Письма в АЖ, т. 10, № 6, 1984

УДК 524.35 + 524.38—4

О ВОЗМОЖНОСТИ ВЗРЫВА НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ В ТЕСНОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЕ

С. И. БЛИННИКОВ, И. Д. НОВИКОВ, Т. В. ПЕРЕВОДЧИКОВА и А. Г. ПОЛНАРЕВ

Рассматривается эволюция тесной двойной системы, состоящей из нейтронной звезды в паре с черной дырой или другой нейтронной звездой. Показано, что возникающее перетекание вещества нейтронной звезды ведет к тому, что она по серии квазиравновесных состояний доходит до состояния с минимально возможной массой $m_{\min} \approx 0.09 M_{\odot}$, после чего взрывается. В компактных шаровых скоплениях или ядрах галактик весь процесс эволюции, приводящий к взрыву, занимает время меньше хаббловского.

ON THE POSSIBILITY OF A NEUTRON STAR EXPLOSION IN CLOSE BINARY SYSTEM, by S. I. Blinnikov, I. D. Novikov, T. V. Perevodchikova and A. G. Polnarev. The evolution of close binary system consisting of a neutron star and a black hole or other neutron star is considered. It is shown that the matter outflow from the neutron star results in quasistatic evolution of the star until the state of minimum possible mass $m_{\min} \approx 0.09 M_{\odot}$ and the following explosion. In compact stellar cluster or galactic nuclei the total time of the process leading to explosion is less than the Hubble time.

В литературе отмечалась возможность взрыва нейтронной звезды, масса которой уменьшается вследствие распада нуклонов и достигает минимально возможного равновесного значения $m_{\min} \approx \approx 0.09\, M_{\odot}$ (Зельдович, 1981; Пэйдж, 1982; Новиков и Переводчикова, 1984). Для меньших значений массы нет равновесных состояний с плотностью порядка ядерной, и нейтронная звезда начинает расширяться.

Разумеется, подобный процесс может происходить лишь в отдаленном будущем через время порядка времени распада протона. Другая возможность потери равновесия нейтронной звезды упомянута в работе Пэйджа (1982, со ссылкой на М. Риса) и связана с гипотезой уменьшения постоянной тяготения с течением времени. Кроме того, рассматривалась возможность приливного разрушения нейтронной звезды, в двойной системе в паре с черной дырой (Лэттимер и Шрам, 1974, 1976) или с другой нейтронной звездой (Кларк и Эрдли, 1977).

Цель настоящей заметки — обратить внимание на то, что эволюция двойной системы из двух нейтронных звезд (или нейтронной звезды и черной дыры, для краткости в дальнейшем мы не делаем этой оговорки) приводит после стадии приливной потери массы (приливного разрушения — по терминологии Кларка и Эрдли (1977)) к потере гидростатического равновесия нейтронной звезды вследствие уменьшения массы ниже $m_{\min}$ и последующему взрыву. Таким образом, подобный взрыв нейтронной звезды может произойти в наше время и может быть описан в рамках стандартной астрофизики без обращения к экзотическим гипотезам.

Общий сценарий процессов, приводящих к взрыву нейтронной звезды, может быть следующим. В результате эволюции звезд в тесной двойной системе возникает гравитационно связанная пара двух нейтронных звезд. Если это произойдет в достаточно компактном шаровом скоплении или в звездном скоплении в центре галактики, то компоненты пары могут постепенно сближаться, отдавая энергию при взаимодействии с отдельными звездами скопления. Когда пара станет достаточно тесной, ее эволюция будет определяться излучением гравитационных волн. Наконец, нейтронная звезда пары, которая обладает меньшей массой и бо́льшим радиусом, окажется заполняющей всю полость Роша. После этого начнется перетекание вещества с менее массивной звезды на более массивную. При выполнении определенных условий (см. ниже неравенство (8)) перетекание происходит в темпе, определяемом скоростью излучения гравитационных волн системой. При достижении меньшей звездой некоторой критической массы начинается значительно более быстрое перетекание за счет приливных сил. На существование этих двух этапов перетекания указано в работе Кларка и Эрдли (1977). Необходимые уточнения мы сделаем в дальнейшем. Наконец, когда масса нейтронной звезды уменьшается ниже $m_{\min}$, наступает гидродинамическая неустойчивость и взрыв. Ниже мы рассмотрим отдельные этапы этого сценария подробнее.

Оценим сначала продолжительность эволюции двойной звездной системы до момента, когда одна из нейтронных звезд заполнит свою полость Роша. После того как в двойной системе обе звезды стали нейтронными, эволюция пары будет определяться сначала взаимодействием с пролетающими вблизи одиночными звездами скопления. Если начальная энергия связи пары по модулю больше средней кинетической энергии звезды в скоплении (так называемые жесткие пары), то гравитационное взаимодействие с пролетающими звездами ведет в среднем к увеличению энергии связи и компоненты пары сближаются. Для простейших оценок примем, что массы звезд в паре и в скоплении примерно одинаковы и равны m. Условие того, что пара жесткая, записывается в виде (см., например, Докучаев и Озерной, 1981)

$$\frac{Gm^2}{2a} > \frac{mv^2}{3}, \qquad (1)$$

где a — большая полуось орбиты (будем считать ее круговой) в начальный момент, v — дисперсия скоростей звезд в скоплении.

Из (1) следует, что на границе жесткости радиус орбиты $a = a_1$ есть

$$a_1 = 15R_\odot \left(\frac{m}{10^{33}\text{ г}}\right)\left(\frac{v}{100\text{ км/с}}\right)^{-2}. \tag{2}$$

Время эволюции до состояния с радиусом орбиты a оценивается по формуле (Докучаев и Озерной, 1981)

$$t \approx (10^{10}\text{ лет})\left(\frac{v}{100\text{ км/с}}\right)\left(\frac{a}{R_\odot}\right)^{-1}\left(\frac{m}{10^{33}\text{ г}}\right)^{-1}\left(\frac{n}{10^{7}\text{ пс}^{-3}}\right)^{-1}, \tag{3}$$

где n — концентрация звезд в скоплении, $R_\odot$ — радиус Солнца. По оценке Докучаева и Озерного (1981), гравитационное излучение начинает определять темп сближения компонентов пары, когда a удовлетворяет условию

$$\frac{a_1}{a} \approx 10\left(\frac{m}{10^{33}\text{ г}}\right)^{3/5}\left(\frac{n}{10^{7}\text{ пс}^{-3}}\right)^{1/5}\left(\frac{v}{100\text{ км/с}}\right)^{-11/5}. \tag{4}$$

Мы обозначим это значение a через a_2. Из соотношений (2), (4) получаем

$$a_2 \approx R_\odot \left(\frac{n}{10^{7}\text{ пс}^{-3}}\right)^{-1/5}\left(\frac{v}{100\text{ км/с}}\right)^{1/5}\left(\frac{m}{10^{33}\text{ г}}\right)^{2/5}. \tag{5}$$

Время эволюции до этого значения a_2 по формуле (3) после подстановки (5) получается равным:

$$t \approx (10^{10}\text{ лет})\left(\frac{v}{100\text{ км/с}}\right)^{4/5}\left(\frac{n}{10^{7}\text{ пс}^{-3}}\right)^{-4/5}\left(\frac{m}{10^{33}\text{ г}}\right)^{-7/5}. \tag{6}$$

Темп сближения компонентов под действием гравитационного излучения определяется формулой

$$t_{\text{грав}} \approx (10^{10}\text{ лет})\left(\frac{m_1}{10^{33}\text{ г}}\right)^{-1}\left(\frac{m_2}{10^{33}\text{ г}}\right)^{-1}\left(\frac{m_1}{10^{33}\text{ г}} + \frac{m_2}{10^{33}\text{ г}}\right)^{-1}\left(\frac{a}{R_\odot}\right)^{4}, \tag{7}$$

где m_1 и m_2 — массы компонент. Темп гравитационного излучения возрастает с уменьшением a. Поэтому полное время эволюции пары от состояния с a порядка a_1 (см. формулу (2)) до сколь угодно тесного сближения определяется выражением (6).

Из этого выражения следует, что за время существования Галактики нейтронные звезды могут сближаться настолько, что нейтронная звезда меньшей массы и большего радиуса (будем обозначать ее индексом *2*) заполнит свою полость Роша. Как дальше будет протекать эволюция двойной системы?

Прежде всего заметим, что наличие кристаллической структуры в поверхностных слоях нейтронной звезды не может предотвратить перетекание вещества со звезды, заполнившей полость Роша, к компаньону, так как в точке Лагранжа вещество находится в невесомости, давление падает и кристалл будет плавиться. Кроме того, приливные силы на таких расстояниях огромны и разрушают кристалл. Однако кристаллическая оболочка может изменить скорость притока вещества к точке Лагранжа, меняя тем самым скорость перетекания.

Эволюция тесной двойной системы, в которой существенную роль играет излучение гравитационных волн, проанализирована в работах Хегги (1975), Вила (1971), Тутукова и Юнгельсона (1979), Масевич и Юнгельсона (1982). В этих работах показано, что если считать полную массу системы постоянной и если выполняется условие

$$\frac{d\ln R_2}{d\ln m_2} > 2\frac{m_2}{m_1} - \frac{5}{3}, \tag{8}$$

где R_2 — радиус звезды с $m = m_2$, $m_2 < m_1$, то темп эволюции определяется потерей энергии гравитационными волнами. Скорость потери массы при этом определяется следующей формулой (если время передачи момента из аккреционного диска в орбитальное движение не больше характерного времени потери массы):

$$\dot{m}_2 = 10^{-9}\frac{m_1 m_2 (m_1 + m_2)}{a^3\left[\frac{2a(m_2 - m_1)}{m_1 m_2} - \frac{da}{dm_2}\right]} M_\odot/\text{год}, \tag{9}$$

где m_1, m_2 — массы компонент в единицах солнечных масс, a — расстояние между компонентами в единицах радиуса Солнца. Величина a связана с R_2, m_1, m_2 соотношением (считаем R_2 равным радиусу полости Роша)

$$a = R_2/[0.462\,(m_2/(m_1 + m_2))^{1/3}], \tag{10}$$

зависимость $R_2 = R_2(m_2)$ берется из таблиц строения нейтронной звезды (Бэйм и др., 1971).

В случае выполнения неравенства, противоположного (8), наступает режим приливного перетекания. При отношении масс m_2/m_1, заметно меньшего 0.5, граница неравенства (8) достигается для нейтронных звезд с массой $m_2 = m_{\text{кр}} \approx 0.15\ M_\odot$.

Приведем характерные времена для пары звезд с массами $m_2 = m_{\text{кр}} = 0.15\ M_\odot$ и $m_1 = M_\odot$: 1) время изменения параметров за счет гравитационного излучения $t_{\text{гр, кр}}$, 2) гидродинамическое время $t_{\text{гидр,кр}}$, определяемое по средней плотности звезды $\frac{m_2}{{}^4/_3\,\pi R^3_2}$ и 3) период обращения в паре $P_{\text{кр}}$ на момент, когда достигается граница неравенства (8). При $a_{\text{кр}} \approx 78\cdot10^5$ см $= 78$ км, $R_{2,\text{кр}} \approx 18$ км имеем:

$$t_{\text{гр,кр}} \approx 40\ \text{с},\ t_{\text{гидр,кр}} \approx 10^{-4}\ \text{с},\ P_{\text{кр}} \approx 1{,}2\cdot10^{-3}\ \text{с}. \tag{11}$$

Мы покажем, что характерное время режима приливного перетекания, по-видимому, заметно больше гидродинамического и звезда еще некоторое время находится в квазиравновесии.

Обозначим полярный радиус полости Роша $R_{\text{Роша}}$. Расширившаяся равновесная звезда будет иметь: $R_2 > R_{\text{Роша}}$. Пусть $R_2 < R_{L_2}$, где R_{L_2} — расстояние от центра звезды до второй точки Лагранжа. Обозначим $h \equiv R_2 - R_{\text{Роша}} \ll R_2$. Тогда характерное время потери массы звездой равно (см., например, обзор Масевич и Юнгельсона

(1982)):

$$t_{\text{прил}} \approx \frac{m_2}{\dot m_2} \approx t_g \left(\frac{R_2}{h}\right)^{1.5+\frac{1}{\gamma-1}} \gg t_g, \tag{12}$$

где $t_g = R/\langle v_S\rangle$, $\langle v_S\rangle$ — средняя скорость звука в звезде, распределение вещества приближенно описывается политропой с показателем γ.

Величина h в формуле (12) определяется разностью $h = R_2 - R_{\text{Роша}}$. Оба радиуса R_2 и $R_{\text{Роша}}$ в правой стороне последнего равенства являются функциями m_2 (для $R_{\text{Роша}}$ это справедливо, так как в момент начала приливного перетекания m_1 и a считаются известными). Имея это в виду, уравнение (9) определяет $\dot m_2$ как функцию m_2 и может быть проинтегрировано. Однако уже из самого выражения (12) видно, что характерное время эволюции много больше $t_{\text{гидр}}$, пока h мало.

Однако с течением времени предположение о малости h перестает быть справедливым. Когда масса нейтронной звезды *2* приближается к $m_{\min}$, оболочка звезды резко раздувается. В этих условиях, во-первых, приближение политропы с единым γ для распределения массы в звезде заведомо не годится, и, во-вторых, радиус звезды во много раз больше, чем размер полости Роша. Оба обстоятельства ведут к тому, что приведенное выше рассмотрение уже не справедливо. При этом доля массы звезды *2*, заключенная в оболочке, крайне мала (оценка дана ниже). Поэтому в самом грубом приближении для оценок по порядку величины можно считать, что потеря массы звездой *2* определяется потоком массы через полость Роша, внутри которой находится подавляющая доля массы *2*.

Сделаем соответствующие оценки. Прежде всего оценим размер полости Роша в момент, когда m_2 приближается к $m_{\min}$. Считаем (приближенно), что сохраняется момент импульса и сумма масс компонент*. Тогда из формулы для момента импульса следует, что

$$\frac{a''}{a'} = \left(\frac{m_1' m_2'}{m_1'' m_2''}\right)^2. \tag{13}$$

Здесь индексы $'$ и $''$ относятся соответственно к моменту начала приливного перетекания и к моменту, когда $m_2 = m_{\min}$.

Для конкретного случая $m_1 = M_\odot$ в момент начала приливного перетекания получаем

$$a'' = 2.3a' \tag{14}$$

и для полости Роша

$$\frac{R''_{\text{Роша}}}{R'_{\text{Роша}}} = \frac{a''}{a'} \left(\frac{m_2''}{m_2'}\right)^{1/3} = 2.0. \tag{15}$$

* В действительности здесь следует учитывать потерю массы и момента системы при выбросе массы вблизи второй лагранжевой точки.

Так как в момент начала приливного перетекания $R'_{\text{Роша}} = R_{2\,\text{кр}} = 18$ км, то из (15) следует, что $R''_{\text{Роша}} = 34$ км. Для массы звезды *2*, заключенной внутри радиуса $r = 34$ км, отношение масс оболочки и всей звезды равно:

$$m_{34}/m_2 \approx 0.01, \tag{16}$$

что подтверждает сделанное предположение о малости массы в оболочке.

По порядку величины $\dot{m}_2 = -\rho_{34} v_{34} (R''_{\text{Роша}})^2$, где ρ_{34} и v_{34} — плотность и скорость звука в звезде на расстоянии от центра $r = 34$ км. Из модели звезды (Бэйм и др., 1971) находим

$$\rho_{34} = 0.7 \cdot 10^{10}\ \text{г/см}^3, \quad v_{34} = 10^9\ \ \text{см/с}, \quad \dot{m}_2 = -0.8 \cdot 10^{32}\ \ \text{г/с} \approx \approx -0.04\, M_{\odot}/c. \tag{17}$$

Характерное время процесса

$$t'' = \frac{m_2}{|\dot{m}_2|} \approx 4\text{с}. \tag{18}$$

Оценка гидродинамического времени для массы, заключенной внутри $R''_{\text{Роша}}$, дает (где $\bar{\rho}$—средняя плотность в звезде)

$$t_{\text{гидр}} \approx \frac{1}{\sqrt{6\pi G\bar{\rho}}} \approx 3 \cdot 10^{-4}\ \text{с} \ll t''. \tag{19}$$

Итак, звезда *2*, приближаясь к $m_{\min}$, теряет массу в шкале времени много больше гидродинамической и по серии квазиравновесных состояний приближается к $m_2 = m_{\min}$. Заметим, что если звезда *2* с самого начала имела массу, близкую к $m_{\min}$ (скажем, $m_2 \approx 0.1\, M_{\odot}$), то перетекание сразу начинается в приливном режиме и будет происходить при значении $R_{\text{Роша}}$ много большем, чем дает оценка $R''_{\text{Роша}} \approx 34$ км, и в темпе, гораздо более медленном, чем по оценке (18).

Достигнув $m_2 = m_{\min}$, звезда *2* теряет гидростатическую устойчивость и начинает расширяться в темпе, определяемом $t_{\text{гидр}}$ и перестройкой уравнения состояния. По оценке Кларка и Эрдли (1977), события приливного разрушения нейтронных звезд могут происходить с частотой 1 раз в 100 лет в радиусе 15 Мпс, т. е. не так уж редко. При этом должен возникать не только всплеск гравитационного излучения, рассмотренный в работе Кларка и Эрдли (1977), но и мощная электромагнитная вспышка (скорее всего в гамма- и рентгеновском диапазоне). По оценке Пэйджа (1982) энергетика взрыва может достигать масштаба сверхновой, однако здесь требуется провести подробное исследование. Этот процесс будет рассмотрен в отдельной работе.

Мы не рассматриваем здесь также физические процессы, которые сопровождают перетекание, такие, например, как вырывание из звезды вещества с ядрами, перегруженными нейтронами, с последующим их распадом, что может привести к явлениям типа γ-барстеров (аналогично процессам, рассмотренным в работе Бисноватого-Когана и Чечеткина (1980)) и т. д.

Мы благодарим Г. С. Бисноватого-Когана, В. С. Имшенника и Д. К. Надежина за интерес к работе и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

Бисноватый-Коган Г. С. и Чечеткин В. М. Усп. физ. наук, 1979, *127*, 263.
Бэйм и др. (Baym G., Pethic C., Sutherland P.). Astrophys., J., 1971, *170*, 299.
Вила (Vila S. C.). Astrophys. J., 1971, *168*, 217.
Докучаев В. И., Озерной Л. М. Письма в АЖ, 1981, *7*, 95.
Зельдович Я. Б. Послесловие в кн.: С. Вайнберга. Первые три минуты. М.: Энергоиздат, 1981.
Кларк и Эрдли (Clark J. P. A., Eardley D. M.). Astrophys. J., 1977, *215*, 311.
Латтимер и Шрамм (Lattimer J. M., Schramm D. N.). Astrophys. J. (Letters), 1974, *192*, L145.
Латтимер и Шрамм (Lattimer J. M., Schramm D. N.) Astrophys. J., 1976, *210*, 549.
Новиков И. Д. и Переводчикова Т. В. Препринт ИКИ АН СССР № 861, 1984.
Пэйдж (Page D. N.). Phys. Letters, 1982, *91A*, 210.
Тутуков А. В. и Юнгельсон Л. Р. Acta Astron., 1979, *29*, 665.
Хэгги (Heggie D. C.). Monthly Not. Roy. Astron. Soc., 1975, *176*, 633.
Юнгельсон Л. Р. и Масевич А. Г. В кн.: Итоги науки и техники. Астрономия. Т. 21, М.: ВИНИТИ, 1982.

Ин-т теоретической и экспериментальной физики, Москва

Ин-т космических исследований АН СССР, Москва

Поступила в редакцию 27.I.1984