<u>ΥCΠΕΧИ ΦИЗИЧЕСКИХ НАУК</u>

Памяти Виталия Лазаревича Гинзбурга

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Ротационный механизм взрыва коллапсирующих сверхновых и двухстадийный нейтринный сигнал от сверхновой 1987А в Большом Магеллановом Облаке

В.С. Имшенник

Теоретическая интерпретация двухстадийного (двойного) сигнала при вспышке близкой (в Большом Магеллановом Облаке) сверхновой (СН), которая началась в ночь на 23 февраля 1987 г. с двумя нейтринными сигналами в течение этой ночи (по Всемирному времени), предлагается в виде ротационного сценария взрыва коллапсирующих СН, к которым, несомненно, принадлежит данный взрыв. Этот сценарий состоит из совокупности гидродинамических и кинетических моделей, в которых основные результаты получены численным решением неодномерных и нестационарных задач. Ключевую роль в них играет учёт эффектов вращения, причём принципиальное значение эти эффекты имеют именно для проблемы превращения первоначального коллапса железного ядра предсверхновой в последующий взрыв оболочки СН с энерговыделением хорошо известного масштаба в 10⁵¹ эрг. Сам по себе коллапс приводит к рождению нейтронных звёзд (чёрных дыр) с излучением сигналов нейтринного и гравитационного излучений гигантской мошности, полная энергия которых намного (в несколько сотен раз) превышает указанную выше энергию вспышки СН. Кратко излагается предлагаемый ротационный сценарий с искусственным его разделением на три (или четыре) характерных этапа. Это разделение продиктовано физическим смыслом цепочки явлений, начало которым положено коллапсом вращающегося железного ядра достаточно массивной звезды (с массой более $10 M_{\odot}$). Сделана попытка количественного описания физических свойств сопутствующего нейтринного и гравитационного излучений. Важное значение в обзоре придаётся интерпретации двухстадийного нейтринного сигнала СН 1987А, которая, по мнению автора, при современном состоянии теоретической астрофизики невозможна без учёта эффектов вращения.

PACS numbers: 95.85.Sz, 97.60.Bw, 97.80.-d

DOI: 10.3367/UFNr.0180.201011a.1121

Содержание

1. Введение. Сверхновая 1987А в Большом Магеллановом Облаке (1121).

1.1. Нейтринные сигналы и попытки их теоретического истолкования. 1.2. Ранняя стадия разработки моделей коллапса и взрыва с учётом вращения. 1.3. Качественное описание ротационного механизма взрыва коллапсирующих сверхновых — ротационного сценария их взрыва.

2. Качественное описание ротационного сценария взрыва применительно к CH 1987A (1123).

2.1. Коллапс вращающегося железного ядра звезды, образование вращающегося коллапсара как источника первого нейтрин-

В.С. Импенник. Государственный научный центр Российской Федерации "Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова", ул. Б. Черемушкинская 25, 117218 Москва, Российская Федерация Тел. (499)123-75-65 E-mail: imshennik @itep.ru, vulikh@itep.ru

Статья поступила 6 апреля 2010 г., после доработки 26 мая 2010 г.

1 УФН. т. 180. № 11

ного сигнала. 2.2. Образование и эволюция двойной системы нейтронных звёзд под воздействием гравитационного излучения и обмена масс между компонентами системы. 2.3. Взрыв на орбите маломассивной нейтронной звезды с критической массой — в качестве источника энергии взрыва коллапсирующей сверхновой. Сопутствующее гравитационное излучение.

Заключение (1131).
 Список литературы (1132).

1. Введение. Сверхновая 1987А

в Большом Магеллановом Облаке

1.1. Нейтринные сигналы

и попытки их теоретического истолкования

23 февраля 1987 г. четыре подземных нейтринных детектора, расположенных в разных местах земного шара, зарегистрировали серии необычайно редких событий, которые концентрировались около двух моментов времени, разделённых большим интервалом — 4,7 ч (16920 с). Эти две серии (два сигнала) сами состояли из нескольких событий мгновенного срабатывания детекторов с энерговыделением в каждом из них около 10 МэВ и продолжительностью примерно 10 с. Первый сигнал был

уверенно зарегистрирован в 2 ч 52 мин (Мирового времени) на советско-итальянском детекторе LSD (Liquid Scintillation Detector) [1-3], а также замечен на японском детекторе KII [4]. Астрономы открыли в оптическом диапазоне сверхновую в Большом Магеллановом Облаке (БМО) ещё через сутки, присвоив ей "имя" СН 1987А (см. в обзоре [5]). Второй нейтринный сигнал ещё более надёжно был зарегистрирован в 7 ч 36 мин детекторами КІІ и ІВМ (США) [6, 7], а также советским детектором БПСТ (Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп) [8].

Именно второй нейтринный сигнал очень скоро получил известную теоретическую интерпретацию, поскольку более или менее соответствовал "стандартной" модели коллапса железных ядер массивных звёзд (с массой $M \ge 10 M_{\odot}$). В основе этой модели лежит одномерная гидродинамическая теория процесса коллапса, предложенная ещё задолго до регистрации нейтринных сигналов от знаменитой вспышки сверхновой в БМО [9-12]. Важнейшим физическим фактором в этой теории, использующей численные расчёты, служило нейтринное излучение вещества коллапсирующих ядер звёзд, определяющее энергетические характеристики коллапса. Сразу отметим, что момент времени второго нейтринного сигнала почти совпадал с теоретической оценкой момента времени энерговыделения взрыва (практически мгновенного) в центре предсверхновой звезды, следующей из сравнительно простых гидродинамических расчётов распространения ударной волны взрыва по оболочке предсверхновой. Замечательно, что впервые в наблюдениях вспышек сверхновых астрономы наблюдали предсверхновую СН 1987А задолго до её вспышки, так что в указанные расчёты закладывались известные данные о структуре оболочки (см. обзор [5]). Напротив, момент времени энерговыделения взрыва оказалось невозможным совместить с моментом первого нейтринного сигнала: их разница могла составлять не более одного-двух часов. Таким образом, около 20 лет назад уже существовала проблема теоретического истолкования первого нейтринного сигнала. Кроме того, как аргумент в пользу значимости первого сигнала стоит отметить следующее обстоятельство: за всё время эксплуатации детектора LSD до 1999 г. никакого сигнала, похожего на первый нейтринный сигнал от СН 1987А, не было зафиксировано, впрочем, как и за два предшествующих года [13, 14]. Однако за эти годы всё более усиливалось скептическое отношение к "стандартной" теоретической модели коллапса, использующей предположение об одномерном характере этого процесса, поскольку она никак не объясняла следующий за коллапсом взрыв огромного масштаба у наблюдаемых сверхновых [15, 16].

Фактически "стандартная" модель сегодня претерпела значительные изменения, превратившись в модель с иным механизмом взрыва, нейтринно-конвективным, кстати говоря, двумерным, представленным в ряде работ [17–19], которые, к сожалению, нельзя назвать очень убедительными (если не ограничиваться рассмотрением наименее массивных коллапсирующих звёзд). Поэтому возникла насущная необходимость учёта в теории коллапса и взрыва также некоторых других неодномерных эффектов, в том числе эффектов вращения. Простые оценки в работе [12] уже показали, насколько быстро возрастает при коллапсе энергия вращения ($\propto r^{-2}$), по сравнению с гравитационной ($\propto r^{-1}$), при единственном правдоподобном предположении о сохранении локального удельного момента импульса. При характерном сжатии по радиусу ядра звезды в ~ 100 раз, эта интегральная энергия становилась равной гравитационной, будучи в начальных условиях коллапса меньше последней тоже примерно в сто раз. Другими словами, учёт вращения мог существенно повлиять на процесс коллапса железного ядра звезды при весьма скромных начальных параметрах его вращения, сохранившегося в недрах звезды при её эволюции от момента рождения из газово-пылевого облака (в так называемом первичном коллапсе звезды).

1.2. Ранняя стадия разработки моделей коллапса и взрыва с учётом вращения

Начиная с 1992 г. [20], нами были сделаны попытки ввести в модели коллапса железных ядер звёзд учёт эффектов вращения. В цитированной работе неодномерная задача сведена к одномерной путём усреднения центробежной силы по полярному углу, отсчитываемому от оси вращения. Её первый вариант был реализован ещё раньше, в 1977 г. [21], с целью сохранить всю весьма сложную физику гидродинамической теории одномерного коллапса невращающихся звёзд из работ [22, 23], которые лежат в основе стандартной модели. Сопоставление результатов работ [21] и [22] позволило выяснить относительную роль эффектов вращения в процессе коллапса. Эти расчёты в [21] (поздние и более детальные расчёты в [20]) продолжались по времени от начала коллапса несколько секунд, до тех пор пока нейтринные потери энергии не приводили к образованию низкотемпературной вращающейся нейтронной звезды с высокой центральной плотностью ($\sim 2 \times 10^{14}$ г см⁻³), совсем немного уступающей конечным плотностям невращающихся нейтронных звёзд [22]. Кратко говоря, вращение приводило к холодному коллапсу в прямом смысле слова, поскольку основной вклад в давление у центра звезды давали вырожденные идеальные газы электронов и нейтронов.

В физической постановке рассматриваемой задачи [20, 21] нам, конечно, требовалось задавать в качестве начальных условий некоторое вращение в железном ядре звезды. Естественно, возникает вопрос о его происхождении, хотя речь идёт, как отмечалось выше, о довольно скромной величине. Скорее всего, нужно подразумевать, что это вращение сохранилось с самого зарождения звезды. Это означает, что в очень длительном процессе термоядерной эволюции (многие миллионы лет для звёзд с массой, превышающей $10M_{\odot}$) первичное вращение сохранилось — не исчезло под действием всевозможных механизмов утраты заложенного момента импульса. К сожалению, из теории термоядерной эволюции звёзд нельзя заимствовать требуемые начальные условия вращения, так как количественно эффекты вращения до сих пор учитываются весьма приближённо из-за их исключительной сложности. Тем не менее процесс эволюции диктует серьёзное ограничение начального вращения в виде твердотельного закона распределения угловой скорости по радиусу, поскольку на конечных стадиях эволюции в центральной области массивных звёзд обязательно развивается конвективная неустойчивость. Именно она не допускает иного закона, чем твердотельный, причём на экваторе звезды скорость вращения, конечно, не должна превышать второй космической скорости. Как раз такие начальные условия для вращения железного ядра звезды подробно обсуждались в нашей работе [24], где уже и был предложен гипотетический ротационный механизм взрыва коллапсирующих сверхновых. Он является следствием достаточно интенсивного начального вращения железного ядра звезды, но с учётом указанного выше ограничения сверху на эту интенсивность.

Наконец, стоит специально подчеркнуть, что наш выбор ненулевых начальных условий вращения часто служит поводом для критики предложенного ротационного механизма взрыва и вытекающей из него теоретической интерпретации двойного нейтринного сигнала от СН 1987А. Ответ на эту критику отчасти дан выше, но также возможен и встречный вопрос. Можно ли предполагать, что у ядра предсверхновой типа СН 1987А отсутствует всякое заметное начальное вращение? При этом, конечно, нужно иметь в виду сравнительную энергетическую малость предполагаемого вращения.

1.3. Качественное описание ротационного механизма взрыва коллапсирующих сверхновых — ротационного сценария их взрыва

В наших работах [24-26] был выдвинут и качественно описан ротационный механизм взрыва коллапсирующих сверхновых, особенно подробно и, казалось бы, самокритично — в [26]. Этот механизм, реализованный как совокупность моделей, можно называть ротационным сценарием взрыва. В рамках этого гипотетического сценария ключевую роль играют неодномерные гидродинамические модели коллапса и взрыва, в которых последовательно принимаются во внимание известные физические свойства вещества в экстремальных условиях внутри звёзд (уравнение состояния и ядерного состава), а также физика нейтринного излучения (всевозможные бета-процессы между свободными нуклонами и атомными ядрами) [27-33]. В скобках указаны основные физические свойства и процессы, но это не означает, что физическая постановка задач в этих моделях только ими и ограничивается.

Важно понимать, что принципиально нельзя превратить последовательность этих моделей в единую (сквозную) модель коллапса и взрыва путём их слияния. Это невозможно сделать ввиду качественного разнообразия их физических и математических особенностей, а также из-за опасности утраты прозрачности результатов, вообще говоря, численного решения задач в этих моделях. Но ведь именно в этом и состоит главная черта очень распространённого в теоретической астрофизике сценарного подхода, да и не только в ней, а вообще в теоретической физике, с постоянной опорой на данные экспериментальной физики.

Предложенный ротационный сценарий взрыва также включает в себя очень важную задачу небесной механики: трёхмерную задачу эволюции двойной системы нейтронных звёзд под действием её гравитационного излучения [34–36], а также в смешанном режиме с дополнительным учётом обмена массой между звёздами системы [37]. Следует особо подчеркнуть, что именно решение указанной задачи, полученное в основном аналитическим способом, позволяет дать теоретическую интерпретацию двухстадийному нейтринному сигналу от CH 1987A. Такая интерпретация, конечно, обяза-

1*

тельно подразумевает, что рассматриваемый сценарий также содержит объяснение перехода процесса коллапса во взрыв наблюдаемого масштаба энерговыделения у коллапсирующих сверхновых. Можно сказать иначе и решительнее: без объяснения наблюдаемых параметров вспышки сверхновых, в первую очередь их энерговыделения, удивительно близкого у большинства сверхновых к величине 10⁵¹ эрг, всякая интерпретация двухстадийности наблюдённого нейтринного сигнала, очевидно, теряет смысл [13, 14].

2. Качественное описание ротационного сценария взрыва применительно к СН 1987А

2.1. Коллапс вращающегося железного ядра звезды, образование вращающегося коллапсара как источника первого нейтринного сигнала

Строго говоря, модель этого коллапсара с принятым начальным вращением должна быть с самого начала двумерной, аксиально-симметричной. Однако её отличия от сферически-симметричной модели будут весьма малы, вплоть до момента образования нейтронной звезды. Особенно малы эти отличия могут быть вблизи центра звезды, вследствие заданного твердотельного закона. По этой причине удовлетворительное описание коллапса, по всей вероятности, может быть получено с помощью квазиодномерной модели [20], в том числе и для нейтринного излучения с его сильной концентрацией к центру звезды. Важно отметить, что толща звезды в процессе коллапса постепенно становится непрозрачной для этого излучения. Квазиодномерная модель позволяет наиболее строго учесть эффект непрозрачности, благодаря существованию аналитического решения уравнений переноса нейтрино и антинейтрино, предложенному ещё в работе [12] и реализованному в нашей работе [33] в расчётах спектров этих частиц, столь важных для сопоставления с наблюдениями.

Итог расчётов этой модели: структура стационарного вращающегося коллапсара чревата известной динамической неустойчивостью к азимутальным возмущениям, если безразмерный параметр отношения интегральных энергий $\beta = E_{\rm rot}/|E_{\rm grav}|$ превысит некоторую критическую величину. Можно принять (за неимением лучшего) условие неустойчивости в виде классического неравенства $\beta \ge 0.27$ [38], которое отчасти подтверждается численными экспериментами [39] даже в случае реального уравнения состояния вращающегося коллапсара. В таком смелом предположении в [40] удалось построить весьма широкую область конфигураций аксиально-симметричных нейтронных звёзд в плоскости интегральных параметров M_0 (полная масса) и J_0 (полный момент импульса), удовлетворяющую этому критерию. Как раз только два указанных параметра несомненно можно считать постоянными вплоть до момента полного развития нелинейной стадии динамической неустойчивости вращающегося коллапсара. В особенно интересном случае с преимущественным развитием неустойчивости моды m = 2 на её нелинейной стадии можно ожидать образования двойной системы нейтронных звёзд, о которой пойдёт речь в разделе 2.2. Сразу заметим, что эффекты гравитационного излучения, как и другие эффекты общей теории относительности (ОТО), практически не влияют на эти условия неустойчивости.

Весь описанный процесс развития коллапса является весьма кратковременным и по истечении нескольких секунд охлаждения нейтринным излучением заканчивается стадией стационарного вращающегося коллапсара, послужившего, по нашему представлению, основным источником первого нейтринного сигнала, зарегистрированного на установке LSD. Но, как было показано в нашей работе [13] путём аналитической оценки спектров, для такой интерпретации нейтринного сигнала надлежит принять практически полное отсутствие поглощения (депозиции) нейтринного излучения из центральных областей коллапсара. Новые расчёты [41], оставаясь в рамках квазиодномерной модели [20], действительно дают подходящие спектры электронных нейтрино со средней энергией около 35 МэВ именно в случае полного пренебрежения эффектом депозиции. С его учётом в [33] эта энергия составляла всего 13 МэВ.

На рисунке 1 изображены для сравнения интегральные (проинтегрированные по времени) спектры электронных нейтрино и антинейтрино как в случае строгого учёта депозиции нейтринного излучения [33], так и в случае его отсутствия [41], полученные, напомним, в гидродинамических моделях коллапса с квазиодномерным приближением. Представленные на рис. 1 спектры $F_{\nu}^{i}(E)$ и $F_{\tilde{\nu}}^{i}(E)$ (*i* = 1, 2, причём индекс *i* = 1 соответствует учёту депозиции, а *i* = 2 — его отсутствию) являются безразмерными величинами, поскольку они получены интегрированием по времени мгновенных энергетических спектров нейтрино и антинейтрино с размерностью c^{-1} . Поэтому их собственные интегралы (уже по энергии) непосредственно дают полные энергии этих частиц во всём нейтринном сигнале вращающегося коллапсара. Они соответственно равны: $\Phi_{\nu}^{1} = 2,69 \times 10^{52}$ эрг, $\Phi_{\tilde{\nu}}^{1} =$



Рис. 1. Интегральные спектры электронных нейтрино (v) и антинейтрино (v), полученные интегрированием мгновенных энергетических спектров по всей массе коллапсирующего железного ядра звезды (полная масса ядра $M_0 = 1,8 M_\odot = 3,58 imes 10^{33}$ г) с учётом вращения (полный момент импульса $J_0 = 6,91 \times 10^{49}$ эрг с и начальная круговая частота $\omega_0=1,82~{\rm c}^{-1})$ и по всему времени, вплоть до момента образования стационарного вращающегося коллапсара, согласно гидродинамическим моделям (в квазиодномерном приближении) из работ [33, 41]. Эти спектры, $F_{\nu}^{i}(E)$ и $F_{\tilde{\nu}}^{i}(E)$, имеют физический смысл энергетических спектров (будучи безразмерными величинами с формальной размерностью эрг/эрг), причём с индексом *i* = 1 в случае строгого учёта эффекта депозиции нейтринного излучения [33], тогда как в случае пренебрежения им с индексом i = 2[41]. По оси абсцисс отложена энергия нейтрино и антинейтрино в МэВ, так что при дальнейшем интегрировании этих спектров по энергии необходимо вводить множитель 1,602 × 10⁻⁶, для того чтобы получить в результате полную энергию в нейтринном сигнале в эргах (данные о полной энергии см. в тексте).

= 5,43 × 10⁵¹ эрг (различие в 4,95 раза); $\Phi_v^2 = 3,14 \times 10^{52}$ эрг, $\Phi_{\tilde{v}}^2 = 1,70 \times 10^{51}$ эрг (различие в 18,5 раза). Замечательно, что суммарные энергии $\Phi_v^i + \Phi_{\tilde{v}}^i$ изменились крайне незначительно, впрочем, как и отношение величин $\Phi_v^2/\Phi_v^1 = 1,17$ для нейтрино.

Следует добавить, что вклад электронных антинейтрино может быть пренебрежимо мал по сравнению с вкладом электронных нейтрино, особенно полученный в расчётах [41]. Кстати говоря, из-за этого другие подземные детекторы не "видели" первого сигнала от СН 1987А. Однако и в LSD определяющую роль в регистрации сигнала сыграло наличие в этом детекторе больших масс железа с его специфической чувствительностью к электронным нейтрино [13, 42–44].

В таблице 1, заимствованной из [13], приводятся оценки числа событий в каждом из трёх детекторов при монохроматическом спектре нейтрино в 40 МэВ (столбец N_1), оценки с учётом эффективности регистрации события η (столбец $N_1\eta$), а также при использовании аналитического спектра нейтрино (столбец N_2 с параметром $\varphi = 7,5$). Наконец, в последнем столбце табл. 1 даётся число событий в наблюдениях на LSD 23 февраля 1987 г., с которыми нужно сравнивать данные предыдущего столбца.

Таблица 1. Данные о числе событий в детекторах для первого нейтринного сигнала от CH 1987A

Детектор	Порог регистрации	Оценка числа взаимодействий		Оценка числа	Экспери- мент
		N_1	N_2	событий N ₁ η	23.02.1987
LSD	5-7	5,7	4,9	3,2	5
KII	7-14	3,1	2,5	2,7	2
БПСТ	10	5,2		~ 1	1

В работе [41] спектры нейтринного излучения $F_v^2(E)$ были получены в численном расчёте модели коллапса, т.е. они были полностью согласованы со всеми термодинамическими параметрами коллапсара. Теоретическая оценка числа событий N_v в установке LSD получается с помощью элементарной формулы, в которую очевидным образом входят приведённые на рис. 1 интегральные спектры нейтринного излучения $F_v^2(E)$, в данном случае:

$$N_{\rm v} = N_{\rm Fe} \frac{\eta \xi \zeta}{4\pi d^2} \int_0^\infty \sigma_{\rm vFe}(E_0) \left(\frac{E}{E_0}\right)^2 F_{\rm v}^2(E) \frac{\mathrm{d}E}{E} ,\qquad(1)$$

где $N_{\rm Fe}$ — число атомных ядер железа в детекторе LSD, d— расстояние до БМО, η — эффективность регистрации событий в LSD, $\sigma_{vFe}(E_0)$ — сечение ядерной реакции $v + {}^{56}{\rm Fe} \rightarrow {\rm e}^- + {}^{56}{\rm Co}$ при энергии нейтрино E_0 , $F_v^2(E)/E$ — число нейтрино с энергией E в интегральном спектре. Под интегралом от энергии нейтрино стоит также характерная квадратичная зависимость сечения от энергии [42, 43], а множители перед знаком интеграла ξ и ζ имеют соответственно физический смысл относительного вклада в полное сечение нейтральных токов и дополнительного вклада атомных ядер углерода в LSD. В формулу (1) подставим следующие значения поименованных выше величин: $N_{\rm Fe} = M_{\rm Fe}/56m_0 = 2,15 \times 10^{30}$ с массой железа $M_{\rm Fe} = 200$ т (m_0 — атомная единица массы), d = 50 кпк = $1,55 \times 10^{23}$ см, $\eta = 0,6$, $\xi = 1,3$, $\zeta = 1,3$, $\sigma_{\rm VFe}(40 \text{ M}3\text{B}) = 4,23 \times 10^{-40}$ см². В результате интегрирования по спектру получаем округлённо из (1) искомую величину $N_{\rm v} = 1,5$. Последняя неплохо согласуется с соответствующим числом 3,2 из табл. 1, тогда как для спектра $F_{\rm v}^1(E)$ из [33] это число равно 0,5 (тоже округлённо), что свидетельствует уже о заметном расхождении с экспериментом LSD (см. число 5 в табл. 1).

К сожалению, дальнейшее сравнение характерных времён теоретического нейтринного сигнала со значением около 0,3 с [33, 41] обнаруживает плохое согласие со временем в эксперименте, которое примерно равно 7 с [14]. Тем не менее можно надеяться на увеличение характерных времён теоретического нейтринного сигнала в будущих трёхмерных расчётах коллапсара, которое может быть обусловлено гидродинамическими временами развития динамической неустойчивости. Это, например, уже имело место в сферически-симметричном коллапсе [23]: характерное время, которое определялось аккреционным временем формирования "нейтриннонейтронной" звезды, составило несколько секунд.

Таблица 1, в самом деле, демонстрирует удовлетворительное совпадение результатов теоретической модели вращающегося коллапсара с данными экспериментов по первому нейтринному сигналу СН 1987А. При этом можно отметить, что "стандартная" модель резко противоречила этим данным с самого начала попыток интерпретации [3].

2.2. Образование и эволюция двойной системы нейтронных звёзд под воздействием гравитационного излучения и обмена масс между компонентами системы

Таким образом, далее будем также полагать, что нелинейное развитие динамической неустойчивости для основной квадрупольной моды по азимуту (m = 2) приводит в простейшем случае к образованию двойной системы нейтронных звёзд при фрагментации вращающегося коллапсара. При фрагментации можно считать сохраняющейся полную массу системы М₀. Полные момент импульса J₀ и энергия, вообще говоря, могут изменяться, например, вследствие образования маломассивных газовых эжектов. В предположении заданных параметров M_0 и J_0 легко определяются все основные параметры двойной системы [25, 26], если дополнительно принять круговые орбиты у системы. Полученное решение этой элементарной задачи небесной механики с ньютонианским описанием гравитационного взаимодействия компонент содержит свободный параметр отношение массы маломассивного компонента M_1 к полной массе системы M_0 : $\delta_0 = M_1/(M_1 + M_2) =$ $= M_1/M_0 \leq 1/2.$

В более общем случае эллиптических орбит в решение входит другой свободный параметр — начальный эксцентриситет e_0 . Однако дальнейшее рассмотрение эволюции такой эксцентричной двойной системы под влиянием гравитационного излучения [34] показало, что величина эксцентриситета $e \le e_0$ настолько быстро убывает во времени (в отличие от постоянной величины δ_0), что можно ограничиться случаем круговых орбит в задаче об эволюции. Отметим, что наши исследования опираются на замечательные аналитические работы Петерса и Мэтьюса [45, 46], в которых тоже единственным фактором эволюции являются потери энергии и момента импульса посредством излучения системой гравитационных волн.

Итак, для принятого случая круговых орбит имеет место очень простая формула для характерного времени эволюции (в секундах) [34]:

$$t_{\rm grav} = 2.94 \times 10^{-4} \, \frac{j_0^8}{m_0^{15} \delta_0^9 (1 - \delta_0)^9} \,. \tag{2}$$

Обобщение формулы (2) для эксцентричных орбит дано в [34], причём эффект эксцентричности, который тогда описывается множителем $\tau(e_0) \ge 1$ в правой части (2), играет сколько-нибудь заметную роль лишь вблизи предельной эллиптической орбиты с $e_0 \rightarrow 1$. В (2) входят безразмерные параметры $j_0 = J_0/(8,81 \times 10^{49} \text{ эрг с}),$ $m_0 = M_0/2M_{\odot}$ (в знаменателях этих определений стоят значения характерных величин J_0 и M_0 вращающихся коллапсаров). Величина t_{grav} в (2) формально определяется как характерное время эволюции двойной системы до полного слияния её компонентов, поскольку в данном решении задачи небесной механики обе нейтронные звезды считаются точечными массами.

В действительности компоненты системы, конечно, имеют ненулевой радиус, и при некотором конечном радиусе орбиты, однозначно связанном в астрофизике с радиусом полости Роша [47], начинается процесс обмена масс, при котором именно маломассивная нейтронная звезда с массой M_1 , становится донором для более массивной, так что параметр отношения δ убывает, став функцией времени, $\delta = \delta(t) < \delta_0$. Феномен потери массы маломассивным компонентом в тесных (!) двойных системах вообще свойствен вырожденным звёздам, радиус которых возрастает с уменьшением массы звезды (реально, помимо нейтронных звёзд, к таким объектам относятся и белые карлики!). Опираясь на работы Пачинского и др. [48, 49] (другие основополагающие работы по теории тесных двойных систем см. в книгах [50, 51]), нам удалось построить аналитическую теорию для тесных двойных систем нейтронных звёзд, в которую был включён такой смешанный режим эволюции с двумя факторами влияния: гравитационным излучением и обменом масс [37]. Из этой теории прежде всего следует, что отличие характерного времени эволюции, от времени, определяемого формулой (2), ничтожно мало́.

Следовательно, совершенно естественно, как нам представляется, утверждать, что время эволюции двойной системы нейтронных звёзд почти полностью определяется потерями энергии в виде гравитационных волн, пока обе звезды сближаются под влиянием гравитационного излучения. Подчеркнём, что все другие физические факторы играют второстепенную роль, в том числе обмен массами в конце эволюции. С точки зрения интенсивности гравитационного излучения, рассматриваемая двойная система нейтронных звёзд, несомненно, является одним из самых мощных источников этого излучения даже в типичном случае (см. ниже) весьма малых значений параметра δ_0 [36]. Применительно к вспышке СН 1987А ещё в работе [34] было выдвинуто предположение, а в [13] детально обосновано, что можно отождествить интервал времени между двумя нейтринными сигналами от вспышки с характерным временем t_{grav} из формулы (2). В таблице 2 приводятся некоторые оценки параметра δ_0 в случае $t_{\text{grav}} = 16920$ с, которые

Таблица 2. Характерные теоретические параметры двойной системы нейтронных звёзд для CH 1987A (с полной массой $M_0 = 1,8M_{\odot}$)

J_0 , эрг с	δ_0	M_1/M_{\odot}	$J_{ m ac}/J_0$	$J_{\rm ac}$, эрг с	$\Delta t_{\rm ac}, c$
$8{,}81\times10^{49}$	0,206	0,37	0,195	$1{,}72\times10^{49}$	$\sim 0,9$
$6,\!17 imes10^{49}$	0,139	0,25	0,235	$1{,}45\times10^{49}$	$\sim 1,0$

заимствованы из работы [13], если принять в (2) $m_0 = 0.9$, а размерный параметр J₀ немного проварьировать. Вторая строка табл. 2 дана для пониженного значения $j_0 = 0,7$, а первая — для $j_0 = 1,0$. Физически такое снижение может отражать, в частности, неполный переход момента импульса железного ядра в орбитальный момент импульса двойной системы. Из таблицы 2 видно, что искомая величина δ_0 и соответствующая ей величина массы маломассивного компонента M_1 довольно мала, но всё-таки превосходит хорошо известную нижнюю критическую массу нейтронных звёзд, около 0,1*M*_☉ [52]. Таким образом, маломассивный компонент из табл. 2 может быть нейтронной звездой. Тем более это относится к компоненту с большей массой, следовательно, выполняется необходимое физическое условие фрагментации вращающегося коллапсара именно на две нейтронные звезды. Как аргументировано в [13], уменьшенное значение δ_0 более приемлемо для осуществления гидродинамического акта фрагментации, чем δ_0 , близкое к 0,5 (для него, кстати говоря, получается сравнительно ничтожное время: $t_{\rm grav} \approx 400$ c).

Но самым главным в табл. 2 является заметное уменьшение величины момента импульса в процессе эволюции двойной системы: в четвёртом столбце даны значения величины момента импульса J_{ac} в момент времени, в который начинается обмен масс; эти величины в 4-5 раз меньше начального значения J_0 . Оказывается, что именно такое снижение сводит на нет роль центробежных сил в процессе коллапса. В работе [20] сделана простая энергетическая оценка, согласно которой полная энергия вращения в самом деле становится малой величиной, по сравнению с полной гравитационной энергией во вращающемся коллапсаре, с подобным уменьшением полного момента импульса. Ещё раньше, конечно, перестаёт выполняться критерий динамической неустойчивости в нём. Никаких препятствий для возобновления коллапса более массивного компонента со стороны эффектов вращения тогда уже не будет. Поэтому и возможно описание второго нейтринного сигнала в СН 1987А посредством "стандартной" модели, но с некоторыми оговорками (см. раздел 2.3).

В таблице 2 имеется также последний столбец с величинами интервалов времени Δt_{ac} смешанного режима, который иногда называют аккреционным, поскольку более массивный компонент аккрецирует всю массу, сброшенную маломассивным. Выше уже упоминалась наша работа [37], в которой дан качественный анализ дифференциальных уравнений смешанного режима, учитывающих параметрическую зависимость от величин j_0 и m_0 . В работе [37] были обоснованы предположения о квазистационарности круговых орбит, ньютонианского приближения для гравитационного поля, а также некоторые другие условия, заложенные в эти уравнения (см. также итоговую работу [53]). В частности, выполнение необходимого условия обмена масс — превышение радиусом маломассивного компонента радиуса полости Роша — было продемонстрировано при различных значениях массы этого компонента, вплоть до весьма близкой окрестности его критической массы ($\delta \approx 0,1$, тогда как критическое значение по определению $\delta_{cr} = 0,055$). К сожалению, в этой узкой окрестности, строго говоря, было бы желательно решать численную трёхмерную гидродинамическую задачу для процесса обмена масс до достижения критических условий [37]. Приведённые в табл. 2 характерные времена смешанного режима даны именно до этой проблематичной окрестности, но важно, что $\Delta t_{ac} \ll t_{grav}$ (знак "~" в табл. 2 отражает именно описанную выше неприменимость теории в узкой окрестности).

Прежде чем перейти к описанию последнего этапа в ротационном механизме взрыва коллапсирующих сверхновых, особо подчеркнём огромное различие промежутка времени между двумя нейтринными сигналами в СН 1987А и характерными гидродинамическими временами образования нейтронных звёзд — почти на четыре порядка величины! О последних временах свидетельствует разброс времён нейтринных событий в каждом сигнале: согласно показаниям детекторов этот разброс составляет, грубо говоря, около 10 с. Можно, наверное, признать, что возможность теоретически интерпретировать указанное большое различие — важное преимущество ротационного сценария перед стандартной моделью. В этом же аспекте следует указать на другой возможный механизм взрыва — магнито-ротационный, впервые предложенный очень давно Бисноватым-Коганом [54] и весьма детально разработанный в виде аксиально-симметричных магнитогидродинамических моделей, описанных в обзоре [55]. Этот механизм, конечно, следует рассматривать в качестве серьёзной теоретической альтернативы представленному здесь ротационному механизму, которая когда-нибудь получит разрешение в будущих наблюдениях коллапсирующих сверхновых. Тем не менее пока магнито-ротационный механизм не удалось применить для истолкования двойного нейтринного сигнала от СН 1987А. Кроме того, в его основание входит предположение о достаточно интенсивном начальном вращении ядра звезды, способном создать огромное магнитное поле тороидального направления из первоначальной, в частности диполеподобной, затравки. В задании такого вращения имеется много общего с нашим ротационным сценарием.

Ещё одна астрофизическая проблема, наверное, нуждается в дополнительном обсуждении. Наряду с известными и знаменитыми двойными системами нейтронных звёзд (двойными пульсарами), выше фактически предполагается существование в природе кратковременно "живущих" двойных систем нейтронных звёзд с весьма большой разницей в массах компонентов и полной массой, фактически не превышающей верхний предел масс железных ядер звёзд. Если нижний предел масс железных ядер в отношении процесса коллапса считается близким к их чандрасекаровской массе $1,2M_{\odot}$, то верхний предел является не очень определённым. В частности, его можно заимствовать из расчётов поздних стадий эволюции одиночных массивных звёзд — положить примерно равным $2M_{\odot}$. В работе [56] этот верхний предел был действительно получен для звезды с массой $25 M_{\odot}$, равным $1,85 M_{\odot}$ (речь идёт о барионных массах железных ядер звёзд), чем можно было бы удовлетвориться. Однако совершенно ясно, что такое значение верхнего предела обусловлено дополнительно теоретическими исследованиями феномена CH 1987A [5, 57]. Заметим, что и работа [56] опубликована уже после этой вспышки. Более ранний анализ этих массовых пределов можно найти в нашем старом обзоре [58], где приведены несколько другие пределы с имевшимся тогда обоснованием. Но в последнем обзоре [59] мы придерживались указанных выше значений этих величин, считая их условно общепризнанными. Самым интересным в описанных выше системах, по всей вероятности, является присутствие в них маломассивных нейтронных звёзд в интервале значений масс $(0,2-0,4) M_{\odot}$, согласно табл. 2 (практически уже в окрестности критической массы нейтронных звёзд $0,1M_{\odot}$), пока неизвестных в природе.

Можно надеяться, что представленный здесь ротационный сценарий взрыва коллапсирующих сверхновых послужит некоторым толчком для активизации трудных поисков подобных маломассивных нейтронных звёзд. Само по себе предполагаемое существование двойной системы нейтронных звёзд в промежутке времени между двумя нейтринными сигналами в CH 1987A получает, как нам кажется, некоторое косвенное подтверждение в необычайной активности, проявляющейся в регистрациях каких-то загадочных событий на детекторе LSD. Подобные события недавно привлекли к себе внимание [60]. Любопытно, что отмеченная активность регистрировалась также до и после указанного промежутка, но в пределах одного часа.

2.3. Взрыв на орбите маломассивной нейтронной звезды с критической массой — в качестве источника энергии взрыва коллапсирующей сверхновой. Сопутствующее гравитационное излучение

В нашей работе [31], а также в цикле работ [61-63] сформулирована одномерная гидродинамическая модель, численные решения которой показали, что

нейтронная звезда с критической массой около $0,1M_{\odot}$ разрушается в результате ядерного взрыва. В этом взрыве происходит синтез нейтронов в атомные ядра группы железа посредством грандиозной цепочки бетапроцессов. Важнейший результат численных решений — устойчивая величина окончательного энерговыделения в 4,7 МэВ на нуклон [31]. Заметим, что полная энергия синтеза нейтронов в атомные ядра железа составляет 9,155 МэВ на нуклон, так что в описываемых моделях около половины всей энергии расходуется на преодоление гравитационного поля такой звезды.

Недостатком цитированной работы можно считать упрощённое уравнение состояния вещества, в котором фактически пренебрегалось всей сложной кинетикой бета-процессов, т.е. искусственно обнулялись характерные времена этих ядерных реакций. Но учёт последних, необычайно сложный в отношении короткоживущих атомных ядер, по всей вероятности, не опровергает взрывного характера ядерного синтеза [64], кстати сказать, по своему энерговыделению — масштаба энерговыделения в течение всей термоядерной эволюции вещества нормальных звёзд (от водорода до железа). Легко убедиться, что полное энерговыделение синтеза нейтронов в ядерном взрыве составляет при этом величину, несколько превышающую значение 10⁵¹ эрг, т.е. замечательно близкую к наблюдаемой энергии вспышек сверхновых (см. раздел 3).

В рамках ротационного сценария принято, что именно такой взрыв происходит на орбите у маломассивной нейтронной звезды, когда её масса в стадии обмена веществом снизится до своего критического значения (рис. 2). В работе [32] построена численная модель динамики разлёта взорвавшейся нейтронной звезды, которую в основном определяет мощное гравитационное поле более массивной нейтронной звезды. Этот взрыв имеет, очевидно, принципиально трёхмерный



Рис. 2. Схема взрыва маломассивной нейтронной звезды на орбите двойной системы нейтронных звезд [32]. Трёхмерный взрыв рассматривается в декартовой системе координат, в которой ось *x* направлена перпендикулярно к плоскости орбиты *yz*, ось *y* — по радиусувектору **r**, направленному от массивной нейтронной звезды (пульсара) к маломассивной, ось *z* — по вектору орбитальной скорости **v** маломассивной нейтронной звезды; \mathbf{v}_p — орбитальная скорость пульсара (ЦИ — центр инерции двойной системы). Жирные прямые стрелки (вектор **w**) имеют смысл изотропной и постоянной по модулю скорости разлёта (в пространстве), возникшего в виде железного эжекта (результата ядерного синтеза нейтроннов в атомные ядра железа). Снаружи орбиты двойной системы изображена тороидальная железная атмосфера, формирование которой произошло задолго (около 5 ч) до взрыва на орбите маломассивной нейтронной звезды [70]. Эта атмосфера соосна с орбитой двойной системы нейтронных звёзд, и она служит "мишенью" для железного эжекта, несущего кинетическую энергию взрыва сверхновой. Оба объекта (железный эжект и тороидальная железная атмосфера) имеют примерно одинаковые массы, около 0,1 M_{\odot} .

Модель* Параметры и результаты	M4	M7	M8	M6		
M/m	18	18	18,	12		
$V_{ m po},10^3{ m km}{ m c}^{-1}$	1	0,5	1,5	1		
<i>E</i> _{exp} , 10 ⁵¹ эрг	0,67	0,76	0,45	0,77		
$V_{ m pf},10^3{ m km}{ m c}^{-1}$	0,56	0,48	0,39	0,85		
χ	0,23	0,03	0,36	0,09		
* У всех четырёх моделей заданы одинаковые начальные распреде- ления энерговыделения ядерного синтеза нейтронов в атомные						

Таблица 3. Результаты численного трёхмерного решения задачи о взрыве и разлёте маломассивной нейтронной звезды на орбите

* У всех четырёх моделей заданы одинаковые начальные распределения энерговыделения ядерного синтеза нейтронов в атомные ядра железа с характерными параметрами во времени и пространстве ($\Delta t_{\exp}^{(0)} = 0.04$ с и функция w(r) из [68]).

характер, причём в результате взрыва возникает железный эжект (см. рис. 2). Ради краткости массивный компонент бывшей двойной системы будем далее именовать пульсаром, поскольку именно он впоследствии должен стать, согласно сценарию, звёздным остатком вспышки сверхновой. В работе [32] численная модель решалась известным из физики плазмы методом макрочастиц, но в данной модели динамика разлёта определялась вместо электромагнитных полей плазмы гравитационным полем пульсара, который, в свою очередь, испытывал воздействие разлетающегося эжекта взорвавшейся звезды и заметно изменял свою траекторию, уже отличную от бывшей круговой орбиты. В рассматриваемой модели полностью пренебрегалось эффектами давления в эжекте, а в качестве начального условия принималось постоянное по всей массе удельное энерговыделение в 4,7 МэВ на нуклон. Оно было определено, подчеркнём, на стадии свободного разлёта гидродинамической модели взрыва маломассивной нейтронной звезды с массой в 0,1 М_☉ в работе [31]. Кроме того, в начальных условиях численной модели [32] принимались скорость пульсара на орбите, равная 1000 км c^{-1} , и значение его массы 1,8 М_☉. Указанная скорость, заметим, вполне соответствует типичным скоростям молодых пульсаров. Все приведённые величины полностью определили необходимые начальные условия в модели макрочастиц, достаточное число которых не превышало 10^5 (не очень большое число в распространённых теперь моделях макрочастиц).

Довольно естественно, что вся совокупность макрочастиц со временем разделилась на два типа: "гиперболические частицы" с положительной энергией и "эллиптические частицы" — с отрицательной. Заметим, что на рис. 2 такое разделение не изображено, но подразумевается. Эллиптические частицы образуют подобие облака вокруг пульсара, весьма устойчивое по форме, после того как пульсар заметно изменит свой вектор скорости, обменявшись импульсом со всей совокупностью макрочастиц (закон сохранения полного импульса, равного, очевидно, нулю на круговой орбите, был выполнен в модели макрочастиц). Что касается гиперболических частиц, то они постепенно рассеялись в пространстве в виде железного эжекта, похожего на движущуюся сферическую оболочку. Именно эта оболочка несёт в себе кинетическую энергию взрыва сверхновой. Следует подчеркнуть, что численную модель макрочастиц в работе [32] удалось протестировать путём детального сравнения с аналитическим решением, которое существует для случая чисто кулоновского поля с его точечным неподвижным источником [65]. Ранее на возможность использования этого аналитического решения в рассматриваемой задаче обратили внимание авторы работы [66], в частности, определившие важную величину полного импульса эжекта, образованного взорвавшейся нейтронной звездой (о сохраняющемся векторе Рунге – Ленца см. [67]). В новой работе [68] подробно рассмотрена вариация всех параметров задачи, в том числе массы пульсара и его скорости, а также получены решения с общим немгновенным и неравномерным распределением энерговыделения взрыва. В таблице 3, заимствованной из результатов [68], даны значения важнейшей величины — полной кинетической энергии взрыва, причём для достаточно больших моментов времени, при которых вкладом гравитационной энергии уже можно полностью пренебречь (практически для времён, бо́льших 0,1 с). В таблице 3, помимо энергии взрыва Еехр, для всех вариантов модели (М4, М6, М7, М8) даны ещё четыре важные характеристики: 1) отношение масс пульсара (М) и взорвавшейся нейтронной звезды (m); 2) начальная скорость пульсара на орбите $V_{\rm po}$, 3) его скорость после взаимодействия с эжектом в конце расчёта $V_{\rm pf}$, а также 4) доля эллиптических частиц χ (все остальные частицы гиперболические). Видно, что наибольшее влияние на энергию взрыва оказывает начальная скорость пульсара, причём, на первый взгляд неожиданно, энергия заметно понижается при повышенной скорости (М8), поскольку при этом уменьшается полный момент импульса J_0 . А при снижении этого параметра (V_{po}) происходит лишь уменьшение на порядок величины параметра χ (М7). Параметр χ также понижается и при уменьшении отношения масс (М6). В общем, вариант М4, принятый основным в расчётах [68], представляется оптимальным, будучи, по всей вероятности, самым обоснованным в случае СН 1987А. Тем не менее, в целом, зависимость конечных результатов этих расчётов от параметров задачи, в том числе от двух из табл. $3 (M/m \, \text{и} \, V_{\text{po}})$, можно признать весьма умеренной, что свидетельствует о типичности основного варианта M4 и правомерности выводов в [32], где именно этот вариант и был рассмотрен ранее.

Принимая во внимание важность представленных в табл. З значений кинетической энергии эжекта $E_{\rm exp}$, приведём аналитическое выражение этой величины, полученное в нашей работе [32] с помощью упомянутого выше закона сохранения вектора Рунге–Ленца. Это выражение особенно полезно в отношении зависимости от двух характерных безразмерных параметров задачи:

$$v = \left(\frac{M}{m+M}\right)^{1/2}, \quad w = \frac{\left(2\varepsilon_0/m_0\right)^{1/2}}{\left(GM/a\right)^{1/2}}$$
 (3)

с $\varepsilon_0 = 4,7$ МэВ и $a = GM^2/(m+M) V_{po}^2$, где a — радиус круговой орбиты, точнее говоря, расстояние между компонентами двойной системы звёзд, согласно закону Кеплера, а ε_0 — уже неоднократно упомянутая величина энерговыделения ядерного синтеза нейтронов на один нуклон. Тогда имеет место весьма простое аналитиче-

ское выражение для энергии *E*_{exp}:

$$E_{\exp} = \begin{cases} \frac{m}{2} \left(\frac{GM}{a}\right) (v^2 + w^2 - 2), & w \ge \sqrt{2} + v, \\ \frac{m}{16wv} \left(\frac{GM}{a}\right) [(v+w)^2 - 2]^2, & \sqrt{2} - v \le w \le \sqrt{2} + v, \\ 0, & w < \sqrt{2} - v. \end{cases}$$
(4)

Последняя строка в выражении (4) означает полный захват эжекта гравитационным полем пульсара ($\chi = 1$), а верхняя — наоборот, отсутствие всякого захвата ($\chi = 0$). Средняя строка отвечает промежуточному случаю частичного захвата. Для реалистических значений параметров v и w из (3), например, w = 1,62 и v = 0,973 (при M/m = 18, $V_{\rm po} = 1000$ км с⁻¹ и $m = 0,1M_{\odot}$) получаем $a = 6,98 \times 10^2$ км и $E_{\rm exp} = 0,61 \times 10^{51}$ эрг. Последняя величина мало отличается от значения $E_{\rm exp}$ в первом столбце табл. 3, равного $0,67 \times 10^{51}$ эрг. Напомним, что аналитическое выражение имеет асимптотический смысл с $(m/M) \rightarrow 0$ [32].

Итак, в большинстве проведённых расчётов (отметим с гарантированным контролем точности) интересующая нас энергия Еехр лишь немного уступает по величине характерной энергии 10⁵¹ эрг. Конечно, реализация этой энергии, накопленной эжектом, согласно бесстолкновительной модели макрочастиц, наступает при столкновении эжекта с ближайшими внутренними оболочками предсверхновой. Только тогда начинается гидродинамическая стадия взрыва с зарождением мощной ударной волны. В качестве этих оболочек выделяется так называемая тороидальная атмосфера, которая образуется ещё задолго до взрыва на орбите маломассивной нейтронной звезды, во время, близкое к моментам первого коллапса и образования вращающегося коллапсара [69, 70]. Замечательно, что такая тороидальная атмосфера не только стационарна [69], но и устойчива относительно всевозможных гидродинамических возмущений [70], в том числе и с выполнением теоретических критериев устойчивости [38]. Коротко говоря, она может "дожидаться" всё время существования двойной системы нейтронных звёзд до столкновения с эжектом из гиперболических частиц. Тороидальная атмосфера состоит из вещества внешних слоёв железного ядра и наружного кремниевого слоя, согласно [70], в которых начальная структура предсверхновой берётся из соответствующих надёжных эволюционных моделей [71].

Что касается эллиптических частиц, то, как уже говорилось, они устойчиво сопровождают пульсар, движущийся асимптотически прямолинейно с пониженным на 30-50 % модулем скорости [68]. Весьма неожиданно численные решения [32] обнаружили, что заметная доля эллиптических частиц попадает на орбиты с достаточно большим эксцентриситетом: около 20 % этих частиц в ближайшей окрестности пульсара, т.е. в своём перигее, имеют высокие кинетические энергии, в несколько ГэВ на атомное ядро железа (кстати говоря, эти характерные энергии получаются и с помощью упомянутого аналитического решения). Очевидно, что такие частицы при ядерном взаимодействии с атомными ядрами железа вокруг пульсара (скажем, в составе аккреционного диска) могут порождать пионы и, следовательно, мюонные нейтрино с энергией около 100 МэВ.

Пока можно только догадываться, как такие частицы повлияют на свойства второго нейтринного сигнала от CH 1987A.

Но всё же главные свойства этого нейтринного сигнала обусловлены возобновлением процесса коллапса у более массивной нейтронной звезды, которая успела аккрецировать долю массы, утерянную маломассивным компаньоном до своего взрыва на орбите. Следует напомнить, что во всех исследованиях эволюции тесных двойных систем, в том числе и в наших работах [37, 53], обоснованно принимается консервативное приближение с полной аккрецией массы более массивным компонентом, так что возобновлённый коллапс развивается у звезды с массой $M_2^* = M_0 - 0.1 M_{\odot}$, т.е. практически равной массе исходного железного ядра звезды М₀. Заметим, что возобновлению коллапса способствует также потеря собственного момента импульса пульсара, сохранившегося с момента фрагментации, но утраченного по закону коротации в стадии тесной двойной системы [26, 50]. К сожалению, количественно последний эффект пока не оценён. Повторим, что возобновление коллапса представляется очень вероятным. Этот коллапс все же в основных чертах похож на исследованный в рамках "стандартной" модели.

Расчёты гидродинамических моделей взрыва были начаты нами в двумерном (аксиально-симметричном) приближении в работе [30], хотя адекватным теперь приходится считать лишь описанное выше трёхмерное образование эжекта гиперболических частиц и его столкновение с тороидальной атмосферой, как было сказано выше. В цитированной работе ядерное энерговыделение во взорвавшейся нейтронной звезде искусственно "размазывалось" по её круговой орбите, соосной по определению с тороидальной атмосферой при сохранении орбитальной скорости (см. рис. 2). Обе эти тороидальные оболочки имели приблизительно одинаковую массу $0,1M_{\odot}$ (см. [70]). Гравитационное взаимодействие далее учитывалось от всех трёх источников, так как, помимо двух тороидальных оболочек, оно определялось точечным центральным источником (пульсаром с массой $1,8M_{\odot}$). Гидродинамический расчёт был доведён до выхода фронта ударной волны на весьма большой средний радиус, порядка начального радиуса железного ядра звезды (около 10⁹ см). Интегральный (по времени) поток энергии через сферическую поверхность с таким радиусом составил около 0.2×10^{51} эрг. Это сравнительно низкое значение для полной энергии взрыва сверхновой, тем не менее, можно трактовать как обнадёживающее, поскольку оно должно рассматриваться в качестве нижней оценки интересующей нас величины. В адекватном трёхмерном приближении, которое скоро станет возможным как следующий шаг после описанного выше трёхмерного моделирования разлёта взорвавшейся на орбите нейтронной звезды [32, 68], можно рассчитывать на заметное увеличение результирующей полной энергии взрыва. На это указывают, в частности, результаты таких расчётов, полученных в работах [27, 28, 72] (см. также их критическое обсуждение в [23]), в которых сам эжект взорвавшейся нейтронной звезды на орбите задавался в естественной шарообразной форме. Напомним, что расчёты в цитированных работах также ограничивались аксиально-симметричным гидродинамическим приближением, но их разностные схемы строились на основе двух совершенно независимых подходов (обычный метод Годунова в эйлеровых координатах и смешанный эйлерово-лагранжевый метод [73], более точный по существу).

Ротационный сценарий взрыва коллапсирующих сверхновых безусловно подразумевает присутствие в остатке сверхновых пульсара, точнее говоря, горячей нейтронной звезды с массой $M \leq 2M_{\odot}$, движущейся с большой скоростью V_p, в несколько сотен километров в секунду, вплоть до $V_{\rm p} \approx 1000~{\rm km~c^{-1}}$. Имеется, конечно, отдельная проблема присутствия значительного магнитного поля и ненулевого угла между осью вращения этой звезды и вектором её магнитного диполя [74], для того чтобы она могла стать пульсаром с самого рождения. Но существует ли возможность просто зарегистрировать рождённую нейтронную звезду в виде точечного источника рентгеновского излучения в остатке СН 1987А по прошествии всего лишь двадцати лет с момента этой вспышки? Такие возможности были тщательно проанализированы в работе [75]. До сих пор источник такого типа не был открыт в этом очень молодом остатке сверхновой. Теоретические модели процесса остывания очень горячих нейтронных звёзд пока не исследованы достаточно подробно с учётом всей сложной физики их недр, в первую очередь, в отношении эффектов сверхтекучести протонов и, особенно, доминирующих нейтронов. Тем не менее представляется, что звёздный остаток в СН 1987А может быть скрыт от наблюдений космических обсерваторий (например, существующей ныне обсерватории "Интеграл") газо-пылевыми остатками взрыва сверхновой, но, что очень важно, имеющими не очень большую оптическую толщину по оценкам цитированной работы (всего около 10 безразмерных единиц). Поэтому есть надежда, что такая экранирующая среда вследствие расширения остатка рассеется быстрее, чем остынет рождённая нейтронная звезда с довольно большой ожидаемой массой, близкой к 2*M*_☉. Тогда появится редкая возможность "увидеть" горячую нейтронную звезду ещё до начала так называемого процесса релаксации температур в её недрах [75]. Указанная релаксация вообще обусловливает чрезвычайно резкое снижение рентгеновской светимости нейтронных звёзд с любой массой, но она происходит тем раньше, чем больше их масса. В случае СН 1987А есть убедительные доводы в пользу высокого значения исходной массы её железного ядра ($M \approx 1.8 M_{\odot}$ в нашем рассмотрении выше), а следовательно, и массы звёздного остатка вспышки нейтронной звезды. Конечно, существует совсем небольшая вероятность наличия вместо рассмотренного вращающегося коллапсара вращающейся чёрной дыры, но тогда вряд ли можно будет теоретически объяснить сам знаменательный факт двух нейтринных сигналов, тем более первого из них. Очень трудно представить себе, в частности, фрагментацию вращающейся чёрной дыры. Скорее можно было бы ожидать образования чёрной дыры в возобновлённом коллапсе более массивного компонента двойной системы нейтронных звёзд, отчего вместо пульсара в остатке СН 1987А появилась бы невращающаяся чёрная дыра. Однако вероятность такого процесса представляется весьма небольшой.

К сожалению, до сих пор не удаётся теоретически интерпретировать коррелированный с первым нейтринным сигналом отчётливый сигнал на гравитационной антенне в Риме [76–78], чувствительность которой принималась равной 10^{-18} (безразмерный параметр *h* для

возмущения метрики у приёмной антенны [79]). В нашей работе [36], отмечавшейся выше (см. раздел 2.2), решалась задача о гравитационном излучении сближающихся нейтронных звёзд, в том числе применительно к СН 1987А. Это применение содержит решительный вывод о невозможности детектирования гравитационного сигнала от предполагаемой двойной системы нейтронных звёзд во временном интервале, близком к моменту второго нейтринного сигнала от СН 1987А, что и было на самом деле на римской антенне. Тем не менее для момента первого нейтринного сигнала, когда (согласно ротационному сценарию) происходит фрагментация вращающегося коллапсара [25], в [36] нет никаких количественных оценок сопутствующего гравитационного излучения. Но приведённые там же качественные физические соображения наводят на мысль о том, что большая мощность этого излучения, при его предельной мощности $c^5/G \approx 3 \times 10^{59}$ эрг с⁻¹, может оказаться достаточной для достижения величины параметра h, указанной выше, так что экспериментальные данные [76-78] тем самым получат теоретическое обоснование. При этом полная энергия гравитационного излучения применительно к СН 1987А получена в [36] равной около 10⁵² эрг для малой временной окрестности второго нейтринного сигнала, тогда как в [80] дана почти та же величина, 3×10^{51} эрг, но в окрестности первого нейтринного сигнала. Остаётся надеяться на будущие теоретические расчёты гравитационного излучения в процессе фрагментации вращающегося коллапсара.

При этом следует иметь в виду ещё одно обстоятельство, обсуждаемое в [36]. В принципе, для взрыва маломассивной нейтронной звезды по ротационному сценарию существует альтернативный вариант её досрочного, т.е. до момента достижения критической массы, слияния с более массивным компонентом. Такой процесс активно рассматривается в литературе как один из самых мощных источников гравитационного излучения в природе, но применительно к слиянию двух нейтронных звёзд с одинаковыми массами, около величины $1,4M_{\odot}$, самой распространённой в литературе о пульсарах [74]. В гипотетической двойной системе нейтронных звёзд, рассмотренной выше, речь может идти о слиянии двух нейтронных звёзд со значительно меньшей полной массой: $M_0 \leq 2M_{\odot}$. Несмотря на то, что мощность сопутствующего слиянию гравитационного излучения будет намного меньше, чем при слиянии звёзд с полной массой $M \approx 2.8 M_{\odot}$, она может привести к возникновению значительного второго (?) максимума мощности, конечно, на последнем этапе сближения нейтронных звёзд, этапе обмена масс в двойной системе [36]. А в цитированной работе достаточно уверенно показано, что в отсутствие слияния, т.е. при взрыве маломассивной нейтронной звезды на орбите, никакого второго (!) максимума не возникает, а первый и единственный максимум получается в самом конце раннего этапа сближения без обмена масс. Напротив, все характерные "кривые блеска" в [36] имеют очень небольшое значение в момент энерговыделения взрыва. Таким образом, будущие гравитационные сигналы [81] могут окончательно разрешить указанную альтернативу в пользу ротационного механизма взрыва коллапсирующих сверхновых, если будут зарегистрированы "кривые блеска" с единственным максимумом вблизи момента второго нейтринного сигнала или, иначе говоря, момента энерговыделения взрыва сверхновой. Тогда как регистрация "кривой блеска" с двумя очень близкими по времени максимумами (с разницей около секунды!) в действительности, по всей вероятности, будет означать наличие процесса слияния двух нейтронных звёзд. Но как при этом тогда объяснить энерговыделение взрыва с масштабом 10⁵¹ эрг? Иными словами, причина взрыва в этом случае коллапсирующих сверхновых снова станет загадкой XXI века...

3. Заключение

Достоин, наверное, удивления известный факт, что полное энерговыделение взрыва сверхновых всех типов сосредоточено в весьма тесной окрестности величины 10⁵¹ эрг. В нашем обзоре [59] приводится разброс значений энергии, (0,5-2,0) ×10⁵¹ эрг, согласно многолетнему анализу наблюдательных данных для более чем одной тысячи вспышек сверхновых, причём сверхновые типа II (при наличии мощных линий водорода в их спектрах по принятой спектральной классификации сверхновых на типы I и II) составляют бо́льшую часть, около 90 % (см. [59] и приведённые там ссылки). Для определения полного энерговыделения взрыва широко используется метод обработки наблюдаемых кривых блеска и спектров посредством численного решения гидродинамических моделей взрыва оболочек предсверхновых. Начальная структура этих оболочек определяется согласно результатам теории поздних стадий эволюции или просто путём конструирования гидростатически равновесных начальных моделей этих звезд.

Согласно современной физической классификации, все сверхновые тоже разделяются на два класса коллапсирующие и термоядерные сверхновые [59]. Принято считать, что коллапсирующие сверхновые практически исчерпывают всю совокупность наблюдённых сверхновых типа II, а также часть сверхновых типа I. Их предсверхновые представляют собой достаточно массивные звёзды с массой более $10 M_{\odot}$ и образующимися у них в ходе эволюции центральными железными ядрами. Следует заметить, что гидродинамические модели взрыва оболочек, развитие которых началось уже полвека тому назад [82], являются естественным продолжением классических гидростатически равновесных моделей строения и эволюции звёзд [83, 84], будучи тоже сферически-симметричными, но с нарушением гидростатического равновесия. Одномерная гидродинамическая теория взрыва оболочек предсверхновых, о моделях взрыва которых выше шла речь, замечательна тем, что этот взрыв полагается мгновенным и сосредоточенным у центра предсверхновой, а в начальные условия теории входит только величина полного энерговыделения взрыва в качестве произвольного параметра задачи. Тем самым полная гидродинамическая задача о коллапсе и взрыве сверхновой звезды расщепляется на две задачи, связанные друг с другом только этим начальным параметром [58]. Первой задаче, предназначенной для физического объяснения механизма взрыва сверхновой, были посвящены разделы 1, 2 настоящего обзора (впрочем, рассматривались лишь коллапсирующие сверхновые).

В каждом конкретном случае взрыва сверхновых посредством численного решения второй задачи определяется величина полного энерговыделения взрыва, при которой теоретические фотометрические кривые блеска (по традиционным областям спектра U, B, V, R, I и т.д.) наилучшим образом согласуются с наблюдёнными, в том числе для близкой CH 1987A [85, 86]. В последнем случае оказалось плодотворным и сопоставление данных для некоторых спектральных линий, прежде всего линии H_α водорода [87].

Именно таким образом интересующая нас величина полного энерговыделения получается в пределах указанной выше тесной окрестности величины 10⁵¹ эрг. Следует отметить, что по инициативе Стена Вусли этой величине предлагалось присвоить название Bethe, в честь великого астрофизика Ганса Бете. Сам Бете тоже выделял её, называя "foe" (англ. — враг, недруг) (см. его известный обзор [88]). Совсем недавно, в частности, удалось теоретически объяснить взрыв (вторая задача!) необычайно яркой сверхновой СН 2006ду, почти сохранив величину полного энерговыделения порядка Bethe (2.9×10^{51} эрг). И это удалось, несмотря на то, что максимум болометрической (интегральной по спектру) кривой блеска СН 2006ду превосходил максимум кривых блеска средних сверхновых II типа в несколько десятков раз $(2 \times 10^{44}$ эрг с⁻¹ против 8×10^{42} эрг с⁻¹) [89, 90]. Можно признать, что нет нужды подробно рассматривать другие аргументы в пользу наличия удивительно тесной окрестности величины 10⁵¹ эрг для полного энерговыделения взрывов коллапсирующих сверхновых. В представленном ротационном сценарии, по всей вероятности, это важнейшее свойство природы сверхновых II типа имеет естественное истолкование как энерговыделение взрыва на орбите маломассивной нейтронной звезды с критической массой около $0,1M_{\odot}$. Что касается разброса величины энерговыделения, то его происхождение может быть приписано самым разнообразным причинам — от идеализации реальных физических процессов в сценарии до неточности определения этой величины при обработке наблюдательных данных.

Также есть необходимость в этом заключении выделить и подчеркнуть ещё не получившие достаточного разрешения проблемы ротационного сценария. В предыдущем изложении данного сценария были выделены три этапа его развития. Им, само собой разумеется, и соответствует последовательность трёх разделов, 2.1-2.3, настоящего обзора. На самом деле можно было бы ещё выделить четвёртый этап (по ходу развития он был бы вторым (?)) — этап фрагментации вращающегося коллапсара. Ясно, что для его описания должны привлекаться всевозможные трёхмерные гидродинамические модели, конкретно говоря, развития квадрупольной моды динамической неустойчивости. Стоит подчеркнуть, что аналогичная проблема теоретической астрофизики существует и для процесса первичного коллапса при рождении звёзд с учётом эффектов вращения. Эта проблема также чрезвычайно сложна и далека от полного разрешения. А ведь двойных систем звёзд удивительно много в природе...

К сожалению, прогресс в решении указанной проблемы за прошедшие два десятилетия оказался невелик и в теории взрыва коллапсирующих сверхновых. Хотя некоторые попытки в этом направлении предпринимались [80, 91, 92]. Авторы [92] воспользовались так называемой простой моделью сжатия некоторых мишеней, отработанной в расчётах трёхмерных деформаций облочек этих мишеней с реальными уравнениями состояния вещества. В расчётах с уравнениями состояния ядерной материи с учётом гравитации авторы [92] получили разрыв такой примитивной модели коллапсирующей звезды на "куски", причём в широком классе начальных возмущений. Данная работа, конечно, нуждается в дальнейшем развитии и продолжении.

В подобных расчётах, вообще говоря, необходимо принимать во внимание мощное гравитационное излучение, причём локально с соответствующей зависимостью от термодинамических параметров. В работе [80] именно таким образом учтено воздействие этого излучения. В частности, получена его полная энергия – 3×10^{51} эрг, т.е. $\approx 1\%$ от энергии покоя рассматриваемой коллапсирующей звезды массой 1,4 М_о, причём максимум мощности в самом деле приходился на моменты времени кульминации гидродинамического процесса. Эта величина энергии, что важно, оказалась примерно одного порядка с кинетической энергией фрагментирующей звезды, так что действительно имеет место самосогласованный процесс. К сожалению, обсуждаемый расчёт пока не получил серьёзного развития и уточнения, в которых он, несомненно, нуждается (см. [91]). Кроме того, он не показал разрыва звезды на "куски", а просто продемонстрировал образование эжекта с большим моментом импульса. Быстрое развитие методик трёхмерных гидродинамических расчётов за последнее время (см. [93]) позволяет, однако, надеяться в ближайшем будущем на необходимое (трудное) моделирование процессов фрагментации коллапсирующих и вращающихся ядер звёзд. Остаётся, тем не менее, подчеркнуть, что аналогичный самосогласованный учёт гравитационного излучения кажется не очень обязательным в рассмотренной выше задаче о сближении нейтронных звезд ("плода" процесса фрагментации в нашем ротационном сценарии (см. раздел 2.3)). Действительно, такой учёт там осуществлялся в приближении точечных масс, применимом почти до конца сближения (см. раздел 2.2). Впрочем, на самой последней, очень короткой, стадии сближения нейтронных звёзд (с обменом массой) всё же нарушаются условия применимости приближения точечных масс [37, 53] и требуется трёхмерное гидродинамическое моделирование (см. раздел 2.2). Вот тогда самосогласованный учёт гравитационного излучения может стать даже существенным.

Итак, остаётся надеяться, что прогресс в численном моделировании трёхмерного гидродинамического процесса фрагментации вращающегося коллапсара будет в конце концов достигнут. Можно, наверное, удовлетвориться прогрессом хотя бы в том масштабе, которого, как нам кажется, удалось достигнуть за прошедшее время в другой ключевой проблеме, столь подробно описанной в разделе 2.3, — проблеме взрыва на орбите маломассивной нейтронной звезды с последующим учётом окружающей тороидальной железной атмосферы. По крайней мере, в этой проблеме получила обоснование характерная величина энерговыделения взрыва коллапсирующих сверхновых, почти равная величине Bethe. Достигнутый прогресс на этом заключительном этапе ротационного сценария (четвёртом по счёту с учётом второго, нерешённого, этапа), конечно, был бы невозможен без экспериментальных данных о нейтринном излучении сверхновой 1987А. Не менее важный экспериментальный материал для выяснения механизма взрыва коллапсирующих сверхновых могли бы дать и детекторы гравитационного излучения, причём желательно было бы понять, какие гравитационные сигналы были зарегистрированы от CH 1987А в Риме? Никак нельзя забывать и о том, что гравитационные сигналы реально могут быть зарегистрированы с огромных расстояний, порядка 1 Мпк, а их источники нисколько не искажены за счёт эффектов депозиции, в отличие от источников нейтринных сигналов. Несомненна также необходимость усиленных поисков точечных рентгеновских источников в остатке CH 1987А для обнаружения звёздного остатка её взрыва — очень молодой и очень горячей нейтронной звезды, при этом весьма массивной.

В заключение автор выражает искреннюю признательность коллегам по исследованиям широкого круга физических и астрофизических проблем Д.К. Надёжину, С.И. Блинникову и В.П. Утробину, а также сердечно благодарит за плодотворное сотрудничество и интерес к работе О.Г. Ряжскую, В.А. Матвеева, Л.Б. Окуня, В.Б. Брагинского и Д.Г. Яковлева. Автор хранит благодарную память о ныне покойном академике Г.Т. Зацепине.

Большую благодарность автор испытывает к своим ближайшим сотрудникам, совместные работы с которыми использованы в данном обзоре, К.В. Мануковскому, Д.В. Попову, А.Г. Аксёнову, Е.А. Забродиной и В.О. Молоканову. Особое место среди этих сотрудников занимает К.В. Мануковский, тщательно прочитавший текст обзора и сделавший немало важных исправлений и добавлений, а также оказавший помощь в изготовлении рис. 2 и табл. З. За трудоёмкую подготовку текста обзора автор горячо благодарит Н.А. Вулих.

Список литературы

- 1. Дадыкин В Л и др. *Письма в ЖЭТФ* **45** 464 (1987) [Dadykin V L et al. *JETP Lett.* **45** 593 (1987)]
- 2. Aglietta M et al. Europhys. Lett. **3** 1321 (1987)
- Дадыкин В Л, Зацепин Г Т, Ряжская О Г УФН 158 139 (1989) [Dadykin V L, Zatsepin G T, Ryazhskaya O G Sov. Phys. Usp. 32 459 (1989)]
- 4. De Rujula A *Phys. Lett. B* **193** 514 (1987)
- Имшенник B C, Надежин Д К УФН 156 561 (1988); Imshennik V S, Nadyozhin D K, in Soviet Scientific Reviews, Ser. E: Astrophysics and Space Physics Vol. 7 (Chur: Harwood Acad. Publ., 1989) p. 75
- 6. Hirata et al. *Phys. Rev. Lett.* **58** 1490 (1987)
- 7. Bionta R M et al. *Phys. Rev. Lett.* **58** 1494 (1987)
- Алексеев Е Н и др. Письма в ЖЭТФ 45 461 (1987) [Alekseev E N et al. JETP Lett. 45 589 (1987)]
- 9. Colgate S A, White R H Astrophys. J. 143 626 (1966)
- 10. Arnett W D Can. J. Phys. 44 2553 (1966)
- 11. Arnett W D Can. J. Phys. 45 1621 (1967)
- 12. Иванова Л Н, Имшенник В С, Надежин Д К *Научн. информ. Астрон. сов. АН СССР* **13** 3 (1969)
- Имшенник В С, Ряжская О Г Письма в Астрон. журн. 30 17 (2004) [Imshennik V S, Ryazhskaya O G Astron. Lett. 30 14 (2004)]
- Ряжская О Г УФН 176 1039 (2006) [Ryazhskaya O G Phys. Usp. 49 1017 (2006)]
- 15. Arnett W D Astrophys. J. 319 136 (1987)
- 16. Burrows A Astrophys. J. 318 L57 (1987)
- 17. Herant M, Benz W, Colgate S Astrophys. J. 395 642 (1992)
- 18. Burrows A, Hayes J, Fryxell B A Astrophys. J. 450 830 (1995)
- 19. Janka H-T, Mueller E Astron. Astrophys. **306** 167 (1996)
- Имшенник В С, Надежин Д К Письма в Астрон. журн. 18 195 (1992) [Imshennik V S, Nadyozhin D K Sov. Astron. Lett. 18 79 (1992)]

1133

- Имшенник В С, Надёжин Д К *Письма в Астрон. журн.* 3 353 (1977) [Imshennik V S, Nadyozhin D K Sov. Astron. Lett. 3 188 (1977)]
- 22. Nadyozhin D K Astrophys. Space Sci. 51 283 (1977)
- 23. Nadyozhin D K Astrophys. Space Sci. 53 131 (1978)
- 24. Имшенник В С *Письма в Астрон. журн.* **18** 489 (1992) [Imshennik V S Sov. Astron. Lett. **18** 194 (1992)]
- 25. Imshennik V S Space Sci. Rev. 74 325 (1995)
- Имшенник В С, в сб. Эруптивные звезды (Под ред. А Г Масевич) (М.: МИД РФ, 1996) с. 7
- 27. Аксенов А Г и др. *Письма в Астрон. экурн.* **23** 779 (1997) [Aksenov A G Astron. Lett. **23** 677 (1997)]
- Имшенник В С, Забродина Е А *Письма в Астрон. экурн.* 25 123 (1999) [Imshennik V S, Zabrodina E A *Astron. Lett.* 25 93 (1999)]
- 29. Имшенник В С и др. *Письма в Астрон. журн.* **28** 913 (2002) [Imshennik V S Astron. Lett. **28** 821 (2002)]
- Имшенник В С, Мануковский К В Письма в Астрон. журн. 30 883 (2004) [Imshennik V S, Manukovskii K V Astron. Lett. 30 803 (2004)]
- Блинников С И и др. Астрон. экурн. 67 1181 (1990) [Blinnikov S I et al. Sov. Astron. 34 595 (1990)]
- Имшенник В С, Мануковский К В Письма в Астрон. журн. 33 528 (2007) [Imshennik V S, Manukovskii K V Astron. Lett. 33 468 (2007)]
- Имшенник В С, Молоканов В О *Письма в Астрон. экурн.* 35 883 (2009) [Imshennik V S, Molokanov V O Astron. Lett. 35 799 (2009)]
- Импенник В С, Попов Д В *Письма в Астрон. журн.* 20 620 (1994) [Imshennik V S, Popov D V Astron. Lett. 20 529 (1994)]
- Блинников С И и др. Письма в Астрон. журн. 10 422 (1984)
 [Blinnikov S I et al. Sov. Astron. Lett. 10 177 (1984)]
- Имшенник В С Письма в Астрон. журн. 34 412 (2008) [Imshennik V S Astron. Lett. 34 375 (2008)]
- Имшенник В С, Попов Д В *Письма в Астрон. журн.* 24 251 (1998) [Imshennik V S, Popov D V Astron. Lett. 24 206 (1998)]
- Tassoul J-L *Theory of Rotating Stars* (Princeton, NJ: Princeton Univ. Press, 1978)
- Αксенов А Г, Имшенник В С Письма в Астрон. журн. 20 32 (1994) [Aksenov A G, Imshennik V S Astron. Lett. 20 24 (1994)]
- Аксенов А Г, Блинников С И, Имшенник В С *Астрон. экурн.* 72 717 (1995) [Aksenov A G, Blinnikov S I, Imshennikov V S *Astron. Rep.* 39 638 (1995)]
- Имшенник В С, Молоканов В О *Письма в Астрон. экурн.* 36 759 (2010) [Imshennik V S, Molokanov V O Astron. Lett. 36 721 (2010)]
- Gaponov Yu V, Ryazhskaya O G, Semenov S V *AΦ* 67 1993 (2004) [*Phys. Atom. Nucl.* 67 1969 (2004)]
- 43. Bugaev E V et al. Nucl. Phys. A 324 350 (1979)
- Дадыкин В Л, Ряжская О Г Письма в Астрон. журн. 34 643 (2008) [Dadykin V L, Ryazhskaya O G Astron. Lett. 34 581 (2008)]
- 45. Peters P C, Mathews J Phys. Rev. 131 435 (1963)
- 46. Peters P C Phys. Rev. **136** B1224 (1964)
- Масевич А Γ, Тутуков А В Эволюция звезд: теория и наблюдения (М.: Наука, 1988)
- 48. Paczyński B Annu. Rev. Astron. Astrophys. 9 183 (1971)
- 49. Paczyński B, Sienkievich R Acta Astron. 22 73 (1972)
- Batten A H Binary and Multiple Systems of Stars (Oxford: Pergamon Press, 1973) [Бэттен А Двойные и кратные звезды (М.: Мир, 1976)]
- Pringle J E, Wade R A (Eds) Interacting Binary Stars (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1985) [Прингл Д Е, Уэйд Р А (Ред.) Взаимодействующие двойные звезды (М.: Физматлит, 1993)]
- 52. Зельдович Я Б, Новиков И Д Теория тяготения и эволюция звезд (М.: Наука, 1971)
- 53. Импенник В С, Попов Д В *Письма в Астрон. журн.* **28** 529 (2002) [Imshennik D V Astron. Lett. **28** 465 (2002)]

- 54. Бисноватый-Коган Г С *Астрон. журн.* **47** 813 (1970) [Bisnovatyi-Kogan G S *Sov. Astron.* **14** 652 (1970)]
- Bisnovatyi-Kogan G S, Moiseenko S G, Ardeljan N V, astro-ph/ 0511173
- 56. Woosley S E, Weaver T A Phys. Rep. 163 79 (1988)
- Imshennik V S, in Astrophysics on the Threshold of the 21st Century (Ed N S Kardashev) (Philadelphia: Gordon and Breach Sci. Publ., 1992) p. 167
- Имшенник В С, Надежин Д К, в сб. Итоги науки и техники Сер. Астрономия Т. 21 (М.: ВИНИТИ АН СССР, 1982) с. 63
- 59. Nadyozhin D K, Imshennik V S Int. J. Mod. Phys. A 20 6597 (2005)
- Дадыкин В Л, Ряжская О Г Письма в Астрон. журн. 35 427 (2009) [Dadykin V L, Ryazhskaya O G Astron. Lett. 35 384 (2009)]
- 61. Colpi M, Shapiro S L, Teukolsky S A Astrophys. J. 339 318 (1989)
- 62. Colpi M, Shapiro S L, Teukolsky S A Astrophys. J. 369 422 (1991)
- 63. Colpi M, Shapiro S L, Teukolsky S A Astrophys. J. 414 717 (1993)
- 64. Sumiyoshi K et al. Astron. Astrophys. **334** 159 (1998)
- Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Mexanuka* (М.: Hayka, 1988) [Landau L D, Lifshitz E M *Mechanics* (Oxford: Pergamon Press, 1979)]
- 66. Colpi M, Wasserman I Astrophys. J. 581 1271 (2002)
- Вектор Лапласа Рунге Ленца (Википедия, свободная энциклопедия), http://ru.wikipedia.org/wiki/Вектор_Лапласа_-Рунre_-_Ленца; Laplace-Runge-Lenz Vector (Wikipedia, The Free Encyclopedia), http://en.wikipedia.org/wiki/Laplace-Runge-Lenz vektor
- Мануковский К В Письма в Астрон. журн. 36 203 (2010) [Manukovskii K V Astron. Lett. 36 191 (2010)]
- Имшенник В С, Мануковский К В Письма в Астрон. журн. 26 917 (2000) [Imshennik V S, Manukovskii K V Astron. Lett. 26 788 (2000)]
- Имшенник В С, Мануковский К В, Попов М С *Письма в* Астрон. журн. 29 934 (2003) [Imshennik V S, Manukovskii K V, Popov M S Astron. Lett. 29 831 (2003)]
- 71. Boyes H, Heger H, Woosley S, www.supersci.org (1999)
- Забродина Е А, Имшенник В С *Письма в Астрон. экурн.* 26 665 (2000) [Zabrodina E A, Imshennik V S *Astron. Lett.* 26 572 (2000)]
- Годунов С К и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики (Под ред. С К Годунова) (М.: Наука, 1976)
- 74. Малов И Ф Радиопульсары (М.: Наука, 2004)
- Штернин П С, Яковлев Д Г Письма в Астрон. журн. 34 746 (2008) [Shternin P S, Yakovlev D G Astron. Lett. 34 675 (2008)]
- 76. Amaldi E et al. *Europhys. Lett.* **3** 1325 (1987)
- 77. Aglietta M et al. Nuovo Cimento C 12 75 (1989)
- 78. Pizzella G Nuivo Cimento B 102 471 (1989)
- Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Teopus поля* (М.: Наука, 1973) [Landau L D, Lifshitz E M *The Classical Theory of Fields* (Oxford: Pergamon Press, 1975)]
- 80. Houser J L, Centrella J M, Smith S C Phys. Rev. Lett. 72 1314 (1994)
- 81. Braginskiy V B Proc. Natl. Acad. Sci. USA 104 3677 (2007)
- Грасберг Э К, Имшенник В С, Надежин Д К Astrophys. Space Sci. 10 3 (1971)
- Schwarzschild M Structure and Evolution of the Stars (Princeton: Princeton Univ. Press, 1958) [Шварциильд М Строение и эволюция звезд (М.: ИЛ, 1961)]
- Франк-Каменецкий Д А Физические процессы внутри звезд (М.: ГИФ МЛ, 1959) [Frank-Kamenetskii D A Physical Processes in Stellar Interiors (Jerusalem: Israel Program for Scientific Translations, 1962)]
- Блинников С И Письма в Астрон. журн. 25 424 (1999) [Blinnikov S I Astron. Lett. 25 359 (1999)]
- Утробин В П Письма в Астрон. журн. 30 334 (2004) [Utrobin V N Astron. Lett. 30 293 (2004)]
- Утробин В П Письма в Астрон. журн. 31 903 (2005) [Utrobin V N Astron. Lett. 31 806 (2005)]
- 88. Bethe H A Rev. Mod. Phys. 62 801 (1990)

- 89. Woosley S E, Blinnikov S, Heger A Nature 450 390 (2007)
- 90. Blinnikov S I AIP Conf. Proc. 1016 241 (2008)
- Аксенов А Г Письма в Астрон. журн. 25 163 (1999) [Aksenov A G Astron. Lett. 25 127 (1999)]
- Нечпай В И, Потапкин Л Ф, Хомен С А, Препринт № 5-99 (М.: ИТЭФ, 1999)
- 93. Burrows A, Nordhaus J AIP Conf. Proc. 1171 273 (2009)

Rotational explosion mechanism for collapsing supernovae and the two-stage neutrino signal from supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud

V.S. Imshennik

Russian Federation State Scientific Center "A.I. Alikhanov Institute for Theoretical and Experimental Physics", ul. B. Cheremushkinskaya 25, 117218 Moscow, Russian Federation Tel. (7-499) 123-7565 E-mail: imshennik@itep.ru, vulikh@itep.ru

The two-stage (double) signal produced by the outburst of the close supernova (SN) in the Large Magellanic Cloud, which started on and involved two neutrino signals during the night of 22-23 February 1987 UT, is theoretically interpreted in terms of a scenario of rotationally exploding collapsing SNs, to whose class the outburst undoubtedly belongs. This scenario consists of a set of hydrodynamic and kinetic models in which key results are obtained by numerically solving non-one-dimensional and non-stationary problems. Of vital importance in this context is the inclusion of rotation effects, their role being particularly significant precisely in terms of the question of the transformation of the original collapse of the iron core to the explosion of the SN shell, with an energy release on a familiar scale of 10^{51} erg. The collapse in itself leads to the birth of neutron stars (black holes), emitting neutrino and gravitational radiation signals of gigantic intensity, whose total energy significantly (by a factor of hundreds) exceeds the above-cited SN burst energy. The proposed rotational scenario is described briefly by artificially dividing it into three (or four) characteristic stages. This division is dictated by the physical meaning of the chain of events a rotating iron core of a sufficiently massive (more than $10M_{\odot}$) star triggers when it collapses. An attempt is made to quantitatively describe the properties of the associated neutrino and gravitational radiations. The review highlights the interpretation of the two-stage neutrino signal from SN 1987A, a problem which, given the present status of theoretical astrophysics, cannot, in the author's view, be solved without including rotation effects.

PACS numbers: 95.85.Sz, 97.60.Bw, 97.80.-d

Bibliography — 93 references

DOI: 10.3367/UFNr.0180.201011a.1121 Received 6 April 2010, revised 26 May 2010 Physics – Uspekhi **53** (11) (2010)

Uspekhi Fizicheskikh Nauk 180 (11) 1121-1134 (2010)