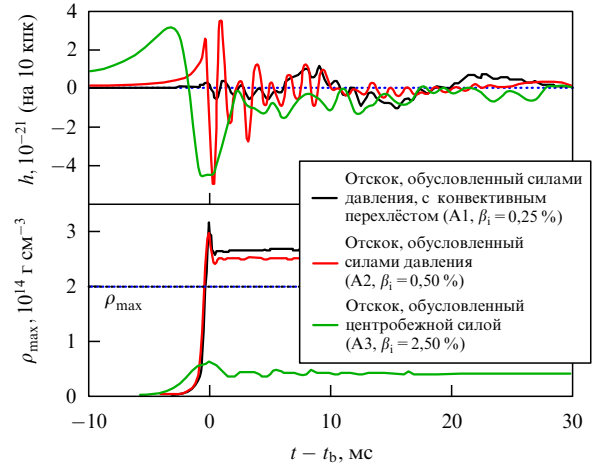


Рис. 4. (В цвете онлайн.) Изменение со временем относительной амплитуды гравитационной волны h и максимальной плотности ρ_{\max} для трёх моделей коллапсирующих сверхновых, соответствующих различным параметрам начального вращения, на расстоянии 10 кпк [61]. A1, A2, A3 — профили вращения из работы [61], $\beta_i = T/W$ — начальное значение отношения энергии вращения к гравитационной.

равным начальному значению отношения энергии враще- ния к гравитационной. Каталог формы гравитацион- ного сигнала для различных параметров нейтринной модели без вращения представлен в работе [63]. Грави- тационный сигнал в модели магниторотационной сверх- новой определялся в работах [64–66] на основе двумер- ных расчётов, а в работе [67] — в рамках трёхмерной магнитной гидродинамики. Отметим, что влияние маг- нитного поля на ГВ-сигнал существенно только для очень больших полей ($\sim 10^{12}$ Гс) у предсверхновых, когда магнитное поле влияет на динамику уже на стадии коллапса с образованием нейтронной звезды.

На рисунке 5 приведена зависимость максимального значения относительной амплитуды гравитационной волны h в зависимости от параметра вращения β_b , построенная на основе трёхмерных расчётов [67]. Здесь β_b — то же отношение, что и в (8), взятое в момент максимального сжатия и отскока (bounce). Обзоры работ

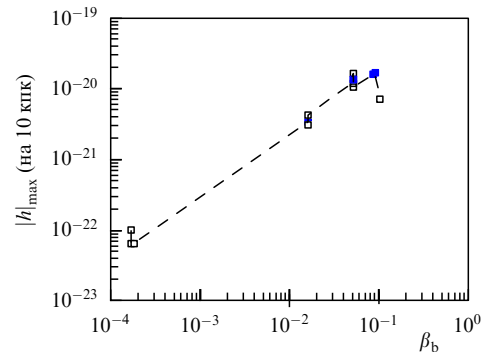


Рис. 5. Максимальное значение относительной амплитуды гравита- ционной волны $|h|_{\max,b}$ в зависимости от β_b , на расстоянии 10 кпк [67]; $\beta_b = T/W$ — отношение энергии вращения к гравитационной в момент максимального сжатия и отскока (bounce). При $\beta_b \leq 10\%$ $|h|_{\max,b}$ возрастает линейно с увеличением β_b . При $\beta_b > 10\%$ $|h|_{\max,b}$ начинает уменьшаться из-за увеличения центробежной силы.

по вычислению параметров гравитационного сигнала от коллапсирующих сверхновых для различных моделей взрыва даны в [68, 69] (см. также приведённые там ссылки).

Грубая общая оценка мощности излучения гравитационных волн при несферическом коллапсе сделана в [56]. Оценим энергию излучения гравитационных волн, используя расчёты коллапса ядра с массой $1,2 M_{\odot}$ в [51]. Из формулы (4) получаем значения энергии ГВ-импульса для следующих расчётных параметров в момент отскока:

$$\begin{aligned} A_{\min} &= 5,5 \times 10^5 \text{ см}, \quad \frac{C_{\min}}{A_{\min}} = 0,50 \quad \text{при } M = 0,24 M_{\odot}, \\ E_{\text{GW}} &= 1,3 \times 10^{49} \text{ эрг}, \\ A_{\min} &= 5,3 \times 10^6 \text{ см}, \quad \frac{C_{\min}}{A_{\min}} = 0,79 \quad \text{при } M = 0,3 M_{\odot}, \\ E_{\text{GW}} &= 1,2 \times 10^{46} \text{ эрг}, \\ A_{\min} &= 9,5 \times 10^6 \text{ см}, \quad \frac{C_{\min}}{A_{\min}} = 0,83 \quad \text{при } M = 0,5 M_{\odot}, \\ E_{\text{GW}} &= 5,4 \times 10^{45} \text{ эрг}, \\ A_{\min} &= 3 \times 10^7 \text{ см}, \quad \frac{C_{\min}}{A_{\min}} = 0,89 \quad \text{при } M = 0,8 M_{\odot}, \\ E_{\text{GW}} &= 7,4 \times 10^{44} \text{ эрг}, \\ A_{\min} &= 4,2 \times 10^7 \text{ см}, \quad \frac{C_{\min}}{A_{\min}} = 0,94 \quad \text{при } M = M_{\odot}, \\ E_{\text{GW}} &= 5,9 \times 10^{44} \text{ эрг}. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь M — масса звезды внутри выделенной изоденсы. Коллапс звезды существенно неоднороден. Энергия излучённых гравитационных волн примерно равна максимальному значению ($E_{\text{GW}} = 1,3 \times 10^{49}$ эрг для массы $M = 0,24 M_{\odot}$) энергии из (9) для параметров, соответствующих различным значениям массы M . Эта величина определяется массой внутри изоденсы с максимальной степенью сжатия. При этом вклад внешних слоёв коллапсирующей звезды с массой $0,96 M_{\odot}$ оказывается пренебрежимо малым. Вся энергия приходит из внутреннего ядра, соответствующего максимально сплюснутой изоденсе в момент отскока. В расчётной модели [51] отношение энергии вращения к гравитационной в момент отскока $\beta_b \approx 0,028$. Согласно рис. 5 эта величина примерно в четыре раза меньше значения, соответствующего максимуму гравитационного излучения. При этом характерное время отскока $\Delta t \sim 0,7-0,8$ мс. Относительная амплитуда гравитационной волны $h_{z\beta}$ на расстоянии r от коллапсирующего объекта определяется формулой [17, 20]

$$h_{\phi\phi} = -h_{\theta\theta} = \frac{GM}{5rc^4} \sin^2 \theta_0 (\ddot{A}^2 - \ddot{C}^2), \quad h_{\theta\phi} = 0. \quad (10)$$

Здесь угол θ_0 отчитывается от оси z сфероида. Для оценки максимума по углу наблюдения безразмерной максимальной амплитуды гравитационной волны на расстоянии r от источника представим (10) приближённо в следующем виде:

$$h_{\phi\phi} = -h_{\theta\theta} = \frac{GM}{5rc^4} \frac{A_{\min}^2}{(\Delta t)^2}. \quad (11)$$

Используя значения из (9) для максимального потока гравитационных волн, соответствующего $M = 0,24 M_{\odot}$,

получаем оценку амплитуды

$$\begin{aligned} h &= h_{\phi\phi} = -h_{\theta\theta} = \frac{6,7 \times 10^{-8} (0,48 \times 10^{33})}{5rc^4} \times \\ &\times \frac{(5,5 \times 10^5)^2}{(0,75 \times 10^{-3})^2} \approx 1,4 \times 10^{-22} \frac{10 \text{ кпк}}{r}. \end{aligned} \quad (12)$$

Несколько бóльшие значения h на рис. 5 могут быть связаны с другими параметрами коллапсирующей звезды, различиями в уравнении состояния, учётом нейтринных потерь, а также с использованием разных численных методов.

6. Образование сверхдлинных гравитационных волн при коллапсе тёмной материи

В работе [70] на основе модели Я.Б. Зельдовича [71, 72] был рассмотрен феноменологический подход к образованию структур в тёмной материи, в котором было учтено формирование сверхдлинных гравитационных волн. Был рассмотрен коллапс вращающегося сфероида тёмной материи. Показано, что при реалистичной скорости бурной релаксации [73] пылевого сфероида массой m с характерным временем релаксации τ_{rel} порядка трёх джинсовских времён,

$$\tau_{\text{rel}} = 3\tau_J = 3 \frac{2\pi}{\sqrt{4\pi G\rho}} = 6\pi \sqrt{\frac{a^2 c}{3Gm}}, \quad (13)$$

осцилляции затухают и после 10 колебаний их амплитуда составляет $\sim 0,1$ от начальной амплитуды. Здесь a и c — большая и малая полуоси сфероида соответственно. Эти колебания и переменные гравитационные поля коллапсирующих объектов тёмной материи могут оставлять следы в наблюдаемых флуктуациях микроволнового фона. Сверхдлинные гравитационные волны, излучаемые преимущественно при начальной стадии формирования блина, могут также влиять на флуктуации микроволнового фона и на гравитационное линзирование удалённых объектов. Для оценки полной энергии, излучаемой при коллапсе, в [70, 74] использовалась формула (4) из [19] в виде

$$E_{\text{GW}} \approx 0,01 \left(\frac{r_g}{A_{\min}} \right)^{7/2} \left(\frac{A_{\min}}{C_{\min}} \right) M c^2. \quad (14)$$

В расчётах [70] было достигнуто значение

$$\frac{A_{\min}}{C_{\min}} \leq 100, \quad (15)$$

что существенно превышало пределы применимости формулы (4), определяемые соотношениями (5), поэтому при оценке ниже воспользуемся выражением (2) для невращающегося сфероида из [16]¹. Значение отношения r_g/A_{eq} в коллапсирующем объекте (скоплении галактик) после достижения равновесия можно оценить

¹ В работе [16] излучение гравитационных волн рассматривалось только на стадии коллапса. При коллапсе бесстолкновительной тёмной материи происходит почти зеркальный "отскок", поэтому коэффициент в формуле (2) в дальнейших оценках был увеличен в два раза.

по средней пекулярной скорости входящих в него галактик, достигающей величины $v_p \sim 2000 \text{ км с}^{-1}$ [75],

$$\frac{r_g}{A_{\text{eq}}} \sim \left(\frac{v_g}{c}\right)^2 \approx \frac{4}{9} 10^{-4}. \quad (16)$$

Из расчётов [70] следует, что отношение равновесного A_{eq} к минимальному A_{min} в зависимости от параметров изменяется от 2 до 5. Для среднего значения $A_{\text{eq}}/A_{\text{min}} = 3$ получаем

$$\frac{r_g}{A_{\text{min}}} \approx \frac{4}{3} 10^{-4}. \quad (17)$$

Используя (17) в (2), получаем значение энергии гравитационных волн E_{GW} , излучаемое при коллапсе массы M , в виде

$$E_{\text{GW}} \approx 10^{-15} M c^2. \quad (18)$$

Если вся тёмная материя с плотностью ρ_{DM} прошла стадию формирования блина, то тогда сверхдлинные гравитационные волны будут иметь среднюю плотность энергии во Вселенной $\rho_{\text{GW}} \sim 10^{-15} \rho_{\text{DM}}$. Принимая плотность тёмной материи равной [76]

$$\rho_{\text{DM}} = 3 \times 10^{-30} \text{ г см}^{-3}, \quad (19)$$

получим верхнюю оценку средней плотности энергии сверхдлинных гравитационных волн во Вселенной в виде

$$E_{\text{GW}} \approx 10^{-15} \rho_{\text{DM}} c^2 \approx 3 \times 10^{-24} \text{ эрг см}^{-3}. \quad (20)$$

Для оценки амплитуды гравитационных волн используем следующие выражения [17, 70]:

$$E_{\text{GW}} = \frac{c^2}{16\pi G} \dot{h}^2, \quad \dot{h} = \omega h = \frac{2\pi c h}{\lambda}, \quad \lambda \sim 10 \text{ Мпк}. \quad (21)$$

В итоге верхний предел средних безразмерных возмущений метрики \bar{h} из-за сверхдлинных гравитационных волн составит

$$\bar{h} = \frac{2\lambda}{c^2} \left(\frac{G E_{\text{GW}}}{\pi}\right)^{1/2} \approx 2 \times 10^{-11}. \quad (22)$$

Способы регистрации таких гравитационных волн пока не ясны.

7. Заключение

При несферическом коллапсе гравитационные волны излучаются в основном во время первого отскока. При этом основная частота ГВ-пакета при вспышке сверхновой с коллапсирующим ядром составляет $\sim 10^3$ Гц.

Безразмерная амплитуда гравитационной волны h , излучаемой при вспышке сверхновой с коллапсирующим ядром в нашей Галактике, около Земли достаточно велика, $\sim 10^{-22} - 10^{-20}$, при расстоянии до сверхновой 10 кпк. Подобный сигнал может быть зарегистрирован на установках LIGO и Virgo, особенно после их модернизации, а также в случае близкой к максимуму амплитуды на действующих установках ГАМА 300 (Япония) [77], GEO 600 (Англия – Германия) [78] и на близкой к вводу

установке ОГРАН (Оптоакустическая гравитационная антенна) (Россия) [79].

Исследование поддержано грантом Российского научного фонда (проект 15-12-30016).

Список литературы

1. Abbott B P et al. (LIGO Sci. Collab. and Virgo Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **116** 061102 (2016)
2. Пустовойт В И *УФН* **186** 1133 (2016); Pustovoit V I *Phys. Usp.* **59** 1034 (2016)
3. Брагинский В Б и др. *УФН* **186** 968 (2016); Braginsky V B et al. **59** 879 (2016)
4. Хазанов Е А *УФН* **186** 975 (2016); Khazanov E A *Phys. Usp.* **59** 886 (2016)
5. Черепашук А М *УФН* **186** 1001 (2016); Cherepashchuk A M *Phys. Usp.* **59** 910 (2016)
6. Липунов В М *УФН* **186** 1011 (2016); Lipunov V M *Phys. Usp.* **59** 918 (2016)
7. Lipunov V M, Postnov K A, Prokhorov M E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **288** 245 (1997)
8. Липунов В М, Постнов К А, Прохоров М Е *Письма в Астрон. журн.* **23** 563 (1997); Lipunov V M, Postnov K A, Prokhorov M E *Astron. Lett.* **23** 492 (1997)
9. Kalogera V et al. *Astrophys. J. Lett.* **601** L179 (2004)
10. Kalogera V et al. *Astrophys. J. Lett.* **614** L137 (2004)
11. Бисноватый-Коган Г С *УФН* **176** 59 (2006); Bisnovaty-Kogan G S *Phys. Usp.* **49** 53 (2006)
12. Hulse R A, Taylor J H *Astrophys. J.* **195** L51 (1975)
13. Taylor J H (Jr.) *Rev. Mod. Phys.* **66** 711 (1994)
14. Lyne A G et al. *Science* **303** 1153 (2004)
15. Weber J *Phys. Rev. Lett.* **22** 1320 (1969)
16. Thuan T X, Ostriker J P *Astrophys. J.* **191** L105 (1974)
17. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Теория поля* (М.: Наука, 1988); Пер. на англ. яз.: Landau L D, Lifshitz E M *The Classical Theory of Fields* (Oxford: Butterworth-Heinemann, 2000)
18. Misner C W, Thorne K S, Wheeler J A *Gravitation* (San Francisco: W. H. Freeman, 1973)
19. Новиков И Д *Астрон. журн.* **52** 657 (1975); Novikov I D *Sov. Astron.* **19** 398 (1976)
20. Saenz R A, Shapiro S L *Astrophys. J.* **221** 286 (1978)
21. Colgate S A, White R H *Astrophys. J.* **143** 626 (1966)
22. Иванова Л Н, Имшенник В С, Надежин Д К *Научн. информ. Астрон. совета АН СССР* **13** 3 (1969)
23. Arnett D *Can. J. Phys.* **45** 1621 (1967)
24. Burrows A, Mazurek T J *Astrophys. J.* **259** 330 (1982)
25. Bowers R L, Wilson J R *Astrophys. J.* **263** 366 (1982)
26. Woosley S A, Weaver T A *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **24** 205 (1986)
27. Epstein R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **188** 305 (1979)
28. Burrows A, Hayes J, Fryxell B A *Astrophys. J.* **450** 830 (1995)
29. Janka H-T, Müller E *Astron. Astrophys.* **290** 496 (1994)
30. Janka H-T, Müller E *Astrophys. J.* **448** L109 (1995)
31. Herant M et al. *Astrophys. J.* **435** 339 (1994)
32. Miller D S, Wilson J R, Mayle R W *Astrophys. J.* **415** 278 (1993)
33. Fryer C L, Warren M S *Astrophys. J.* **574** L65 (2002)
34. Buras R et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 241101 (2003)
35. Janka H-T *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **62** 407 (2012)
36. Janka H-T et al. *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2012** 01A309 (2012)
37. Kotake K et al. *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2012** 01A301 (2012)
38. Kotake K et al. *Adv. Astron.* **2012** 428757 (2012)
39. Burrows A *Rev. Mod. Phys.* **85** 245 (2013)
40. Foglizzo T et al. *Publ. Astron. Soc. Australia* **32** e009 (2015)
41. Аксенов А Г, Чечеткин В М *Астрон. журн.* **93** 642 (2016); Aksenov A G, Chechetkin V M *Astron. Rep.* **60** 655 (2016)
42. Имшенник В С *Письма в Астрон. журн.* **18** 489 (1992); Imshenik V S *Sov. Astron. Lett.* **18** 194 (1992)
43. Бисноватый-Коган Г С *Астрон. журн.* **47** 813 (1970); Bisnovaty-Kogan G S *Sov. Astron.* **14** 652 (1971)
44. Бисноватый-Коган Г С, Попов Ю П, Самохин А А *Astrophys. Space Sci.* **41** 321 (1976); Bisnovaty-Kogan G S, Popov Yu P, Samochin A A *Astrophys. Space Sci.* **41** 287 (1976)

45. Арделян Н В, Бисноватый-Коган Г С, Попов Ю П *Астрон. журн.* **56** 1244 (1979); Ardelyan N V, Bisnovatyi-Kogan G S, Popov Yu P *Sov. Astron.* **23** 705 (1979)
46. Арделян Н В, Черниговский С В *Дифференц. уравнения* **20** 1119 (1984)
47. Ardelyan N V, Kosmachevskii K V *Comput. Math. Model.* **6** 209 (1995)
48. Ardelyan N V, Bisnovatyi-Kogan G S, Kosmachevskii K V, Moiseenko S G *Astron. Astrophys. Suppl.* **115** 573 (1996)
49. Ardelyan N V, Bisnovatyi-Kogan G S, Moiseenko S G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **359** 333 (2005)
50. Moiseenko S G, Bisnovatyi-Kogan G S, Ardelyan N V *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **370** 501 (2006)
51. Арделян Н В, Бисноватый-Коган Г С, Космачевский К С, Моисеенко С Г *Астрофизика* **47** 48 (2004); Ardelyan N V, Bisnovatyi-Kogan G S, Kosmachevskii K V, Moiseenko S G *Astrophysics* **47** 37 (2004)
52. Moiseenko S G, Bisnovatyi-Kogan G S *Astron. Rep.* **59** 573 (2015)
53. Бисноватый-Коган Г С, Моисеенко С Г, Арделян Н В *Астрон. журн.* **85** 1109 (2008); Bisnovatyi-Kogan G S, Moiseenko S G, Ardelyan N V *Astron. Rep.* **52** 997 (2008)
54. Mösta P et al. *Nature* **528** 376 (2015)
55. Rembiasz T et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **460** 3316 (2016)
56. Schutz B F *Class. Quantum Grav.* **6** 1761 (1989)
57. Smith S C, Houser J L, Centrella J M *Astrophys. J.* **458** 236 (1996)
58. Сажин М В, Устюгов С Д, Чечеткин В М *Письма в ЖЭТФ* **64** 817 (1996); Sazhin M V, Ustyugov S D, Chechetkin V M *JETP Lett.* **64** 871 (1996)
59. Сажин М В, Устюгов С Д, Чечеткин В М *ЖЭТФ* **113** 1153 (1998); Sazhin M V, Ustyugov S D, Chechetkin V M *JETP* **86** 629 (1998)
60. Smith S C, Centrella J M, Clancy S P *Astrophys. J. Suppl.* **94** 789 (1994)
61. Dimmelmeier H et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 251101 (2007)
62. Dimmelmeier H et al. *Phys. Rev. D* **78** 064056 (2008)
63. Murphy J W, Ott C D, Burrows A *Astrophys. J.* **707** 1173 (2009)
64. Kotake K et al. *Astrophys. J.* **608** 391 (2004)
65. Kotake K et al. *Phys. Rev. D* **69** 124004 (2004)
66. Obergaulinger M, Aloy M A, Müller E *Astron. Astrophys.* **450** 1107 (2006)
67. Scheidegger S et al. *Astron. Astrophys.* **514** A51 (2010)
68. Kotake K, Sato K, Takahashi K *Rep. Prog. Phys.* **69** 971 (2006)
69. Powell J et al. *Phys. Rev. D* **94** 123012 (2016)
70. Bisnovatyi-Kogan G S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **347** 163 (2004)
71. Зельдович Я Б *Астрофизика* **6** 319 (1970); Zel'dovich Ya B *Astrophysics* **6** 164 (1970)
72. Zel'dovich Ya B *Astron. Astrophys.* **5** 84 (1970)
73. Lynden-Bell D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **136** 101 (1967)
74. Bisnovatyi-Kogan G S, Tsupko O Yu *J. Plasma Phys.* **81** 395810501 (2015)
75. Караченцев И Д и др. *Астрофизика* **49** 527 (2006); Karachentsev I D et al. *Astrophys.* **49** 450 (2006)
76. Ade P A R et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **571** A16 (2014)
77. Takahashi R et al. (TAMA Collab.) *Class. Quantum Grav.* **25** 114036 (2008)
78. Lück H et al. (GEO Collab.) *J. Phys. Conf. Ser.* **228** 012012 (2010)
79. Руденко В Н *УФН* **187** 774 (2017); Rudenko V N *Phys. Usp.* **60** (7) (2017)

Gravitational waves and core-collapse supernovae

G.S. Bisnovaty-Kogan^(1,2), S.G. Moiseenko⁽¹⁾

⁽¹⁾ Space Research Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Profsoyuznaya 84/32, 117997 Moscow, Russian Federation

⁽²⁾ National Research Nuclear University MEPhI, Kashirskoe шоссе 32, 115409 Moscow, Russian Federation

E-mail: ^(1,2)gkogan@iki.rssi.ru, ⁽¹⁾moiseenko@iki.rssi.ru

A mechanism of formation of gravitational waves in the Universe is considered for the nonspherical collapse of matter. Nonspherical collapse results are presented for a uniform spheroid of dust, and a finite entropy spheroid. Numerical simulation results on core-collapse supernova explosion are presented for the neutrino and magneto-rotational models. These results are used to estimate the nondimensional amplitude of the gravitational wave with frequency $\nu \sim 1300$ Hz, radiated during the collapse (calculated by the authors in 2D) of the rotating nucleus of a pre-supernova with a mass of $1.2 M_{\odot}$. This estimate agrees well with many other calculations (presented in this paper) which have been done in 2D and 3D settings and which rely on more exact and sophisticated calculations of the gravitational wave amplitude. The formation of the large scale structure of the Universe in the Zel'dovich pancake model involves the radiation of very long-wavelength gravitational waves. The average amplitude of these waves is calculated from the simulation, in the uniform spheroid approximation, of the nonspherical collapse of noncollisional dust matter, which imitates dark matter. It is noted that the gravitational wave radiated during a core-collapse supernova explosion in our Galaxy is of sufficient amplitude to be detected by existing gravitational wave telescopes.

Keywords: gravitational waves, core-collapse supernovae, dark matter collapse

PACS numbers: 04.80.Nn, 95.85.Sz, 97.60.Bw, 97.60.Lf

Bibliography — 79 references

Received 31 March 2017

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **187** (8) 906–914 (2017)

Physics–Uspekhi **60** (8) (2017)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.11.038112>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2016.11.038112>