



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2000–15
ОТФ

С.С. Герштейн

**ОСЦИЛЛЯЦИОННАЯ СТРУКТУРА γ -ВСПЛЕСКОВ
И ИХ ВОЗМОЖНОЕ ПРОИСХОЖДЕНИЕ**

Протвино 2000

Аннотация

Герштейн С.С. Осцилляционная структура γ -всплесков и их возможное происхождение: Препринт ИФВЭ 2000–15. – Протвино, 2000. – 10 с., 3 рис., библиогр.: 38.

Высказывается предположение, что термоядерное горение вещества оболочки массивной компактной звезды, аккрецирующего на горячую нейтронную звезду, образовавшуюся в результате сферически симметричного коллапса железного кора звезды, может происходить в осцилляционном режиме (подобно тому, как это происходит при тепловом взрыве углеродно-кислородных коров звезд меньших масс). Локальные осцилляции плотности вблизи поверхности нейтронной звезды могут генерировать ударные волны, в которых происходит стратификация электрон-позитронной плазмы от остального вещества и образование оболочек расширяющегося релятивистского файерболла с характерным временем осцилляций порядка 10^{-2} с, наблюдаемых в космологических γ -всплесках (GRB).

Указывается, что прародителями GRB могут быть невращающиеся массивные звезды Вольфа Райе (WR), коллапс которых, согласно ряду наблюдательных данных, может происходить без сколько-нибудь значительного выброса оболочки.

Abstract

Gershtein S.S. Oscillating Structure of γ -Bursts and their Possible Origin: IHEP Preprint 2000–15. – Protvino, 2000. – p. 10, figs. 3, refs.: 38.

As it is well-known that the hydrodynamic collapse of the massive star iron core should lead to the production of a hot neutron star. The assumption is made that the thermonuclear burning of the envelope matter, accreting onto the hot neutron star, can proceed in the oscillatory regime (analogously to that happens during heat explosion of the carbon-oxygen cores of stars with smaller masses).

Local density oscillations in the vicinity of the neutron star surface can generate shock waves, in which the stratification of the electron-positron plasma from the rest of the matter can happen due to the light pressure. In the case of the spherically symmetric collapse of the compact star it can lead to the production of the expanding relativistic fireball shells with characteristic oscillation time of $\sim 10^{-2}$ s, observed in the cosmological γ -bursts (GRB), can occur.

It is pointed out that nonrotating massive Wolf-Rayet's (WR) stars could be the source for the GRB, whose collapses, according to a number of observations, can happen without any noticeable ejection of the envelope.

Введение. Модель файербола

Наблюдаемые γ -всплески (GRB — Gamma Ray Burst) представляют интереснейшее и пока неразгаданное явление (см. обзоры [1-4] и ссылки в них). Оптическое отождествление γ -всплесков с “хозяйскими” галактиками доказало, что по крайней мере часть из них происходит в галактиках с красным смещением $Z \geq 1$, т.е. имеет космологическое происхождение. Это согласуется с полностью изотропным распределением GRB по небосводу и со статистическим распределением числа всплесков в зависимости от интенсивности. Оптическое отождествление GRB позволило определить расстояния до них и установить, что в этом явлении выделяется в γ -диапазоне (30-500 КэВ) колоссальная энергия $10^{52} \div 10^{54}$ эрг. Многие наблюдаемые характеристики GRB объясняются на основе модели “файербола” [5-7] — облака электрон-позитронной плазмы, расширяющегося с ультрарелятивистскими скоростями. Ультрарелятивистские скорости расширения (естественным образом возникающие в электрон-позитронной плазме) [6] позволяют решить проблему компактности источника GRB [6-8] и согласовать нетепловой спектр GRB с коротким характерным временем переменности GRB ($\delta t \sim 10$ мс)¹. На основе модели файербола удалось предсказать и наблюдаемые эффекты долговременного оптического послесвечения GRB, возникающие в результате взаимодействия релятивистски расширяющегося файербола с межзвездной средой [11], а также эффект раннего послесвечения, перекрывающегося по времени с GRB большой длительности [12-14]. Таким образом, модель релятивистского файербола, содержащего малое число барионов, позволяет согласовать наблюдаемые характеристики GRB и объяснить сопутствующие явления. Вместе с тем остаются нерешенными следующие вопросы:

1. Механизм образования файербола.
2. Большая энергия, заключенная в файерболе.
3. Наличие в некоторых GRB большого числа ($\sim 10^2 \div 10^3$) пульсаций интенсивности γ -излучения с характерным временем $\delta t \approx 10$ мс (см., например, рис. 1). Последнее, на наш взгляд, может служить основным ключом к разгадке тайны γ -всплесков.

В настоящей заметке обращается внимание на то, что осцилляции потоков γ -квантов могут естественным образом возникнуть при гидродинамическом коллапсе некоторых компактных, массивных и невращающихся звезд на заключительном этапе их эволюции.

¹При этом весьма важно, что условием ультрарелятивистского расширения лептон-фотонной плазмы является ограничение на число содержащихся в ней барионов, которое должно быть достаточно мало [9-10].

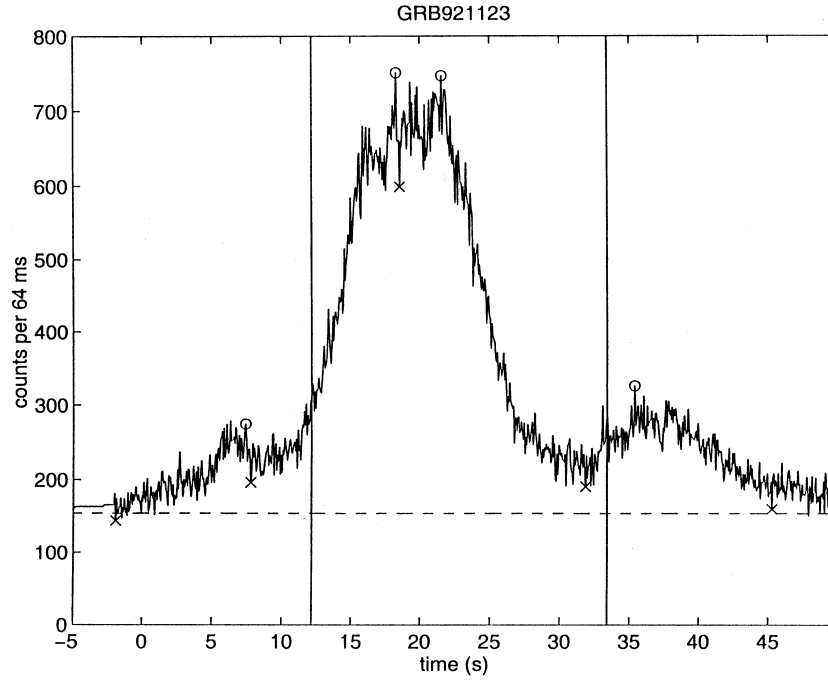


Рис. 1. Интенсивность GRB921123 в зависимости от времени. Кружки соответствуют максимуму, а крестики — минимуму [38].

1. Возможность осцилляционного горения термоядерного топлива в процессе гидродинамического коллапса

Хорошо известно, что причиной гидродинамического коллапса массивных звезд с массой $M \geq 10M_{\odot}$ является образование в ходе их эволюции достаточно большого железного ядра (кора). В этом случае ядро звезды, исчерпав источник термоядерной энергии, начинает сжиматься и нагреваться. Возникшее при этом увеличение давления не может, однако, остановить сжатие, так как тепловая энергия начинает уходить на эндотермическую реакцию развала ядер железа, а в последующем — на нейтронизацию кора. В результате сжатие кора переходит в катастрофический гидродинамический коллапс, заканчивающийся образованием горячей нейтронной звезды.

Согласно идее Фаулера и Хойла [16], аккреция остающегося в оболочке звезды ядерного топлива на горячую нейтронную звезду приводит к его взрыву и выбросу, проявляющемуся в виде вспышки сверхновой. Самосогласованные гидродинамические расчеты не подтвердили, однако, это предположение. Оказалось, что последовательный учет нейтринного излучения приводит к затяжке коллапса, который прекращается лишь тогда, когда вещество кора становится непрозрачным к нейтринному излучению. В результате этой затяжки горение аккрецирующего ядерного топлива происходит в глубоком гравитационном потенциале, и поэтому выделяющейся термоядерной энергии оказывается недостаточно для выброса оболочки [17] (см., например, обзор [18] и ссылки в нем). Возникающая при замедлении коллапса ударная волна сбрасывает лишь незначительную долю оболочки с энергией порядка 10^{49} эрг [19], что на два порядка меньше характерной энергии взрыва сверхновой 10^{51} эрг. Поэтому такое явление получило название “беззвучного” или тихого коллапса.

Последующие попытки получить объяснение вспышки сверхновых при сферически-симметричном коллапсе массивных звезд не привели к желаемому результату [20], и в настоящее время большинство специалистов склоняется к мысли о том, что наблюдаемые вспышки сверхновых с массивными предсверхновыми так или иначе связаны с эффектами вращения коллапсирующей звезды: магнитным давлением на оболочку, неустойчивостью Рэлей-Тэйлора или разрывом нейтронной звезды на два компонента (см., например, [21-22]). Следует, однако, учесть, что горение термоядерного топлива при аккреции его на горячую нейтронную звезду может носить осцилляционный характер. Этот эффект хорошо известен и проявляется при рассмотрении конечной стадии эволюции маломассивных звезд $3M_{\odot} \leq M \leq 10M_{\odot}$. В таких звездах в результате эволюции образуется кислородно-углеродный кор с вырожденным электронным газом. Причиной неустойчивости в этом случае является тепловой взрыв в вырожденном ядре звезды, когда масса его достигает величины, близкой к чандрасекаровскому пределу [23]. Осцилляционный характер горения термоядерного топлива в этом случае физически вполне понятен, если принять во внимание сравнительно малую калорийность этого топлива с углеродно-кислородным и т.п. составом.

Энергия, выделяющаяся при тепловом взрыве, приводит к снятию вырождения и увеличению теплового давления, приводящего к расширению звезды. В результате расширения понижается температура звезды. Это ведет к ее последующему сжатию и усилению термоядерного горения, что, в свою очередь, приводит к последующему расширению и т.д. Сказанное выше можно иллюстрировать рис. 2, где приведены результаты расчетов [24]. Обнаруженные осцилляции не только сохранились, но и усилились при учете конвекции, приводя к так называемой запаздывающей детонации с энергией взрыва $\sim 10^{51}$ эрг (доклад В.С. Имшенника на семинаре, посвященном памяти С.И. Сыроватского, 2 марта 2000 г.).

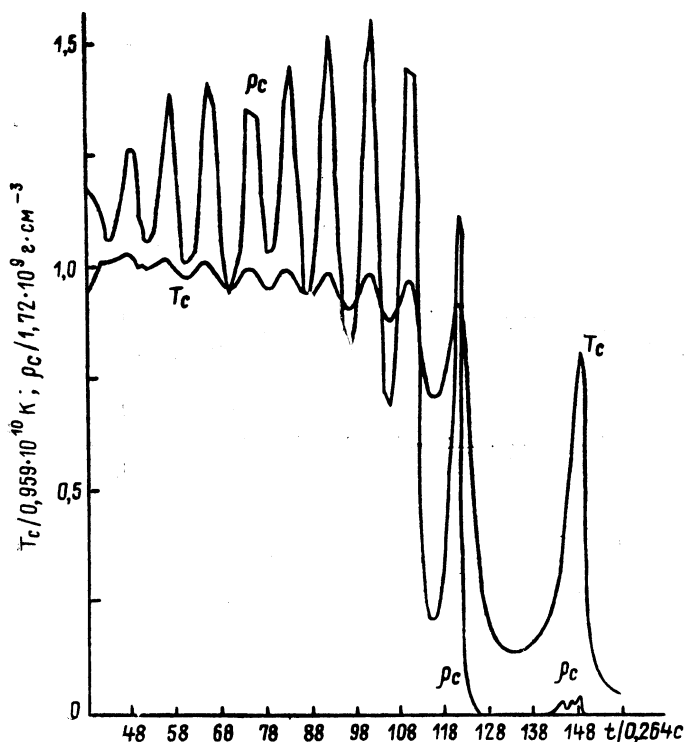


Рис. 2. Зависимость от времени центральной плотности и температуры в процессе углеродной вспышки. Хорошо виден пульсационный режим горения углерода, переходящий в полный разлет ядра звезды [18,24].

Возможно, что подобные осцилляции возникают и в слоях термоядерного горючего, аккрецирующего на горячую нейтронную звезду. В отличие от рассмотренного выше случая они могут носить лишь локальный характер, развиваясь в слоях, прилегающих к поверхности горячей нейтронной звезды. Период этих осцилляций можно оценить из соображений размерности:

$$\tau \sim \frac{1}{\sqrt{G_N \bar{\rho}}}, \quad (1)$$

где G_N — гравитационная постоянная, а $\bar{\rho}$ — плотность вещества в окрестности нейтронной звезды. Согласно расчетам (см. рис. 3) $\bar{\rho} \sim 10^{11}$ г/см³. Таким образом, период осцилляций оказывается равным

$$\tau \sim 10^{-2} c, \quad (2)$$

что интригующе совпадает с периодом осцилляций потока γ -квантов в некоторых GRB². Осцилляции плотности и температура вблизи поверхности горячей нейтронной звезды должны генерировать в окружающей оболочке (с падающей с увеличением радиуса плотностью) расходящиеся ударные волны, повторяющиеся с частотой осцилляций.

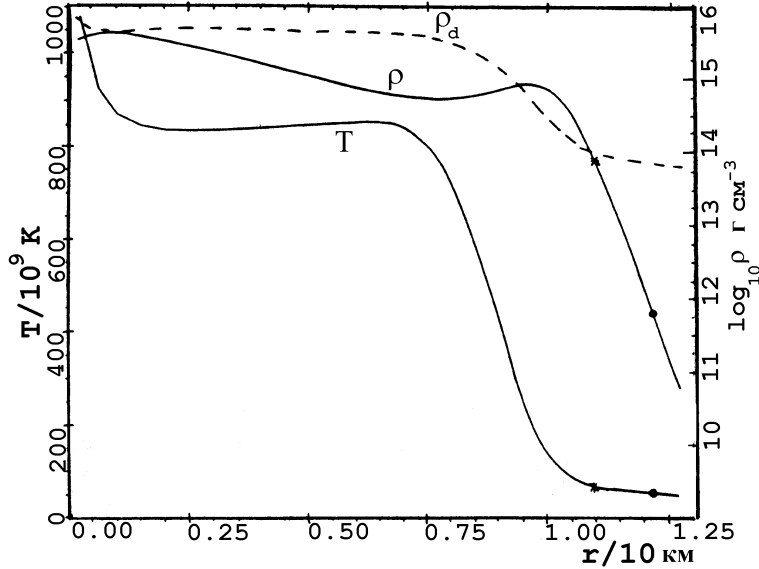


Рис. 3. Распределение плотности и температур по горячей нейтронной звезде (пунктирная линия дает плотность вырождения). Положение нейтринной фотосферы обозначено звездочкой, а границы нейтронного кора — черным кружком [19].

2. Возможность стратификации электрон-позитронной плазмы

Важнейшим эффектом, который следовало бы учесть при рассмотрении прохождения ударных волн через оболочку звезды, является возможная стратификация электрон-позитронной плазмы, которая происходит без нарушения электронейтральности обычного вещества (ядер и электронов, компенсирующих их электрический заряд). Такая стратификация возможна под действием светового давления в распространяющейся ударной волне, поскольку эддингтоновский предел для электрон-позитронной плазмы в три тысячи шестьсот раз меньше, чем для обычного вещества с ядрами $A \simeq 2Z$. Поэтому при выходе на поверхность звезды электрон-позитронная плазма будет содержать относительно малую концентрацию барионов (что как раз необходимо для согласования модели

²Следует отметить, что в горячих нейтронных звездах, образовавшихся в результате коллапса железного кора, также создаются условия для возбуждения колебаний [25]. Однако частота их по крайней мере на два порядка больше.

файербола с наблюдательными данными). Следует учитывать также, что в условиях разреженной атмосферы звезды равновесная электрон-позитронная плазма может возникать при сравнительно низких температурах, так как в этих условиях при $kT \ll m_e c^2$:

$$n_{e^+} \approx n_{e^-} \approx \frac{1}{(2\pi^3)^{1/2}} \left(\frac{m_e c}{\hbar} \right)^3 e^{-1/x} x^{3/2},$$

$$x = \frac{kT}{m_e c^2} \ll 1, \quad (3)$$

в то время как в плотной среде концентрация позитронов будет пропорциональна экспоненте: $\exp - \left(\frac{2m_e c^2}{kT} \right)$ (см., например, [26]). Тот факт, что вблизи центра коллапсирующей звезды развиваются достаточно высокие температуры ($kT \geq m_e c^2$), подтверждается существованием процесса взрывного нуклеосинтеза ядер ^{56}Ni с последующим образованием ^{56}Co , как об этом свидетельствуют данные наблюдения SN1987 [21, 27]. (Согласно расчетам [19], в районе нейтриносферы $kT \simeq 5, 6$ МэВ.)

При выходе из атмосферы звезды расширение облака электрон-позитронной плазмы с неизбежностью приобретает ультрарелятивистский характер (см., например, [6]). Это, как известно, приводит к вариациям импульса γ -излучения, принимаемого удаленным наблюдателем:

$$\delta t \simeq \frac{R}{2c\Gamma^2}, \quad (4)$$

где R — радиус облака, а $\Gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ — Лоренц-фактор, отвечающий скорости расширения v . Очевидно, что осцилляции потока γ -квантов будут наблюдаться, если

$$\delta t \leq \tau. \quad (5)$$

В противоположном случае ($\delta t \gg \tau$) осцилляции в потоке γ -квантов для удаленного наблюдателя замазываются. Этим можно было бы объяснить то, что в некоторых GRB осцилляций не видят.

Стратификация электрон-позитронной плазмы от обычного вещества должна приводить к тому, что каждая осцилляция в окрестности нейтронной звезды будет порождать ударные волны в виде двух расширяющихся с разной скоростью оболочек. При этом электрон-позитронная оболочка, испущенная в последующей осцилляции, может догонять оболочку, содержащую барионы, испущенную в предыдущей осцилляции. Таким образом, может происходить взаимодействие внутренних ударных волн внутри самого файербола [12, 13, 28, 29, 30].

Ультрарелятивистский характер расширения файербола ($\Gamma \sim 10^2$) приводит к заключению, что при наблюдаемых значениях $\delta t \sim 10^{-2}$ с размеры файербола могут быть достаточно велики (и соответственно плотность плазмы достаточно мала), чтобы рассматривать файербол как “тонкий” источник. Это позволяет объяснить нетепловой (степенной) спектр GRB. “Внутренние” ударные волны, порождающие файербол, могут путем известного механизма ускорения генерировать и частицы высоких энергий. Это может объяснить наблюдение в некоторых GRB γ -квантов высокой энергии (вплоть до 18 ГэВ).

3. Возможные прародители GRB

Развитый выше сценарий появления осцилляций в GRB ограничивает класс объектов, которые могли бы быть прародителями GRB.

Во-первых, это должны быть достаточно массивные звезды с массами $M > (15 - 20)M_{\odot}$. Спокойная стадия эволюции таких звезд должна заканчиваться за времена порядка миллионов лет или меньше. Достаточно большая масса звезд требуется и для объяснения энергии GRB.

Во-вторых, это должны быть невращающиеся (или слабовращающиеся) звезды. Звезды с быстрым вращением должны, по-видимому, взрываться за счет эффектов, связанных с их вращением, как обычные сверхновые II типа с выбросом достаточно массивной оболочки [31].

В-третьих, это должны быть компактные звезды, лишенные протяженной водородной и, возможно, частично гелиевой оболочки, способной, благодаря процессам аннигиляции позитронов, предотвратить выход наружу электрон-позитронной плазмы.

Всем этим требованиям удовлетворяют звезды типа Вольфа-Райе (WR) — наиболее массивные компактные звезды, утратившие в ходе эволюции практически всю свою водородную и частично гелиевую оболочки. Возможно, что именно в связи с утерей значительной части своей оболочки они утратили и свой вращательный момент. Во всяком случае, вращение наблюдается только у 15% звезд WR [32].

В исследованиях А.М. Черепашука и др. (см. работы [33] и ссылки в них) было установлено, что уменьшением массы WR звезд в ходе их дальнейшей эволюции (происходящим благодаря звездному ветру) можно пренебречь. Это позволяет сравнивать массы звезд WR и их СО-ядер с массами релятивистских объектов (нейтронных звезд и “черных дыр”), для которых звезды WR являются прародителями. При этом А.М. Черепашук на основе измерений масс рентгеновских источников в двойных системах пришел к исключительно важному заключению о том, что распределение масс рентгеновских источников имеет ярко выраженный бимодальный характер. Существует щель по массе между нейтронными звездами — пульсарами, массы которых лежат в узком диапазоне $(1 - 2)M_{\odot}$ со средней массой $(1.35 \pm 0.15)M_{\odot}$ и массами кандидатов в черные дыры, которые распределены в диапазоне $(5 \div 15)M_{\odot}$ и имеют среднюю массу $(8 \div 10)M_{\odot}$. Бимодальное распределение по массе и наличие щели служат указанием на различное происхождение этих объектов.

Что касается массивных кандидатов в черные дыры, то для выяснения их происхождения важной представляется замеченная А.М. Черепашуком [33] корреляция между их массами и массами звезд WR, которые лежат в диапазоне $(5 - 55)M_{\odot}$, а среднее значение их СО-ядер составляет величину $(8 \div 12)M_{\odot}$, близкую к среднему значению масс наблюдаемых кандидатов в черные дыры. Таким образом, есть основания предполагать, что по крайней мере некоторые из звезд WR коллапсируют в массивные объекты путем “беззвучного” коллапса без сколько-нибудь значительного сброса своей оболочки. Это относится прежде всего к наиболее продвинутым в ходе эволюции звездам WC с богатым содержанием ядер углерода в своей оболочке (возникшим благодаря термоядерному горению гелия), имеющим среднюю массу $13,4 M_{\odot}$. Приведенные в работах [33] данные являются сильным аргументом в пользу предположения, высказанного еще в 1982 г. П. Конти [34], о том, что звезды WR чаще всего исчезают не в виде взрыва, а скорее в виде “пшика” (whimper)³.

Компактная структура звезд WR позволяет предполагать, что оболочки электрон-позитронной плазмы, возникающие за счет стратификации в ударных волнах, могут

³Возможно, что некоторые звезды WR являются предсверхновыми 1в. (Я благодарен В.С. Имшеннику за это замечание). Таковыми могли бы быть звезды WR, обладающие вращением.

выходить за пределы звезды, а даже незначительная доля большой гравитационной энергии, выделяемой при коллапсе массивной звезды, может объяснить энергию GRB.

4. Энергия GRB

Для определения энергии GRB необходим самосогласованный гидродинамический расчет процесса беззвучного коллапса массивных звезд с учетом возможной стратификации e^+e^- -плазмы от остального вещества. Можно, однако, попытаться произвести оценку возможной энергии GRB, исходя из физических (хотя и не очень надежных) соображений. Если при коллапсе в горячую нейтронную звезду с массой $M = 1,5M_\odot$ выделяется в виде нейтринного излучения гравитационная энергия $\epsilon \approx 5 \cdot 10^{53}$ эрг, то при массах $M = (15 \div 20)M_\odot$ (в случае, когда не происходит сброса оболочки) можно ожидать выделение гравитационной энергии порядка $\epsilon \simeq 10^{56}$ эрг.⁴ Поэтому для того чтобы обеспечить энергию GRB порядка 10^{53} эрг, достаточно, чтобы на выброс (e^+e^-)-плазмы пошло порядка 0,1% выделяющейся гравитационной энергии.

Подобную оценку можно получить, воспользовавшись с известной смелостью и результатами расчетов гидродинамического коллапса железно-кислородного кора звезды [19]. Хотя возникающая в этом процессе ударная волна испытывает затухание, вследствие нейтринного излучения, и мощности ее недостаточно для объяснения вспышки сверхновой, тем не менее, энергия выброшенной оболочки может составить $\sim 10^{49}$ эрг. При полученной скорости разлета оболочки $v \sim 1,5 \cdot 10^3$ км/с масса выброшенной оболочки составляет $\Delta M \simeq 0,44M_\odot$. Если бы подобная масса сбрасывалась в виде e^+e^- -плазмы, то при последующей аннигиляции ее должна была бы выделиться энергия $8 \cdot 10^{53}$ эрг. Приведенное сравнение, конечно, не очень обосновано, но оно дает представление о возможной величине эффекта. Основная энергия GRB в рассматриваемом механизме имеет, таким образом, гравитационное происхождение. Нагревание коллапсирующей звезды приводит к образованию плотной и горячей e^+e^- -плазмы, а энергия, выделяемая при осциллирующем горении термоядерного топлива, идет на создание ударных волн, выталкивающих e^+e^- -плазму за пределы звезды.

Следует также учитывать возможную подкачку энергии в расходящуюся e^+e^- -плазму за счет нейтрино и антинейтрино, испускаемых в процессе коллапса (поскольку при их рассеянии на электронах и позитронах они могут передавать последним значительную долю своей энергии). Вопрос о спектрах γ -излучения от GRB требует специального рассмотрения. Вполне возможно, что отсутствие линии 511 КэВ от аннигиляции e^+e^- в покое связано с ультрарелятивистским расширением файерболла.

Обсуждение

Исходя из наблюдательных данных [33], есть веские основания предполагать, что массивные, компактные, невращающиеся [32] звезды Вольфа-Райе испытывают релятивистский коллапс без сколько-нибудь значительного сброса своей оболочки. Это предположение согласуется с тем, что в гидродинамических расчетах сферически-симметричного коллапса массивных звезд не удается получить сброса оболочки, достаточного для объяснения вспышек сверхновых. Гравитационная энергия, выделяемая при релятивистском коллапсе таких объектов, может составить величину $10^{55} \div 10^{56}$ эрг.

⁴Отметим, что горячая нейтронная звезда может быть устойчивой вплоть до массы $M_{NS} \approx 70M_\odot$ [35].

Сделанная в настоящей работе гипотеза заключается в том, что горение аккрецирующего на горячую нейтронную звезду термоядерного топлива может происходить в осцилляционном режиме, порождающем ударные волны, которые выталкивают e^+e^- -плазму за пределы звезды (при наличии ее стратификации). Эта гипотеза качественно объясняет возникновение релятивистского файерболла с малым содержанием барионов и осцилляции, наблюдаемые в GRB. (Причем количественно по порядку величины объясняется период осцилляций.) Продолжительность GBR (~ 20 с) согласуется с временем аккреции внешней оболочки на нейтронную звезду и временем ее охлаждения. В пользу того, что прародителями GRB могут быть звезды WR, свидетельствует ряд наблюдательных данных, приводимых Б. Пачинским, в частности, указание на то, что GBR происходят в областях интенсивного звездообразования [36].

Согласно предложенной в настоящей работе гипотезе, коллапс звезды WR и выброс e^+e^- -плазмы происходят сферически-симметрично. В пользу сферической симметрии γ -всплесков свидетельствует полученное на этой основе успешное описание оптического послесвечения на длительных (порядка 200 дней) временах [37]. (Хотя есть указания на то, что в некоторых GBR могут появляться струи.)

В заключение я хотел бы выразить глубокую благодарность Г.В. Домогацкому, А.М. Дыхне, В.С. Имшеннику, А.А. Лиходеду, А.А. Логунову, Д.К. Надежину, К.А. Постнову за интерес к работе и ценные обсуждения. В особенности я благодарен А.М. Черепашуку, ознакомившему меня со своей работой и данными, касающимися звезд WR.

Настоящая работа поддержана РФФИ грантами 99-02-16558 и 00-15-96645.

Дополнение

Взрывное горение термоядерного топлива при гидродинамическом коллапсе, приводящее к локальным осцилляциям, могло начаться еще до аккреции его на горячую нейтронную звезду. В этом случае период осцилляции можно грубо оценить как

$$\tau \simeq 2\pi \sqrt{\frac{\Delta R}{g}},$$

где ΔR — амплитуда осцилляции, а g — ускорение свободного падения на внутреннюю массу $M(R^*)$, отвечающую радиусу взрывного горения R^* . Предполагая калорийность термоядерного топлива $q \simeq 1\text{МэВ/нуклон} \simeq 10^{-3}m_N c^2$ и $\Delta R \ll R^*$,

$$g\Delta R \simeq 10^{-3}c^2,$$

откуда для величины τ получается оценка

$$\tau \simeq 2 \cdot 10^2 \cdot \frac{\Delta R}{c}.$$

При $\tau \simeq 10^{-2}c$ величина ΔR составит

$$\Delta R \simeq 1.5 \cdot 10^6 \text{ см},$$

а радиус, на котором происходит взрывное горение,

$$R^* \simeq 1.5 \cdot 10^7 \sqrt{\frac{M(R^*)}{M_\odot}} \text{ см.}$$

Для проверки сделанной гипотезы, разумеется, необходим последовательный расчет процесса гидродинамического коллапса.

Список литературы

- [1] Piran T. // *Physics Reports* 314 (1999) 557.
- [2] Постнов К.А. // *УФН* 169 (1999) 545.
- [3] Blinnikov S., *astro-ph/9911138*, 9 Nov. 1999.
- [4] Лучков Б.И., Митрофанов И.Г., Розенталь И.Л. // *УФН*, 167 (1996) 743.
- [5] Cavallo G., Rees M.J. // *Monthly Not. RAS* 183 (1978) 359.
- [6] Goodman J. *Astrophys. J.*308 (1986) L47.
- [7] Paczynski B. // *Astrophys. J.*308 (1986) L43.
- [8] Krolik J.H., Pier E.A. // *Astrophys. J.*373 (1991) 277.
- [9] Paczynski B. // *Astrophys. J.* 363 (1990) 218.
- [10] Shemi A., Piran T. // *Astrophys.J.* 365 (1990) L55.
- [11] Mészáros P., Rees M.J. // *Astrophys. J.* 467 (1997) 232.
- [12] Sari R., Piran T. In: *Proc. Astron. Astrophys.* (1999), *astro-ph/9901105*.
- [13] Sari R., Piran T. // *Astrophys. J.* (1999), *astro-ph/9901338*.
- [14] Sari R. // *Astrophys. J.* 489 (1997), L37.
- [15] Hoyle F. *Monthly Not. RAS.* (1946) 343.
- [16] Fowler W.A., Hoyle F. *Neutrino Processes and Pair Formation in Massive Stars and Supernovae*, Chicago, University of Chicago Press, 1965. Русский перевод, М.: Мир, 1967.
- [17] Arnett W.D. // *Canadian J. Phys.* 44 (1966) 2553; 45 (1967) 1621;
Иванова Л.Н., Имшенник В.С., Надежин Д.К. // *Научн. информ. Астрон. Совета АН СССР* 13(1970) 3.
- [18] Имшенник В.С., Надежин Д.К. *Итоги науки и техники. Сер. "Астрономия"* — М.ВИНИТИ АН СССР 21 (1982) 63.
Imshennik V.S., Nadyozhin D.K. // *Sov. Sci. Rev. Sec.E. Astrophys. Space Phys.* 2 (1983) 75.
- [19] Nadyozhin D.K. // *Astrophys. and Space Sci.* 49 (1977) 399; 51 (1977) 283; 53 (1978) 131.

- [20] Burrows A. // *Astrophys. J. Lett.* 318 (1987) L57;
Arnett W.D. // *Astrophys. J.* 319 (1987) 136.
- [21] В.С. Имшенник, Надежин Д.К. // *УФН* 156 (1988) 561;
Imshennik V.S., Nadyozhin D.K. // *Sov. Sci. Rev. Sec.E. Astrophys. Space Phys.* 8 (1989) part 1.
- [22] Имшенник В.С., Надежин Д.К. // *Письма в Астрон. Журн.* 18 (1992) 79.
- [23] Arnett W.D. // *Astrophys. Space Sci.*, 5 (1969) 180.
- [24] Иванова Л.Н., Имшенник В.С., Чечеткин В.М. // *Астрон. Ж.* 54 (1977)354; 54 (1977) 661; 54 (1977)1009; Chechetkin V. et al. (ed. Shramm D.N.), *Ridel Publ. Company, Dorecht-Holland*, 1977, p.159.
- [25] Зенцова А.С., Надежин Д.К. // *Астрон. Ж.* 52 (234) 1975.
- [26] Зельдович Я.Б., Новиков И.Д.. *Теория тяготения и эволюция звезд.* – М.: Наука,1971г.
- [27] Woosley S.E., Weaver T.A. // *Phys. Rep.* 163 (1988) 79.
- [28] Narayan R., Paczynski B., Piran T. // *Astrophys. J.* 395 (1992) L83.
- [29] Paczynski B., Xu G. // *Astrophys. J.* 427 (1994) 709.
- [30] Rees M.J., Mészáros P. // *Astrophys. J.* 430 (1994) L93.
- [31] Имшенник В.С. // *Письма в Астрон. Журн.* 18 (1992) 489.
- [32] Harries T.J., Hiller D.J. and Howarth I.D. // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 296 (1998) 1072.
- [33] Cherepashchuk A.M. *ASP Conference Series*, 2000, accepted 1996;
Cherepashchuk A.M.. In: *Modern Problems of Stellar Evolution.* – Proc. Intern. Conf. in Honour of Prof. A.G. Masevitch, ed. Wiebe D.S., Zvenigorod-Moscow, 1998, p.198.
- [34] Conti P.S. In: *Wolf-Rayet Stars: Observations, Physics, Evolution*, 1982 Eds. C.W.H. de Loore A.J.Willis (Dordrecht: D.Reidel);
Conti P.S. In: *Wolf-Rayet Stars in the Framework of Stellar Evolution.* – Proc. of the 33-rd Liege Intern. Astrophys. Coll., eds. Vreix J.M. et al., Liege University, p. 655;
- [35] Бисноватый-Коган Г.С. // *Астрофизика.* 1968. Т.4. С.221.
- [36] Paczyński B. *Gamma-Ray Bursts: 4th Huntsville Symposium*, ed. by C.A. Meegan et al., 1998, p.783.
- [37] Wijers R.A., Rees M.J., Meszaros P. // *Mouthly Not. RAS.* 1997, v.288, L51.
- [38] Cohen E. at al. // *Astrophys. J.* 1997, v.488, p.330.

Рукопись поступила 28 марта 2000 г.

С.С. Герштейн.

Осцилляционная структура γ -всплесков и их возможное происхождение.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы \LaTeX .

Редактор Н.В.Ежела.

Технический редактор Н.В.Орлова.

Подписано к печати 28.04.2000 Формат $60 \times 84/8$. Офсетная печать.

Печ.л. 1.25. Уч.-изд.л. 1. Тираж 60. Заказ 127. Индекс 3649.

ЛР №020498 17.04.97.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий

142284, Протвино Московской обл.

