

УДК 524.152

© 1992 г.

В. С. Имшенник

## ВОЗМОЖНЫЙ СЦЕНАРИЙ ВЗРЫВА СВЕРХНОВОЙ В УСЛОВИЯХ ГРАВИТАЦИОННОГО КОЛЛАПСА МАССИВНОГО ЗВЕЗДНОГО ЯДРА

Проблема механизма взрыва сверхновой при коллапсе звездного ядра достаточно массивной предсверхновой до сих пор остается нерешенной в рамках теоретических исследований с использованием одномерных (сферически-симметричных) численных моделей. Вспышка SN 1987A дала, однако, новые доказательства, что коллапс служит причиной последующего взрыва с характерной энергией  $\sim 10^{51}$  эрг, выделяющейся в центре предсверхновой. В настоящей работе представлен сценарий взрыва, в котором основная роль принадлежит эффектам вращения в начальном звездном ядре, а сам коллапс развивается в два этапа.

Первый этап, приводящий к образованию вращающейся протонейтронной звезды, был рассмотрен ранее (Имшенник и Надёжин, 1977, 1991) путем численного моделирования. Второй этап, начинающийся с фрагментации этой звезды, образовавшейся на месте звездного ядра, приводит к формированию двойной системы нейтронных звезд, параметры которой определяются в рамках предлагаемого сценария из законов сохранения полной массы и момента вращения системы. Дальнейшая эволюция двойной системы определяется гравитационным излучением, сближением компонентов, перетеканием массы от маломассивного компонента и взрывом с энерговыделением  $\sim 10^{51}$  эрг нейтронной звезды с критической массой  $\sim 0.1 M_{\odot}$ , согласно работам Блиникова и др. (1984, 1990 а, б). Все этапы этой эволюции описываются соответствующими оценками, не противоречащими данным о вспышке SN 1987A. Данный сценарий предлагается в качестве альтернативы ранее выдвинутому сценарию с магнито-ротационным механизмом взрыва (Бисноватый-Коган, 1970; Имшенник и Надёжин, 1991) и нуждается в подтверждении и уточнении, в частности, путем численного моделирования.

THE PROBABLE SCENARIO OF A SUPERNOVA EXPLOSION AS A RESULT OF MASSIVE STELLAR CORE GRAVITATIONAL COLLAPSE, by V. S. Imshennik. The problem of supernova explosion mechanism in the collapse of sufficiently massive presupernova has not been solved yet by theoretical investigations within the frame work of one-dimensional (spherical symmetric) numerical models. The explosion of SN 1987A provided however, new proofs, that collapse is the cause of subsequent explosion with characteristic energy release of  $\sim 10^{51}$  ergs in a presupernova center. In this paper we present the explosion scenario, in which the main role belongs to the rotation of the initial stellar core, while the collapse develops in two stages.

The first stage, leading to the formation of a rotating preneutron star, has been studied previously by mathematical simulation (Imshennik, Nadyozhin 1977, 1991). The second stage commencing with the fragmentation of the preneutron star results in formation of a close binary star system, the parameters of which are determined by conservation of total mass and angular momentum law. The subsequent evolution of the close binary system is determined by

gravitational radiation, binary components mutual approach, loss of mass by low mass component and its explosion with energy release of  $\sim 10^{51}$  ergs, when the mass reaches value of  $\sim 0.1 M_{\odot}$ , according to Blinnikov et al. (1984, 1990 a, b). All stages of this evolution are followed by proper evaluations which do not contradict the SN 1987A explosion data.

This scenario is proposed as an alternative to the previously formulated magneto-rotational mechanism of explosion (Bisnovaty-Kogan, 1970; Imshennik, Nadyozhin, 1991) and needs to be confirmed and developed in particular by mathematical simulation.

1. Как показано, например, в довольно детальном обзоре Имшенника (1990) (см. также обзор Мюллера, 1990), в рамках одномерной (сферически-симметричной) гидродинамической теории гравитационного коллапса звездного ядра до сих пор, несмотря на достаточно полные физические модели звездного вещества и структуры звезд, все же не удалось выявить эффективный механизм взрыва, энергия которого была бы сравнима с наблюдаемой энергией вспышки сверхновых,  $\sim 10^{51}$  эрг. В основе этой теории лежит предположение о начальном состоянии звездного ядра, которое в результате своей предшествующей эволюции состоит в основном из элементов группы железа, и должно, в конце концов, благодаря процессам фоторасщепления ядер элементов группы железа испытать потерю состояния гидростатического равновесия и начать гидродинамический гравитационный коллапс. Проблема начального состояния и неустойчивости таких железных ядер звезд решается с помощью теории звездной эволюции, как для одиночных, так и для тесных двойных звезд (см. например, обзоры Номото и Хашимото, 1988; Вусли и Вивера, 1988; Имшенника и Надёжина, 1982, 1983).

Несмотря на некоторые возможности дальнейших поисков одномерной теории взрыва сверхновых (Имшенник, 1990), сопутствующего нелинейным стадиям развития гравитационного коллапса, когда уже формируется протонейтронная звезда или черная дыра из коллапсировавшего звездного ядра, все-таки представляется более продуктивным развивать неоднородные варианты подобной теории. Прежде всего заслуживают внимания в этой связи эффекты вращения звездного ядра, начальные условия которых могут быть заложены уже в исходном состоянии — итоге предшествующей статически равновесной эволюции. С этой целью в ряде работ анализировалось влияние некоторого правдоподобного начального вращения на последующий процесс гравитационного коллапса (Имшенник и Надёжин, 1991; Монхмайер и Мюллер, 1988). С учетом закона сохранения локального момента вращения были получены гидродинамические модели коллапса таких вращающихся ядер звезд вплоть до образования статически равновесных протонейтронных вращающихся звезд. К сожалению, эти расчеты опять не привели к эффекту взрыва масштаба вспышки сверхновой. При этом в буквально двумерных моделях Монхмайера и Мюллера (1988) расчеты пришлось прервать на очень ранней стадии по техническим причинам, а в работе Имшенника и Надёжина (1991), где применялось усреднение центробежной силы по полярному углу, сводящее численную модель к

одномерной, выходящая на поверхность коллапсировавшего ядра звезды ударная волна (УВ) оказалась слишком слабой. В данной работе мы примем последнюю ситуацию с образованием статически равновесной вращающейся протонейтронной звезды в качестве исходной для своих последующих рассуждений, носящих, скажем это сразу, исключительно качественный характер так называемого «сценарного» подхода (Масевич и Тутуков, 1988).

Итак, примем, что в результате коллапса вращающегося звездного ядра образовалась статически равновесная конфигурация с сильно дифференциальным вращением. Для конкретных оценок примем параметры этой конфигурации, полученные в расчетах Имшенника и Надёжина (1991) для полной массы ядра звезды  $M_1=2M_\odot$ . Поводом именно для такой конкретизации параметров является феномен вспышки SN 1987A, у которой должно быть весьма массивное звездное ядро (Имшенник, 1990; Имшенник и Надёжин, 1991). В первую очередь об этом говорят наблюдаемые параметры предшественника SN 1987A — Sanduleak — 69°202 в БМО с учетом последних данных о его эволюции с возможной потерей массы, а также всесторонний анализ детектированных на IMB и KII нейтринных сигналов 23 февраля 1987 г. (Надёжин, 1991). Именно в случае SN 1987A мы имеем непосредственное доказательство того, что взрыв произошел в центре предшественника SN 1987A — Sanduleak — 69°202 и приблизительно в момент, близкий к моменту коллапса его звездного ядра, зафиксированному нейтринным сигналом (Имшенник, 1990). Нет нужды доказывать, что «сценарный» подход тем полезнее, чем меньше дефицит исходных теоретических предпосылок, хотя такой дефицит, вообще говоря, свойствен ему по существу (Масевич и Тутуков, 1988).

2. В предыдущей работе (Имшенник и Надёжин, 1991) мы развивали идею процесса двухстадийного коллапса, причем именно вторая стадия, на которой действует быстрый механизм потери момента вращения или, точнее говоря, механизм перераспределения (и потери) этого момента по массе сколлапсировавшего ядра звезды, а также по массе окружающей звездной оболочки, носила «сценарный» характер. Первая стадия рассматриваемого коллапса, напротив, имела в своей основе численную модель неоднородного коллапса, впервые предложенную нами раньше (см. Имшенник и Надёжин, 1977). Полный момент вращения конфигурации перед началом гипотетической второй стадии коллапса с учетом закона сохранения локального момента вращения равнялся его начальному значению (Имшенник и Надёжин, 1991):

$$J_0 = \frac{2}{3} \omega_0 \int_0^{M_1} r_0^2 dm = \frac{2}{3} 0.113 M_1 R_0^2 \omega_0 = 8.81 \cdot 10^{49} \text{ эрг} \cdot \text{с}, \quad (1)$$

где фигурировал интеграл центрального момента инерции политропы  $n=3$ , взятой в указанной работе в качестве начальной конфигурации  $r_0=r_0(m)$  с твердотельным вращением  $\omega=\omega_0$  ( $M_1=2M_\odot$ ,  $R_0=$

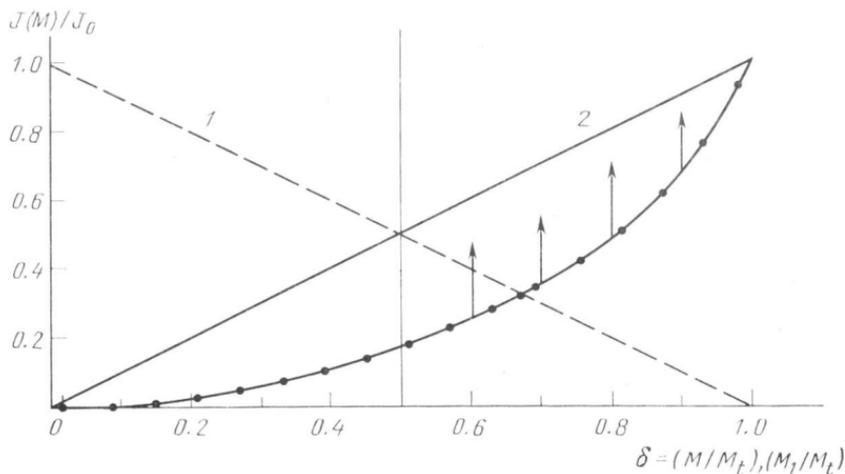


Рис. 1. Распределение момента вращения  $J(M)$  по массе  $M$  политропы  $n=3$  в случае твердотельного вращения ( $0 \leq M \leq M_t$ ), где  $M$  – масса, отсчитываемая от центра,  $\delta = M/M_t$  – относительная масса. Прямая штриховая линия 1 означает относительный момент вращения компонента с той же массой  $M_1 = M$  в двойной системе. Прямая сплошная линия 2 – относительный момент вращения другого компонента с массой  $M_t - M_1$  той же двойной системы. Вертикальные стрелки у кривой  $J(M)/J_0$  для  $\delta \geq 0.5$  указывают направление перераспределения момента вращения

$= 4.38 \cdot 10^8$  см,  $\omega_0 = 1.53$  с $^{-1}$ ). Заметим, что роль вращения в начальном состоянии отразилась на распределении начальной температуры, которая в свою очередь удовлетворяла «реальному» уравнению состояния звездного вещества. На рис. 1 показано распределение момента вращения по относительной массе звездного ядра,  $J'(m) = J(M)/J_0$ , где  $m = M/M_t$ , а величина  $J(M)$  определяется так, как если бы в (1) заменить верхний предел интегрирования  $M_t$  на  $M$  ( $0 \leq M \leq M_t$ ). Видно, что в половине полной массы  $M_t$  ( $m \approx 0.5$ ) имеется всего лишь  $J = 0.18J_0$ , а при  $m \approx 0.8$  –  $J \approx 0.5J_0$ .

В конце разд. 3 работы Имшенника и Надёжина (1991) мы кратко обсуждали важную проблему устойчивости или, вернее сказать, неустойчивости полученной окончательной конфигурации вращающейся нейтронной протозвезды. Там обсуждался вопрос о превращении осесимметричной конфигурации в произвольную трехмерную фигуру (в терминах сфероидов Маклорена говорится о превращении двухосных фигур в трехосные фигуры). Фактически речь идет при этом о динамическом процессе фрагментации исходной осесимметричной конфигурации с существенным перераспределением момента вращения по массе вещества. Если иметь в виду, что характерный параметр отношения энергий  $\tau = \varepsilon_{\text{rot}}/|\varepsilon_g|$  в нашем расчете (Имшенник и Надёжин, 1991) получился равным 0.42, то можно предположить, что рассматриваемое превращение будет происходить за гидродинамические времена, ибо соответствующая неустойчивость трактуется как динамическая неустойчивость (Тассуль, 1982) (параметр  $\tau$ , критический для возникновения динамической неустойчиво-

сти, в аналитическом примере сфероидов Маклорена, найден равным  $\sim 0.27$ ).

Таким образом, пусть для нашей конфигурации осуществляется динамическая неустойчивость превращения в трехмерную фигуру. В рамках «сценарного» подхода естественно предположить в качестве таковой нечто простейшее, а именно двойную систему нейтронных звезд, у которой суммарные масса  $M_1$  и момент вращения  $J_0$  нам известны. Потерями момента вращения и массы из системы в дальнейшем будем пренебрегать.

3. Предлагаемый «сценарный» подход изменяет всю идеологию второй стадии коллапса, изложенную ранее (Имшенник и Надёжин, 1991), о чем см. ниже (раздел 6). Тем не менее неизменным остается важный момент этой идеологии — уменьшение момента вращения вокруг своей оси для более массивной нейтронной звезды по крайней мере в 5 раз<sup>1</sup>. Ради простоты мы будем вообще пренебрегать собственным вращением нейтронных звезд, а считать исходный момент вращения полностью сосредоточенным в их орбитальном движении, причем по простейшим круговым орбитам. Тогда, зная величины  $M_1$  и  $J_0$ , а также, задавая отношения масс компонентов  $M_1/M_2$  ( $M_1+M_2 = M_1$ ), мы можем найти все элементы орбит в сделанных предположениях. Сформулированный простейший результат процесса фрагментации, конечно, в первую очередь заслуживает обстоятельного рассмотрения, например путем подходящего численного моделирования.

Далее запишем два элементарных закона в случае круговых орбит у двойной звездной системы, используя понятие приведенной массы (Ландау и Лифшиц, 1988; Бэттен, 1976):

$$P = \frac{2\pi a}{v} = 2\pi a^3 [G(M_1 + M_2)]^{-1/2}, \quad (2)$$

$$J = M'va = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} va = J_0, \quad (3)$$

где  $a$  и  $v$  соответственно являются радиусом орбиты и скоростью вращения по ней приведенной массы  $M'$ . Как известно, по определению в рассматриваемом случае  $a = a_1 + a_2$  и  $v = v_1 + v_2$ , где  $a_{1,2}$  и  $v_{1,2}$  — ра-

<sup>1</sup> Подчеркнем, что уменьшение момента вращения может быть и полное, поскольку главным аргументом в пользу достаточно большой потери момента вращения является сопоставление наблюдений и теории нейтринных сигналов СН 1987А. Такое сопоставление показало удовлетворительное совпадение измеренных интегральных характеристик нейтринных сигналов — полной энергии, характерного спектра, продолжительности во времени — с теорией при полном пренебрежении эффектами вращения коллапсирующего звездного ядра (см. обзоры Имшенника и Надёжина, 1988, 1989 и обширные списки литературы там же). Нейтринный сигнал, вычисленный с учетом вращения звездного ядра в работе Имшенника и Надёжина (1977) и проанализированный в связи со вспышкой СН 1987А, слишком слаб, чтобы выдержать сравнение с наблюдениями. Только при начальном периоде вращения  $P_0 \approx 20$  с (в 5 раз выше принятого в основном расчете Имшенника и Надёжина, 1991) не возникает практически различий в теоретическом нейтринном сигнале по сравнению с полностью сферически-симметричным случаем.

диусы и скорости обоих компонентов двойной системы по отношению к центру инерции системы, причем,

$$a_1 = \frac{M_2}{M_1} a, \quad a_2 = \frac{M_1}{M_1} a, \quad v_1 = \frac{M_2}{M_1} v, \quad v_2 = \frac{M_1}{M_1} v. \quad (4)$$

Вследствие (4) естественно также выполняется тождество для полного момента  $J$  из (3) с суммой моментов вращения компонентов  $J_1$  и  $J_2$ :

$$J_1 + J_2 = M_1 v_1 a_1 + M_2 v_2 a_2 = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} v a = J_0. \quad (5)$$

Нас будет интересовать распределение момента вращения между компонентами двойной системы. Найдем, например, величину относительного момента первого компонента, используя опять соотношения (4):

$$\frac{J_1}{J_0} = \frac{M_1 v_1 a_1}{M_1 M_2 v a} (M_1 + M_2) = \frac{M_2}{M_1} = \frac{M_1 - M_1}{M_1} = 1 - \frac{M_1}{M_1}. \quad (6)$$

На рис. 1 эта величина изображена прямой штриховой линией. Такое распределение очевидно резко отличается от исходного распределения момента вращения по относительной массе звездного ядра: при нулевой относительной массе первый компонент обладает всем моментом орбитального вращения двойной системы, а при относительной массе, равной единице, не имеет никакого момента вращения. Более похоже поведение момента вращения другого компонента, имеющего относительную массу  $M_2/M_1 = 1 - (M_1/M_1) = 1 - \delta$ , изображенное на рис. 1 прямой сплошной линией. Отсюда ясна необходимость радикального перераспределения момента вращения в процессе фрагментации вращающейся протонейтронной звезды; например, при  $\delta = 0.8$  маломассивный компонент должен получить долю  $J_2/J_0 = 0.8$  вместо имеющегося у него же относительного момента  $\sim 0.5$ , согласно рис. 1. Еще более велико это различие при  $\delta = 0.9$ : вместо  $\sim 0.32$  должно быть  $\sim 0.9$ , согласно рис. 1. Увеличение доли момента вращения у маломассивного компонента, конечно, происходит за счет уменьшения этой доли у более массивного компонента: у него остается в обоих рассмотренных случаях  $\sim 0.2$  и  $\sim 0.1$  соответственно.

4. Найдем из соотношений (2) и (3) радиус орбиты двойной системы нейтронных звезд путем исключения скорости  $v$ :

$$a = \frac{J_0^2}{M_1^2 M_2^2} \frac{M_1 + M_2}{G}. \quad (7)$$

Используя относительные единицы массы системы  $\delta = M_1/M_1$  и  $1 - \delta = M_2/M_1$ , получим из (7) радиус  $a$  в виде зависимости его от параметра  $\delta$ :

$$a = \frac{J_0^2}{GM_1^3} \varphi(\delta), \quad \varphi(\delta) = [\delta(1-\delta)]^{-2}. \quad (8)$$

При выбранных ранее величинах  $M_1=2M_\odot$  и  $J_0=8.81 \cdot 10^{49}$  эрг·с получим из (8)

$$a=18.5[\delta(1-\delta)]^{-2} \text{ км}, \quad (9)$$

где функция  $\varphi(\delta)$  подставлена из (8).

Легко понять, что нет смысла рассматривать значения параметра  $\delta$ , близкие его формальным пределам ( $0 \leq \delta \leq 1$ , поскольку соответствующее  $a$  из (9) будет превышать начальный радиус звездного ядра до наступления коллапса, т. е. величину  $R_0=4380$  км. Итак,  $\varphi(\delta) \leq 243$ , откуда  $\delta(1-\delta) \geq 0.0642$ , или  $\delta_{\min} \approx 0.069$  и  $\delta_{\max} \approx 0.931$  ( $\delta_{\min} \leq \delta \leq \delta_{\max}$ )<sup>2</sup>. Заметим, что в расчетах Имшенника и Надёжина (1977) обнаружен ничтожный сброс массы оболочки  $M_{06} \approx 10^{-4} M_\odot$  с поверхности звездного ядра, радиус которой, следовательно, даже превосходит величину  $R_0$ , но уже заметная масса с  $M/M_\odot \approx 1.975$  находится внутри радиуса  $r \approx 1600$  км. Соответствующее ей значение  $\delta \approx 0.0125$  уступает величине  $\delta_{\min}$ . Разумеется, выход за установленные пределы изменения параметра  $\delta$  не запрещается категорическим образом, но тогда потребовалось бы принимать во внимание присутствие оболочки звезды, окружающей звездное ядро перед коллапсом, в частности его тормозящее воздействие на возникшую двойную систему нейтронных звезд.

Интересно далее определить период вращения двойной системы в зависимости от параметра  $\delta$ . С этой целью подставим радиус  $a$  из (8) в правую часть соотношения (2):

$$P=2\pi \frac{J_0^3}{G^2 M_1^5} \varphi^{3/5}(\delta). \quad (10)$$

Опять подставим в (10) выбранные здесь величины  $M_1$  и  $J_0$ , а также функцию  $\varphi(\delta)$  из (8), и получим:

$$P=0.97[\delta(1-\delta)]^{-3} \text{ мс}, \quad (11)$$

так что период вращения оказывается порядка нескольких миллисекунд. Заметим, что центробежные силы не препятствуют коллапсу более массивной нейтронной звезды — с характерным для СН 1987А нейтринным сигналом — именно при таких по порядку величины периодах ее вращения вокруг собственной оси. (Это подробно аргументировалось в разделе «Миллисекундный пульсар» работы Имшенника и Надёжина, 1991). Если вспомнить, что по существу тесная двойная система нейтронных звезд (радиусы их, особенно маломассивного компонента, довольно значительны по сравнению с радиусом орбиты) обуславливает путем приливного трения выравнивание орбитального и собственных периодов вращения, то и в предлагаемом сценарии сохраняется возможность появления миллисекундного пульсара. Тем не менее соответствующие моменты вращения невелики, не более 20%  $J_0$  у массивного компонента, как уже отмечалось

<sup>2</sup> Заметим, что «переименования» компонентов системы  $M_1$  и  $M_2$  в этих и других рассуждениях не имеют значения, так как соотношения (8), (10) и (12) (см. ниже) симметрично зависят от переменных  $M_1$  и  $M_2$ .

выше. В сделанных оценках (разд. 3 и 4) мы ими вообще пренебрегли.

5. Дальнейшая судьба возникшей тесной двойной системы нейтронных звезд определяется ее гравитационным излучением, согласно проделанному анализу в работе Блинникова и др. (1984). Перепишем формулу (7) из работы Блинникова и др. (1984) в наших обозначениях:

$$t_{\text{грав}} \approx 1.71 \cdot 10^{-7} \left( \frac{M_{\odot}}{M_1} \right)^3 \frac{a^4}{\delta(1-\delta)} \text{ с.} \quad (12)$$

где радиус орбиты  $a$  уже подразумевается в км. Обратим сразу внимание на то, что характерное время гравитационного излучения  $t_{\text{грав}}$  из (12) очень сильно зависит от параметра  $\delta$ , пропорционально  $\varphi^{3/2}(\delta)$ , где  $\varphi(\delta)$  определено в (8). По смыслу величины  $t_{\text{грав}}$  (см. в работе Блинникова и др. 1984) за это время происходит заметное сближение компонентов двойной системы, иначе говоря, сокращение радиуса орбиты  $a$ , скажем, вдвое-втрое. В свою очередь, это ведет к усилению гравитационного излучения, согласно (12), во много раз, так что время  $t_{\text{грав}}$  из (12) с начальным радиусом орбиты  $a$  можно рассматривать и как время заполнения маломассивной нейтронной звездой ее полости Роша.

Между выходом УВ на поверхность предшественника СН 1987А, означаящим начало оптической вспышки сверхновой в БМО и моментом нейтринного сигнала, как известно, прошло немногим более 3 ч. С другой стороны, разнообразные гидродинамические расчеты прохождения УВ от центра Sanduleak  $-69^{\circ}202$  дали следующий результат для времени этого процесса (Имшенник и Надёжин, 1988, 1989): (0.5–2.5) ч в зависимости от всех возможных характеристик начальной структуры предшественника и от разброса энергии взрыва в интервале  $(1.5-3) \cdot 10^{51}$  эрг. За последнее время, пожалуй, несколько сдвинулся указанный интервал энергий взрыва  $-(1-2) \cdot 10^{51}$  эрг (Надёжин, 1991), но наиболее подходящим представляется энерговыделение  $\sim 1.5 \cdot 10^{51}$  эрг, так что верхняя граница времени прохождения УВ в указанном выше интервале  $-2.5$  ч. — сохраняет свой смысл. Отсюда можно заключить, что избыток времени в наблюдениях — так называемое время задержки взрыва — составляет не более 1 ч. Приняв эту величину в качестве  $t_{\text{грав}}=1$  ч, найдем из (12) и (9) соответствующие параметры  $\delta$  для варианта теории с  $M_1=2M_{\odot}$  и  $J_0=8.81 \cdot 10^{49}$  эрг·с:

$$\delta_{\text{min}} \approx 0.293, \quad \delta_{\text{max}} \approx 0.707, \quad \delta_{\text{min}} \leq \delta \leq \delta_{\text{max}}. \quad (13)$$

В указанном интервале гравитационное излучение обеспечивает сближение (и потерю момента вращения) до заполнения полости Роша маломассивной нейтронной звездой за характерное время  $\leq 1$  ч, что не противоречит данным о вспышке СН 1987А. Обращает на себя, конечно, внимание найденное ограничение снизу на массу маломассивного компонента, весьма жесткое по сравнению с предыдущим ограничением  $\delta_{\text{min}} \approx 0.069$  и  $\delta_{\text{max}} \approx 0.931$ , следующим из соображений о наличии звездной оболочки. Таким образом, минимальная масса

компонента составляет  $M_{2\min} \approx 0.586 M_{\odot}$ , а  $M_{1\max} \approx 1.414 M_{\odot}$ . Согласно (9), в этом случае  $a_{\max} \approx 431$  км, а, согласно (11),  $P_{\max} \approx 109$  мс. Значения радиуса орбиты и периода вращения, как легко понять, являются максимально возможными.

Насколько жесткими можно считать полученные ограничения (13), вряд ли стоит всерьез судить на уровне «сценарного» подхода. Но если все-таки момент вращения отчасти переходит в собственное вращение компонентов, а не только сосредоточивается в орбитальном вращении тесной двойной системы нейтронных звезд, то как легко понять из соотношений (8) и (12), величина  $a$  уменьшается в  $\alpha^{-2}$  раз ( $\alpha$  — доля момента вращения в орбитальном движении системы,  $\alpha \leq 1$ ), и эквивалентное  $t_{\text{рав}}$  — в  $\alpha^{-8}$  раз. Например, для  $\alpha = 0.8$ , получим взамен (13),  $\delta_{\min} \approx 0.217$ , что означает уже минимальную массу заметно меньше  $\approx 0.434 M_{\odot}$ !

Определим критический радиус орбиты  $a_{\text{кр}}$ , связанного с радиусом полости Роша у маломассивного компонента  $R_{R_2}$ , согласно аппроксимационной формуле из книги Масевич и Тутукова (1988)<sup>3</sup>:

$$\frac{a_{\text{кр}}}{R_{R_2}} = \frac{1}{0.52(M_2/M_t)^{0.44}}, \quad (14)$$

которая описывает строгие численные результаты с точностью в 1% для широкого интервала изменения  $0.1 \leq M_2/M_t \leq 1$ . Далее, заимствуя в качестве радиуса маломассивного компонента радиус нейтронной звезды массы  $M_2$  из книги Зельдовича и Новикова (1971) (стр. 440, табл. XIV), приравняем  $R_{R_2} = R_2$ , чтобы иметь возможность получить величину  $a_{\text{кр}}$  в явном виде. На рис. 2 в логарифмическом масштабе построена кривая для величины  $a_{\text{кр}}$  из (14) (кривая 2), соответствующая указанной величине  $R_2$  (кривая 3), в зависимости от относительной массы маломассивного компонента  $1 - \delta = M_2/M_t$ . На этом же рис. 2 построена кривая 1 — радиуса орбиты  $a$ , определенного соотношением (9) для заданных параметров двойной системы нейтронных звезд  $M_t = 2 M_{\odot}$  и  $J_0 = 8.81 \cdot 10^{49}$  эрг·с. В результате гравитационного излучения начальный радиус орбиты  $a$  будет сокращаться до критического значения  $a_{\text{кр}}$ . Из рис. 2 видно, что это сокращение практически во всем интервале изменения параметра  $\delta$  составляет, грубо говоря, один порядок величины. На рис. 2 нанесено штриховой линией<sup>4</sup> ограничение (13). При уменьшении радиуса орбиты, конечно, происходит потеря момента вращения двойной системы. Согласно (2) и (3),  $J \sim va \sim a^{1/2}$ , т. е. момент вращения  $J$  снижается в несколько раз при переходе  $a \rightarrow a_{\text{кр}}$ .

<sup>3</sup> Для радиуса полости Роша в (14) мы воспользовались несколько более точной формулой, чем была взята в работе Блиинникова и др. (1984) (см. также стр. 95 и 199 у Масевич и Тутукова, 1988). Точность последней, как показывает непосредственное сравнение, оказывается примерно 10%.

<sup>4</sup> В связи с этим отметим некоторое формальное по существу затруднение: из-за небольшой немонотонности в зависимости  $R_2(M_2)$  при  $M_2 \sim 1 M_{\odot}$  (см. табл. XIV у Зельдовича и Новикова, 1971) возможна парадоксальная ситуация при  $\delta \approx 0.5$  — свою полость Роша первым заполнит более массивный компонент. Однако, эта ситуация возникает в очень тесной окрестности  $\delta = 0.5$ , и для нас не имеет значения.

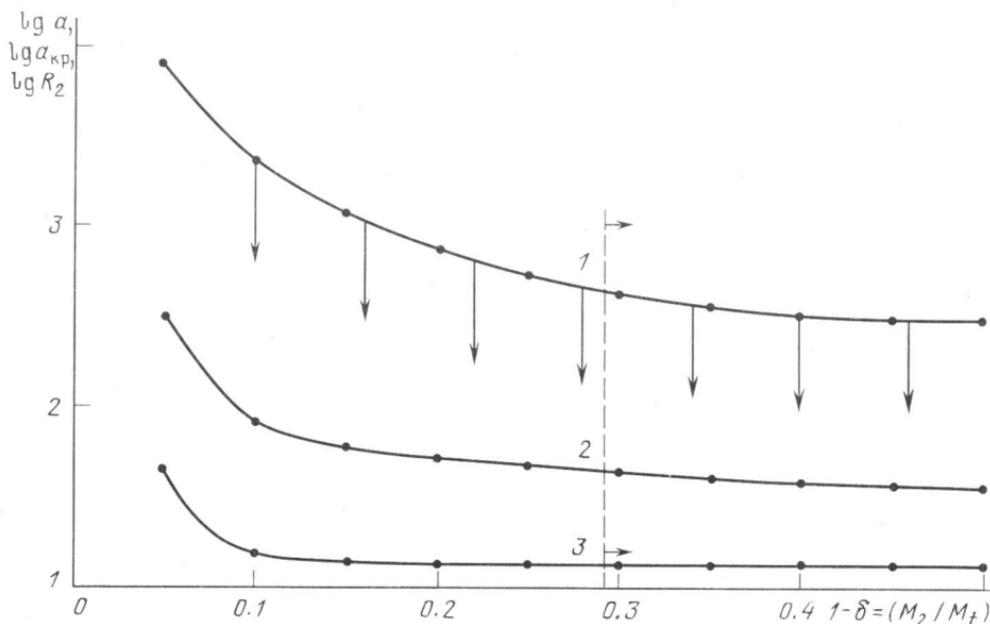


Рис. 2. Характеристики орбиты двойной системы нейтронных звезд с заданными значениями  $M_t=2M_\odot$  и  $J_0=8.81 \cdot 10^{49}$  эрг·с. Кривая 1 – начальный радиус орбиты  $a$  в зависимости от относительной массы маломассивного компонента:  $1-\delta=M_2/M_t \leq 0.5$ . Кривая 2 – критический радиус орбиты  $a_{кр}$ , при котором маломассивный компонент заполняет свою полость Роша. Кривая 3 – радиус нейтронной звезды  $R_2$  с массой маломассивного компонента  $M_2=M_t(1-\delta)$ . Все радиусы даны в км. Вертикальные стрелки у кривой 1 указывают направленные уменьшения радиуса орбиты в результате гравитационного излучения

Достижение критического радиуса по определению приводит к интенсивному перетеканию массы от маломассивного компонента в сторону более массивного. Темп эволюции системы определяется уже не столько потерей энергии и момента вращения из-за гравитационного излучения, а в результате приливного перетекания массы (см. работу Блиинникова и др., 1984). В любом случае характерные времена этой стадии эволюции двойной системы становятся очень малыми по сравнению с  $t_{грав}$ , определенным в начальном состоянии системы, согласно оценке (12). Пренебрегая этими временами, приходим к заключению, что масса маломассивного компонента уменьшается до критического значения  $M_{2кр} \approx 0.1 M_\odot$  практически тотчас после того, как радиус орбиты стал равным значению  $a_{кр}$ . Тем не менее настоящий «сценарный» подход и в процессе перетекания массы следовало бы подтвердить подходящим численным моделированием. Пока удовлетворимся оценками из работы Блиинникова и др. (1984), из которых обратим внимание лишь на побочный эффект перетекания массы – удаление друг от друга компонентов системы. Согласно Блиинникову и др. (1984):

$$\frac{a''}{a'} = \left( \frac{M_1' M_2'}{M_1'' M_2''} \right)^2, \quad (15)$$

где одним штрихом помечено состояние до перетекания массы компонента 2 на компонент 1, а двумя штрихами — после перетекания. Формула (15) элементарно следует из двух законов сохранения: момента вращения и полной массы системы. Конкретно она следует из соотношения (7). В интересующей нас системе с  $\delta = \delta_{\min} = 0.293$ , т. е. с  $M_2' = 0.586 M_{\odot}$  и  $M_2'' = 0.1 M_{\odot}$  ( $M_1 = 2 M_{\odot}$ ) получаем максимально возможный эффект удаления:  $a''/a' = 19.0$ . Соответствующее увеличение с учетом соотношения (14) радиуса полости Роша определяется формулой:

$$\frac{R_{R_2''}}{R_{R_2'}} = \left(\frac{a''}{a'}\right) \left(\frac{M_2''}{M_2'}\right)^{0.44}, \quad (16)$$

т. е. оказывается поменьше, равняясь при тех же параметрах 8.72. Таким образом, есть фактор удаления, который может повлиять на темп перетекания массы нетривиальным образом: именно это и указывает на целесообразность упомянутого выше численного моделирования. Конечно, процесс перетекания вовсе не прекращается, так как радиус маломассивного компонента в свою очередь возрастает, но необходимое неравенство  $R_2'' > R_{R_2''}$  может и не выполняться. Например, для данных из книги Зельдовича и Новикова (1971)  $R_2'' \approx 44$  км (см. рис. 2). Однако в работе Блинникова и др. (1990а) была построена равновесная модель нейтронной звезды с  $M_2'' \approx 0.09499 M_{\odot}$ , где радиус  $R_2'' \approx 200$  км, тогда как из (16) мы получаем  $R_{R_2''} \approx 100$  км.

6. Физический смысл критической минимальной массы нейтронной звезды хорошо известен (Зельдович и Новиков, 1971). При массе  $M < M_{\text{кр}} \approx 0.1 M_{\odot}$  невозможно существование статической равновесной конфигурации. Если нейтронная звезда в ходе эволюции, как например, в составе тесной двойной системы, рассмотренной выше, уменьшает свою массу, то после достижения критического значения  $M_{\text{кр}}$  она испытывает расширение вплоть до нулевой плотности вещества. Недавно этот процесс неустойчивости по отношению к расширению для нейтронных звезд с  $M < M_{\text{кр}}$  был исследован в работе Блинникова и др. (1990а) (см. также препринт Блинникова и др., 1990б). Там было доказано методом численного моделирования, что указанное расширение имеет характер своеобразного взрыва «изнутри» с удивительно постоянной (по отношению к характеру начального возмущения статической равновесной конфигурации нейтронной звезды) величиной энерговыделения  $\epsilon_{\text{кин}} \approx 8.8 \cdot 10^{50}$  эрг<sup>5</sup>. Заметим, что в работе Блинникова и др., (1990а) было принято уравнение состояния, которое справедливо, если характерные времена ядерных реакций и бета-превращений были намного меньше характерных гидродинамических времен. Согласно Блинникову и др. (1984, 1990а), последнее время для основной массы маломассивной нейтронной звезды равняется  $10^{-2} - 10^{-3}$  с. Хотя учет конечности времен сильных и слабых

<sup>5</sup> Данное энерговыделение составляет  $\sim 4.8$  МэВ на нуклон. Отметим в связи с этим независимую оценку этой важной величины в  $\sim 5$  МэВ на нуклон путем простого энергетического рассмотрения Кларка и Эрди (1977). Но характерное для взрыва преобразование этой энергии в кинетическую энергию разлета могло быть продемонстрировано путем гидродинамического подхода

ядерных превращений может несколько затормозить развитие взрыва, полученного в численных моделях Блинникова и др. (1990а), сам факт подобного взрыва почти не вызывает сомнений. Впрочем эти осторожные сомнения, наверное, окончательно будут разрешены в недалеком будущем путем учета кинетики ядерных превращений. Пока же мы примем в данном сценарии представление о взрыве маломассивного нейтронного компонента двойной системы, как он получен в работе Блинникова и др. (1990а). Обращает на себя внимание пульсационное течение взрыва с весьма большой амплитудой этих пульсаций, которые зарождаются в поверхностных слоях звезды, где происходит энерговыделение при бета-распаде нейтронов в соответствии с принятым уравнением состояния.

В последней работе использовались конкретные начальные возмущения в виде удаления (снятия) малой доли массы  $\Delta M$  с поверхности статической равновесной нейтронной звезды  $M_2 = 0.09499 M_\odot$ . При  $\Delta M/M_2 = 4.5 \cdot 10^{-4}$  взрыв еще происходил, а при  $\Delta M/M_2 = 4 \cdot 10^{-3}$  уже возникали только небольшие пульсации начальной конфигурации. Судя по этому, были определены узкие пределы для критической массы нейтронной звезды:

$$0.09499 M_\odot > M_{кр} \geq 0.09495 M_\odot, \quad (17)$$

где верхний предел фактически совпадает со значением  $M_2$  начальной конфигурации. Зависимость процесса взрыва от величины параметра  $\Delta M/M_2$  носила, таким образом, пороговый характер, причем выше порога она была несущественной. С точки зрения физического механизма перетекания массы в тесной двойной системе, это, в свою очередь, можно истолковать как пороговое значение скорости потери массы. Деля величину  $\Delta M/M_2 = 4.5 \cdot 10^{-4}$  на  $t_{гидр} = 10^{-3}$  с, получим оценку пороговой скорости потери массы  $\dot{M}_2 \simeq -0.04 M_\odot/\text{с}$ . Отмечая, что в этой оценке было взято завышенное значение  $\Delta M/M_2$ , получаем совпадение с оценкой Блинникова и др. (1984) этой же величины, вытекающей из конкретной модели структуры нейтронной звезды. Отсюда следует, что имитация потери массы в рамках численной модели Блинникова и др. (1990а) выглядит очень удачно, качественно соответствуя приливному механизму перетекания массы в тесной двойной системе. Такое соответствие означает неизбежность взрыва маломассивного компонента. Подчеркнем, что взрыв имеет энерговыделение  $\varepsilon_0 = \varepsilon_{кин} \simeq 8.8 \cdot 10^{50}$  эрг ( $\sim 4.8$  МэВ/нуклон), близкое к данным об энергии взрыва для SN 1987А. Очень существенно также, что взрыв происходит в значительном удалении от расположения более массивного нейтронного компонента (с учетом эффекта удаления, согласно соотношению (15)), так что гравитационным влиянием последнего можно пренебречь (Блинников и др. 1990а). По существу этим выводом можно было бы считать завершенным изложение предлагаемого «сценария взрыва сверхновой в условиях гравитационного коллапса массивного звездного ядра».

7. Тем не менее возникает ряд сопутствующих сценарию вопросов, из которых часть мы попытаемся рассмотреть. Прежде всего, несколько изложенные выше результаты привязаны к принятым выше

конкретным параметрам массивного звездного ядра  $M_t$  и  $J_0$ . Ясно, что рис. 1 вовсе не зависит от конкретных значений  $M_t$  и  $J_0$ . Напротив, на рис. 2 ордината верхней кривой 1, согласно (8), пропорциональна комбинации  $J_0^2/M_t^3$ , т. е. она изменяется как  $(J_0/8.8 \cdot 10^{49})^2 \cdot (M_t/2M_\odot)^{-3}$ . Нижняя кривая 3, очевидно, определяется функцией  $R_2 = R_2(M_n)$ , где  $M_n$  — масса статической равновесной нейтронной звезды, но абсцисса этой кривой изменяется как  $(M_2/M_t) = (M_n/2M_\odot)(2M_\odot/M_t)$ . Наконец, ордината средней кривой 2, согласно (14), пропорциональна ординате кривой 3, так что у нее тоже изменится только абсцисса по сравнению с рис. 2. Можно согласиться с тем, что реальные изменения кривых 2 и 3 незначительны. Что касается кривой 1, то формально она при уменьшении параметра  $J_0$  может приблизиться к кривой 2, но фактически критерий наступления фрагментации не допускает здесь больших изменений ( $\tau \geq 0.27?$ ). По этим соображениям кривые рис. 2 качественно описывают типичную ситуацию данного сценария.

Далее возникает закономерный вопрос о роли магнитных полей, столь важных в предложенном магнито-ротационном механизме взрыва сверхновых (Бисноватый-Коган, 1970). В нашей работе (Имшенник и Надёжин, 1991) неоднократно цитировался этот механизм и даже предлагался в качестве механизма потери избыточного момента вращения в основной (центральной) массе вращающейся протонейтронной звезды. Однако эти обращения к магнито-ротационному механизму имели там смысл одного из возможных сценариев второго этапа коллапса звездного ядра. Здесь же предлагается по сути дела альтернативный механизм данного этапа, в котором роль магнитного поля становится второстепенной. В процессе фрагментации вращающейся протонейтронной звезды конкретный механизм перераспределения момента вращения может быть вовсе не обязан магнитному полю, а, например, вызван эффектом нейтринной вязкости, оценка которого у Имшенника и Надёжина (1991) отнюдь не исключает такой роли. Для предлагаемого здесь сценария подчеркнем, что речь идет о перераспределении момента вращения внутри звездного ядра, между компонентами двойной системы, а не о его потере вовне, т. е. в звездную оболочку.

Можно добавить в пользу данного альтернативного механизма, что сами собой тогда исчезают отмеченные в работе Имшенника и Надёжина (1991) (см. стр. 16 и 17) некоторые трудности реализации магнито-ротационного механизма потери момента вращения. Там мы пришли к заключению, что, во-первых, проблематична генерация начального магнитного поля, и, во-вторых, действие механизма следовало себе представлять в так называемом режиме обострения. По первому пункту магнитное поле должно было бы возникать уже в процессе первой стадии коллапса, но не раньше, чтобы не препятствовать начальному вращению звездного ядра. В связи со вторым пунктом указанных трудностей появлялась необходимость в длительном существовании статической конфигурации вращающейся протонейтронной звезды, пока пондеромоторная сила магнитного поля не усилилась бы до масштабов гравитационной силы и силы градиента

давления. Это существование, конечно, чревато развитием процесса фрагментации и полным изменением всей конфигурации еще до появления значительного магнитогидродинамического эффекта. Альтернативный механизм, разумеется, не предполагает такой искусственной паузы в динамике звездного ядра между первой и второй стадиями коллапса. Наконец, указанная на стр. 19 (Имшенник и Надёжин, 1991) связь энергии взрыва сверхновой с энергией вращения оказывалась проблематичной благодаря воздействию сильного гравитационного поля от основной массы звездного ядра, особенно для низких начальных угловых скоростей твердотельного вращения в рассматриваемом диапазоне  $0.32 \leq \omega_0 \leq 1.60$ . В альтернативном механизме место энерговыделения взрыва сверхновой удалено от основной массы на несколько сотен км.

Тем не менее настоящие критические замечания по поводу магнито-ротационного механизма не должны расцениваться как основание для его отклонения. Действительно, оба предлагаемых механизма рассматриваются нами на уровне сценарного подхода, который не позволяет сделать категорических выводов для их реального соотношения. Достаточно напомнить, что в альтернативном механизме ключевые вопросы второго этапа коллапса: фрагментация вращающейся протонейтронной звезды и перетекание массы от маломассивного компонента к более массивному нуждаются, по крайней мере, в численном моделировании. Быть может, убедительнее казалось бы обращение к фактам вспышки SN 1987A. В особенности к неудавшемуся по сей день (пять лет со времени вспышки) обнаружению миллисекундного пульсара на месте вспышки (Надёжин, 1991). Не связано ли это с отсутствием в звездном остатке достаточно сильного магнитного поля? Зарождение же двойной системы нейтронных звезд хотелось бы сопоставить с типичным процессом звездообразования во Вселенной — массовым рождением двойных систем протозвезд (Бэттен, 1976). Но эти самые последние аргументы в пользу альтернативного механизма, предложенного в данной работе, разумеется, имеют косвенный характер.

8. В качестве заключения кратко сформулируем основные утверждения данной работы. В ней предлагается изменение сценария второго этапа коллапса вращающегося ядра, рассмотренного в нашей совместной с Д. К. Надёжиным работе (Имшенник и Надёжин, 1991). Альтернативно магнито-ротационному механизму потери момента вращения, способствующего там возобновлению коллапса протонейтронной звезды, здесь выдвигается сценарий образования двойной системы нейтронных звезд в результате фрагментации почти статически равновесной протонейтронной звезды, возникшей на первом этапе коллапса. Первый этап коллапса, рассмотренный в работах Имшенника и Надёжина (1977, 1991) методом численного эксперимента, здесь вообще не пересматривается. При образовании двойной системы предполагается только перераспределение массы и момента вращения между ее компонентами, причем орбиты двойной системы считаются круговыми, а вращение компонентов вокруг собственных осей несущественным. В данной работе определены все па-

раметры орбит для произвольного соотношения масс компонентов.

Дальнейшая судьба двойной системы рассматривается, следуя в основном работам Блинникова и др. (1984, 1990а), в которых разрабатывалась интересная идея И. Д. Новикова о взрыве маломассивной нейтронной звезды в составе двойной системы нейтронных звезд. Данный альтернативный сценарий по существу можно трактовать в качестве дополнения этих работ — рассмотреть образование такой двойной системы в процессе коллапса массивного звездного ядра, обладающего изначально некоторым достаточно сильным вращением в конце статически равновесной эволюции достаточно массивной звезды. Именно подобные звезды общепринято считать предсверхновыми для сверхновых II типа, включая знаменитую вспышку SN 1987A в БМО. Существование двойной системы нейтронных звезд в недрах оболочки такой предсверхновой благодаря гравитационному излучению, как показано выше, является кратковременным, особенно в случаях, если массы компонентов не отличаются сильно друг от друга. Ограничивая это время значением, совместимым с данными о вспышке SN 1987A, — порядка 1 ч — мы нашли отношение массы маломассивного компонента  $M_2$  к массе более массивного  $M_1$  в пределах  $1 \geq (M_2/M_1) \geq 0.3-0.4$ . После сближения компонентов маломассивная нейтронная звезда заполняет свою полость Роша, а затем быстро происходит перетекание ее массы к более массивной нейтронной звезде. Когда масса уменьшается до своего критического значения  $M_{2\text{кр}} \approx 0.1 M_\odot$  неизбежен взрыв с энерговыделением, типичным для вспышек сверхновых  $\sim 10^{51}$  эрг. Все это происходит в полном соответствии с Блинниковым и др. (1984, 1990а).

Имея в виду отсутствие решающего прогресса в выяснении механизма взрыв сверхновых, испытывающих коллапс массивного звездного ядра, методами численных моделей ко сферически-симметричной теорией (см. работу Имшенника, 1990) можно предположить описанный сценарий именно в качестве механизма взрыва сверхновых II типа. Замечательно, несомненно, то, что сближение нейтронных звезд в тесной двойной системе не приводит к тривиальному финалу — их коагуляции, поскольку ему препятствует взрывная неустойчивость маломассивной нейтронной звезды. В случае коагуляции все закончилось бы беззвучным коллапсом благодаря передаче момента вращения в гравитационное излучение, но взрыва бы не последовало. Ключевые проблемы данного сценария — фрагментация вращающегося звездного ядра и перетекание массы в тесной двойной системе нейтронных звезд — нуждаются в дальнейшем исследовании и подтверждении, в частности, методами численного моделирования. В конце концов, подкрепим, что предложение данного сценария стало возможным только благодаря обилию новых наблюдательных данных о вспышке SN 1987A в БМО, подвергнутых всестороннему теоретическому анализу.

Автор выражает сердечную благодарность за критические обсуждения и моральную поддержку прежде всего Д. К. Надёжину, в совместную работу с которым (Имшенник и Надёжин, 1992) уже

было включено краткое сообщение об изложенном здесь сценарии<sup>6</sup>. Автор также искренне благодарен за полезные обсуждения С. И. Блинникову, С. С. Герштейну, Ю. И. Морозову. Автор хотел бы выразить глубокую признательность И. Д. Новикову за стимулирующую совместную работу прошлых лет.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бисноватый-Коган Г. С. // Астрон. журн. 1970. Т. 47. С. 813.  
Блинников С. И., Новиков И. Д., Переводчикова Т. В. и Полнарв А. Г. // Письма в Астрон. журн. 1984. Т. 10. С. 422.  
Блинников С. И., Имшенник В. С., Надёжин Д. К. и др. // Астрон. журн. 1990а. Т. 67. С. 1181.  
Блинников С. И., Имшенник В. С., Надёжин Д. К. и др. // Nordita preprint. 1990b. Nordita-90/37A.  
Бэттен А. Двойные и кратные звезды. М.: Мир, 1976.  
Вусли и Вивер (Woosley S. E., Weaver T. A.) // Phys. Report 1988. V. 163. P. 79.  
Зельдович Я. Б. и Новиков И. Д. Теория тяготения и эволюции звезд. М.: Наука, 1971.  
Имшенник В. С. // Препринт № 135-90 Ин-та теорет. и эксперимент. физики. 1990.  
Имшенник В. С. и Надёжин Д. К. // Письма Астрон. журн. 1977. Т. 3. С. 353.  
Имшенник В. С. и Надёжин Д. К. // Итоги науки и техники. Сер. Астрономия. М.: ВИНТИ, 1982. Т. 21. С. 63.  
Имшенник В. С. и Надёжин Д. К. // Astrophys. and Space Phys. Rev. 1983. V. 2. P. 76.  
Имшенник В. С. и Надёжин Д. К. // Успехи физ. наук. 1988. Т. 156. С. 561.  
Имшенник В. С. и Надёжин Д. К. // Astrophys. and Space Phys. Rev. 1989. V. 8. P. 1.  
Имшенник В. С. и Надёжин Д. К. // Препринт № 97-91. Ин-та теорет. и эксперимент. физики. 1991.  
Имшенник В. С. и Надёжин Д. К. // Письма в Астрон. журн. 1992. Т. 18. С. 195.  
Кларк и Эрдли (Clark J. P. A., Eardley D. M.) // Astrophys. J. 1977. V. 215. P. 311.  
Ландау Л. Д. и Лифшиц Е. М. Механика. М.: Наука, 1988.  
Масевич А. Г. и Тутуков А. В. Эволюция звезд: теория и наблюдения. М.: Наука, 1988.  
Монзмайер и Мюллер (Mönchmeyer R., Müller E.) // Preprint № 374. МРА. 1988.  
Мюллер (Müller E.) // Preprint № 514. МРА. 1990.  
Надёжин Д. К. // Preprint Astron. Inst. Univ. Basel. 1991. № 45.  
Номото и Хашимото (Nomoto K., Hashimoto M.) // Phys. Report. 1988. V. 163. P. 13.  
Тассуль Ж.-Л. Теория вращающихся звезд. М.: Мир, 1982.

Институт экспериментальной и  
теоретической физики,  
Москва

Поступила в редакцию  
20 февраля 1992 г.

<sup>6</sup> Работа Имшенника и Надёжина (1992) почти совпадает с нашим препринтом (Имшенник и Надёжин, 1991) за исключением указанного краткого сообщения, размещенного в заключительных разделах работы в целях адекватного изложения наших настоящих воззрений.