

Коллимация жестких фотонов и другие возможные наблюдательные проявления углового и спектрального распределения фотонов в источниках гамма-всплесков

В.В. Соколов¹, В.Г. Курт², Г.С. Бисноватый-Коган³, Ю.Н. Гнедин⁴, Ю.В. Барышев⁵, Т.А. Фатхуллин¹, В.С. Лебедев¹

¹ Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, 369167, Россия

² Астрокосмический центр Российской академии наук, Москва, 117810

³ Институт космических исследований, Москва, 117810

⁴ Главная астрономическая обсерватория (Пулково), Санкт-Петербург, 196140

⁵ Астрономический институт Санкт-Петербургского гос. университета, Старый Петергоф, 198504

Поступила в редакцию 25 октября 2004 г.; принята к печати 10 января 2005 г.

Обсуждена проблема компактности источника γ -всплеска и ее решение в модели фаербола, а также наблюдаемые спектры γ -всплесков. Предложен иной подход к решению этой проблемы и соответственно новый подход к объяснению явления γ -всплеска, если учесть, что рождение пар e^-e^+ зависит от угла между импульсами фотонов в источнике γ -всплеска. Сказано о возможности коллимации γ -лучей и о зависимости степени коллимации от энергии фотонов. Приведен список основных предположений сценария, описывающего источник γ -всплеска с энергией $\lesssim 10^{49}$ эрг. Речь идет об альтернативе релятивистскому фаерболу, если считать, что все длинные γ -всплески физически связаны с *нормальными/непеккулярными* массивными (core-collapse) сверхновыми (СН). В рамках предложенного сценария рассмотрено влияние давления излучения γ -всплеска на окружающую источник среду и возникновение джетов вследствие даже небольшой асимметрии мощного поля излучения в самом (компактном) источнике. Обсуждены возможные механизмы всплесков в областях размером $\lesssim 10^8$ см (компактная модель γ -всплеска). Рассмотрены наблюдательные проявления γ -всплесков и их послесвечений в такой модели.

Ключевые слова: гамма-излучение, барстеры, теория

COLLIMATED HIGH-ENERGY PHOTONS AND OTHER POSSIBLE OBSERVATIONAL EFFECTS OF THE PHOTON ANGULAR AND SPECTRAL DISTRIBUTION IN GAMMA-RAY BURSTS SOURCES, by V.V. Sokolov, V.G. Kurt, G.S. Bisnovaty-Kogan, Yu.N. Gnedin, Yu.V. Baryshev, T.A. Fatkhullin, V.S. Lebedev. Typical observational gamma-ray burst (GRB) spectra are discussed and, in this connection, what is the origin of the compactness problem and how it was solved at first. If the threshold for e^-e^+ pair production depends on an angle between photon momenta, then another solution of the compactness problem is possible. We discuss a possibility of the γ -rays collimation and the dependence of photon beaming on photon energies. The list of basic assumptions of the scenario describing the GRB source with energy $< 10^{49}$ ergs are adduced: the matter is about an alternative to the ultrarelativistic fireball if *all* long-duration GRBs are related or physically connected with *normal/unpeculiar* core-collapse supernovae (SNe). Namely, we consider the questions about radiation pressure and how the jet arises on account of even small asymmetry of the radiation field in a compact GRB source. The possibility of a new approach to explanation of GRB phenomenon is shown. Possible mechanisms of their generation in regions of size $< 10^8$ cm are discussed (a compact model of GRBs). Observational consequences of the compact GRB energy release are considered.

Key words: gamma rays: bursts, gamma rays theory

1. Введение

Существуют прямые и косвенные наблюдательные свидетельства в пользу физической связи массивных (core-collapse) сверхновых (СН) и длинных γ -всплесков (GRB). Список публикаций на эту тему становится все обширнее. Сначала эта связь была объяснена тем, что все родительские галактики γ -всплесков оказались галактиками с высокими темпами образования массивных звезд (Дьорговский и др., 2001; Фрейл и др., 2002; Соколов и др., 2001). К 2004 г. список случаев проявления признаков СН в кривых блеска и спектрах послесвечения γ -всплесков становится все больше: GRB 970228 (Галама и др., 1998), GRB 970508 (Соколов и др., 1998), GRB 980326 (Блум и др., 1999), GRB 990712 (Бьорнсон и др., 2001), GRB 991208 (Кастро-Тирадо и др., 2001), GRB 000911 (Лащати и др., 2001), GRB 011121 (Блум и др., 2002), GRB 021211 (Делла Валле и др., 2003), GRB 030329 (Хьорт и др., 2003; Станек и др., 2003), GRB 031203 (Томпсен и др., 2004). обстоятельный анализ яркости СН в послесвечениях GRB был недавно проведен в докладе Зе и др. (2004) (см. там же ссылки). Если бы в еще большем количестве случаев были получены не только ясные фотометрические, но и спектроскопические признаки ассоциации нормальных массивных сверхновых (СН типа I b/c и других типов) с γ -всплесками, то это могло бы быть прямым и бесспорным доказательством связи GRB с массивными звездами. В свою очередь, все возрастающее количество ассоциаций “ γ -всплеск — СН” может наложить сильные ограничения на величину угла коллимации γ -лучей и тем самым дать *наблюдательную* оценку истинной полной энергетики источников γ -всплесков (Соколов и др., 2001b).

Целью данной статьи является описание основных предположений сценария для источника γ -всплеска с энергией $\lesssim 10^{49}$ эрг. Речь идет об альтернативе релятивистскому фаерболу, если исходить из того, что *все* длинные γ -всплески могут быть связаны с *нормальными/непеккулярными* массивными сверхновыми (СН). Но сначала, в разделе 2, говорится о типичных спектрах всплесков, о том, как возникла проблема компактности и как она решалась на ранних стадиях исследования γ -всплесков. В разделе 3 речь будет идти о другой попытке решить ту же проблему компактности с учетом зависимости порога рождения пар e^-e^+ от угла между импульсами фотонов, о коллимации γ -излучения и зависимости степени коллимации от энергии фотонов. В разделе 4 мы обсуждаем и наблюдательно обосновываем довольно сильную (но для малого числа жестких фотонов в спектрах всплесков) коллимацию излучения, достигаемого

околоземными приемниками от далеких ($z \gtrsim 1$) γ -всплесков. В разделе 5 сказано о джетах, причиной возникновения которых могло бы быть мощное давление коллимированного излучения вблизи ($\lesssim 10^9$ см) источника γ -всплеска. В разделе 6 в общих чертах рассмотрены некоторые из возможных механизмов энерговыделения в компактной модели источника всплеска. В разделе 7 сказано о наблюдательных следствиях “компактного” (т.е. в области размером $\lesssim 10^8$ см) энерговыделения. В частности, здесь приведен краткий анализ результатов наблюдений, проведенных сначала на ВерроSAX, а затем на HETE-2 (см. Амати и др., 2002, Лэмб и др., 2003a), мягких рентгеновских вспышек (X-ray flashes, XRF), γ -всплесков с сильным рентгеновским избытком в спектрах (X-Ray Rich GRB = XRR GRB) и нормальных или классических γ -всплесков (GRB).

Таким образом, мы попытаемся понять природу наблюдаемого мягкого спектра γ -всплесков, не привлекая *a priori* к объяснению ультрарелятивистские движения излучающей плазмы с лоренц-фактором $\Gamma \gg 10$.

2. Типичные спектры GRB и типичные энергии фотонов

Быстрая временная переменность ($\delta T \sim 10$ мс) γ -всплесков указывает на *компактность* источника излучения размером порядка $c\delta T \approx 3000$ км. Но здесь сразу же возникает проблема, касающаяся далеких источников всплесков, расположенных на космологических расстояниях (> 1 Гпк) (см. например, Карриган и Кац, 1992): в таком малом объеме выделяется слишком много энергии ($> 10^{51}$ эрг) уже только в мягких γ -лучах (< 511 кэВ и до 1 МэВ). При высокой фотонной плотности $n_\gamma \sim (10^{51} \text{ эрг} / (m_e c^2)) / (c\delta T)^3 \sim 10^{32} \text{ см}^{-3}$ два γ -фотона с *общей* энергией более $2m_e c^2$ могут взаимодействовать друг с другом и порождать электрон-позитронные пары. Оптическая толща для рождения пар задается приближенным выражением $\tau_{e^+e^-} \sim n_\gamma r_e^2 (c\delta T) \sim 10^{16}$, где r_e — классический радиус электрона $e^2 / (m_e c^2)$. Для полурелятивистских энергий < 511 кэВ и до 1 МэВ сечение рождения пар — $\sim r_e^2$ или $\sim 10^{-25} \text{ см}^2$. Оптическая толща для фотонов с относительно низкими энергиями (~ 511 кэВ) оказалась бы такой огромной, что наблюдать эти фотоны было бы просто невозможно — они все превратились бы в e^+e^- пары. В этом состоит суть так называемой проблемы компактности. То есть родившийся в источнике всплеска фотон, который вначале распространялся вдоль луча зрения наблюдателя, при таких огромных плотностях n_γ должен быть уничто-

жен в результате столкновения с другим фотоном, энергия которого в сумме с энергией первого фотона больше $2m_e c^2$ (если поле излучения в источнике полностью изотропно, см. раздел 3).

1. Обычно формулирование проблемы компактности (см. работы Пирана, 1996; 1999; 1999а; 2004) сводят к проблеме выхода (из источника γ -всплеска) *высокоэнергичных* фотонов: γ -фотоны с энергиями более $2m_e c^2$ (и $\gg 1$ МэВ) могут взаимодействовать с огромным количеством фотонов более низких энергий (< 511 кэВ и до 1 МэВ) и порождать e^+e^- -пары. Для такого процесса средняя оптическая толщина равна: $\tau_{e^+e^-} \sim 10^{15} (E/10^{51} \text{ эрг}) (\delta T/10 \text{ мс})^2$ (Пиран, 1999), при типичном полном энерговыделении $E \sim 10^{51}$ эрг в малом объеме. Считается, что высокоэнергичные фотоны всегда присутствуют в наблюдаемых спектрах γ -всплесков в виде “хвостов”, содержащих существенное количество энергии. Например, согласно Ц. Пирану (1996; 1999; 1999а; 2004), проблема компактности возникает именно из-за того, что наблюдаемый спектр (якобы) всегда должен содержать какую-то часть очень жестких γ -фотонов. Иначе говоря, поскольку наблюдения не противоречат *возможности* того, что у всех γ -всплесков есть жесткие компоненты в спектрах, то это должно быть первым и основным наблюдательным обоснованием проблемы именно в такой ее формулировке (см., например, Литвик, Сари, 2001): оптическая толщина для высокоэнергичных фотонов ($\gg 1$ МэВ) должна была бы быть столь велика, что наблюдать эти фотоны нельзя. Однако всегда ли есть такие фотоны в спектрах всплесков? И в этих ли высокоэнергичных фотонах проблема? Здесь мы должны сразу сделать несколько уточняющих замечаний о типичных спектрах и типичных энергиях фотонов γ -всплесков с учетом хорошо известных результатов (в том числе и последних) по наблюдаемым GRB-спектрам.

Да, в *некоторых* случаях действительно наблюдались такие фотоны. Но далеко не всегда. Более того, фотоны с энергиями > 100 МэВ сильно задерживались по отношению к основной GRB-вспышке. Например, фотон с энергией 20 ГэВ (наблюдался на BATSE/EGRET) задержался на целых 1.5 часа относительно самого γ -всплеска. Очевидно, что в этом случае сработал совершенно другой физический механизм, совсем не тот, что создает типичные GRB-спектры. (О GRB-спектрах подробно написано в обзоре Фишман, Миган (1995), см. также каталог спектров Прис и др. (2000)). Типичные наблюдаемые спектры γ -всплесков оказались очень разными, но все-таки в основном в них присутствуют мягкие (а не жесткие) γ -кванты. Это было известно еще с момен-

та открытия γ -всплесков, когда их спектры представлялись в энергетических единицах (см., например, обзор Мазеца и Голенецкого, 1987). Сейчас многие авторы снова указывают на то же самое (Лэмб и др., 2003а,в,с; Бэринг, Брейби, 2004; Лянг и др., 2004; Аткинс и др., 2003; Жали, Пелетье, 2004). Почти все GRB были обнаружены в диапазоне энергий от 20 кэВ до 1 МэВ. Да и сам Ц. Пиран в своем последнем обзоре (Пиран, 2004) тоже вынужден обратить внимание на загадку узкого распределения по энергиям (с максимумом $E_p < 511$ кэВ, Прис и др., 2000) для типичного наблюдаемого излучения γ -всплесков. Кроме того, к 2000 г. стало ясно, что есть еще два класса γ -всплесков со странными названиями: X-Ray Flashes (XRF) и X-Ray Rich Gamma Ray Bursts (XRR GRB) (Хейзе и др., 2001; Амати и др., 2002). Это всплески или вообще *без*, или почти без γ -квантов. Об этом же много сказано (и приведены отличные иллюстрации) у Лэмба и др. (2003а,б,с) и в других статьях этой группы.

Таким образом, несмотря на важность проблемы выхода жестких ($\gg 1$ МэВ) фотонов, все-таки (и прежде всего!) в малом объеме с $R \sim 3000$ км оказывается слишком много фотонов с низкой энергией, $n_\gamma \sim 10^{32} \text{ см}^{-3}$. Наблюдения дают оценку полного энерговыделения γ -всплеска $\sim 10^{51}$ эрг в виде именно этих низкоэнергичных фотонов. Или, другими словами, стандартная оценка светимости ($\sim 10^{51}$ эрг) была получена по типичным GRB-спектрам наиболее часто наблюдаемых фотонов с *полурелятивистскими энергиями* до 1 МэВ. Естественно, что фотонная плотность оценивалась в простом предположении о сферической симметрии (см. ниже комментарии к статье Карригана и Каца, 1992).

2. Было твердо сказано (Пиран, 1996; 1999; 1999а; 2004) и много раз повторено и повторяется другими авторами, что GRB-источник должен быть оптически тонким, а наблюдаемый GRB-спектр — наверняка нетепловой. С тех пор оптически тонкий источник с нетепловым спектром часто представляется как некоторое стандартное общее мнение о спектрах всех γ -всплесков (Постнов, 1999). Однако в отличие от GRB-спектров, усредненных по времени, спектры, разрешенные по времени или мгновенные — это, скорее, тепловые (чем степенные) спектры чернотельной/планковской радиации с температурой $kT \sim 100$ кэВ (Крайдер и др., 1997; Прис и др., 1998, 2002; Гиселлини, 2003; Гирланда и др., 2003; Райд 2004). До сих пор разные авторы указывают на это несоответствие между стандартной синхротронной моделью и наблюдениями (например, Прис и др., 2002) и предлагают различные сценарии решения этой проблемы (Блинни-

ков и др., 1999; Медведев, 2000; Бэринг, Брейби, 2004). Оказалось, что как раз чернотельное излучение ($kT \sim 100$ кэВ) соответствует некоторой физической модели источника, тогда как нетепловой GRB-спектр — это всего лишь эмпирическая подгонка усредненных по времени всплеска наблюдаемых данных (Райд, 2004 и ссылки там же).

Тем не менее, если верны утверждения-постулаты 1 и 2 (скорее теоретические, чем наблюдательные) о том, что, возможно, во всех GRB-спектрах есть высокоэнергичные γ -кванты и что наблюдаемые GRB-спектры нетепловые, то тогда единственной возможной теоретической альтернативой является теория фаербола (Пиран, 1996, 1999, 1999а) с огромными лоренц-факторами.

Надо отметить, что стандартная теория/модель синхротронного излучения ударной волны и оптической плазмы объясняет все, кроме *наблюдаемых* спектров самих γ -всплесков (Прис и др., 2002). При этом как-то упускается из виду, что “фотоны-мишени” в этой модели (с типичной энергией $E_p < 511$ кэВ) и есть излучение самых типичных наблюдаемых γ -всплесков. Таким образом, оказывается, что главная задача (согласно стандартной модели) состоит вовсе не в том, чтобы объяснить именно этот наблюдаемый мягкий спектр, а в том, чтобы разобраться с редкими случаями выхода квантов высоких энергий $E \gtrsim 1$ ГэВ. В этой связи см. статью Литвик и Сари (2001), в которой в качестве альтернативы наблюдаемому GRB-спектру предлагается объяснять некий ненаблюдаемый “истинный/внутренний” GRB-спектр, который вообще не обрывается при высоких энергиях.

В результате происхождение *наблюдаемого*, преимущественно мягкого, спектра с большим количеством фотонов до ~ 1 МэВ так и остается непонятным. Спектр особенно непонятен на фоне заклиниваний об огромном лоренц-факторе, якобы решающем проблему компактности. Но вопрос остается: почему (в основном!) мягкие фотоны наблюдаются при предполагаемых в модели фаербола ультррелятивистских движениях излучающей плазмы? А иногда спектры вообще не содержат γ -квантов, как, например, известные до 2000 г. рентгеновские XRF-вспышки (Хейзе и др., 2001).

Таким образом, решая проблему компактности, мы как-то незаметно нажили другую проблему — вопиющее несоответствие ультррелятивистских лоренц-факторов $\Gamma \sim 100$ -1000 (проблематичные фотоны — 100 МэВ и 10 ГэВ) с наблюдаемым, обычно мягким ($\lesssim 1$ МэВ), гамма (GRB, XRR GRB) и рентгеновским (XRF) излучением большинства классических γ -всплесков. Здесь важно также отметить, что наблюдаемое *чернотельное* излучение γ -всплеска с температурой $kT \sim 100$ кэВ

(Гирланда и др., 2003; Райд, 2004) несовместимо с лоренц-фактором $\approx 10^2 - 10^4$ по причине, указанной самим же Ц. Пираном: тогда в космических фаерболах наблюдаемая температура kT может легко превысить МэВ (Пиран и Шеми, 1993).

3. Пороговая энергия рождения электрон-позитронных пар зависит от угла между импульсами фотонов

Существуют ли какие-то другие варианты решения проблемы компактности, кроме фаербола с огромным лоренц-фактором и совершенно непонятным механизмом фантастически высокой светимости источников всплесков в этой модели? В частности, можно ли обойтись полу- (а не ультра-) релятивистским приближением при объяснении наблюдаемых спектров GRB, XRR GRB и XRF? Нужна ли сильная коллимация γ -излучения и насколько коллимированным может быть излучение этих вспышек? В данном разделе речь пойдет о еще одной попытке решить проблему компактности.

В 1998 г. уже обсуждалась возможность коллимации излучения γ -всплесков, но главным образом в терминах все той же стандартной модели фаербола. При этом следует помнить, что сам термин “коллимация” в этой теории относится не к наблюдаемому γ -излучению, а к гипотетическим джетам, состоящим из плазмы. Английское же слово *beaming* в модели фаербола относят к излучению оптически тонкой плазмы в джете (Сари, 2000), которое сосредоточено в узком конусе с раствором $\sim 1/\Gamma$. Ниже мы будем тоже использовать термин *коллимация*, но только применительно к излучению, и не будем связывать его ни с джетами, ни, тем более, с фактором Γ или бимингом. (Детектор регистрирует γ -всплеск, а не джет). Кроме коллимированного излучения, мы будем говорить также об анизотропном (аксиально-симметричном) излучении, или о поле излучения непосредственно около и в самом источнике всплеска.

Разумеется, можно было бы не уделять так много внимания (см. разделе 2) обсуждению пирановского подхода, если бы не то обстоятельство, что еще до 1991 г. (т. е. еще до эры BATSE/EGRET) проблема компактности активно обсуждалась в связи со знаменитой вспышкой 5 марта 1979 года в Большом Магеллановом Облаке. Уже тогда для объяснения наблюдаемых мягких спектров не исключалась возможность анизотропного или *коллимированного γ -излучения*, поскольку сечение рождения электрон-позитронных пар $\sigma_{e^-e^+}$ (да и аннигиляции тоже) зависит не только

от энергии, но и от угла между импульсами сталкивающихся частиц (Агаронян и Озерной, 1979). Ниже мы комментируем работу Карригана и Каца (1992), которую в настоящее время цитируют довольно редко, хотя фактически еще в начале 90-х было много сказано и о проблеме компактности, и о коллимации излучения, выходящего из источника с большой фотонной плотностью. Кажется, что анизотропное коллимированное излучение источника решает проблему, но совершенно по-другому (см. далее). В частности, в статье Карригана и Каца (1992) речь идет и о моделировании наблюдаемых спектров γ -всплесков с учетом рождения e^-e^+ пар. Это может создать некоторую эффективную коллимацию потока вследствие кинематики двухфотонного рождения пар: $\tau_{e^-e^+}$ является функцией, чувствительной как к *спектральному*, так и к *угловому* распределению поля излучения вспышки в самом GRB-источнике.

Вследствие важности для дальнейшего учета влияния на непрозрачность $\tau_{e^-e^+}$ углового и спектрального распределения фотонов ниже приводится анализ формулы (1) из статьи Карригана и Каца (1992) для порога процесса рождения пар. Пару могут породить два фотона с энергиями E_1 и E_2 , если их сумма превышает пороговую энергию рождения e^-e^+ -пары

$$E_1 \cdot E_2 \geq 2(m_e c^2)^2 / (1 - \cos\theta_{12}). \quad (1)$$

В результате рождения пары один из фотонов, двигавшийся вначале вдоль луча зрения наблюдателя, исчезает. Например, пара рождается при лобовом столкновении двух фотонов ($\theta=180^\circ$), если сумма их энергий $E_1 + E_2 > 2 \cdot E_{th} = 2 \cdot 511 \text{ keV}$, а при боковом столкновении, если $E_1 + E_2 > 2 \cdot E_{th} \approx 2 \cdot 700 \text{ keV}$ для $\theta_{12} \approx 90^\circ$. При параллельных волновых векторах $\theta_{12} \approx 0^\circ$ пороговая энергия для рождения e^-e^+ -пары становится очень большой, т. е. для *параллельно* летящих фотонов условие $E_1 + E_2 > 2 \cdot E_{th}$ выполниться не может. Это значит, что e^-e^+ -пары не рождаются, и фотоны свободно выходят из источника даже при энергиях $\gg 1 \text{ МэВ}$. Далее, как отмечено в работе Карригана и Каца (1992), условие (1) приводит к смягчению выходящего из источника (наблюдаемого) излучения. Если в фотонном спектре источника нет резкого пика, то, следовательно, сравнительно жесткие фотоны ($E > E_{th}$) будут рождают пары, взаимодействуя в основном со сравнительно низкоэнергичными фотонами ($E < E_{th}$). Это значит, что наблюдаемый/испускаемый источником спектр γ -всплеска будет мягким, поскольку фотоны с большой энергией будут удерживаться в силу условия (1). Затем пары e^-e^+ в конце концов аннигилируют с рождением двух, изредка трех,

фотонов с энергией $\sim 0.5 \text{ МэВ}$.

Поскольку предполагается (Карриган и Кац, 1992), что любой *реалистичный* спектр источника содержит гораздо больше фотонов с низкой или с умеренной энергией ($\lesssim 511 \text{ кэВ}$), чем фотонов с очень высокой энергией, то выходящий спектр наиболее заметно будет отличаться от спектра собственно самого источника в области больших энергий фотонов ($E \gtrsim 1 \text{ МэВ}$), т.к. наблюдаемый, или выходящий из источника спектр окажется сильно подавленным. Высокоэнергичные фотоны “сбиваются” большим количеством низкоэнергичных. То есть фотоны с высокой энергией в основном удаляются из наблюдаемого спектра и детектирование измеримого потока квантов с $E > E_{th} = \sqrt{E_1 E_2}$ не ожидается, если только $\tau_{e^-e^+}$ не окажется меньше 1, поскольку порог рождения e^-e^+ -пар является функцией, зависящей от углового распределения поля излучения, возникающего в самом источнике.

Итак, большого числа квантов с $E > 1 \text{ МэВ}$ и с $E \gg 1 \text{ МэВ}$ не должно быть в наблюдаемых спектрах γ -всплесков, что вызвано влиянием фильтра (1), если только оптическая толща для процесса рождения e^-e^+ -пар в силу каких-либо причин (например анизотропии поля излучения самого источника) действительно не окажется $\lesssim 1$. Как видно из статьи Карригана и Каца (1992), в 1992 г. принято было считать, что “типичные” энергии большинства фотонов в *наблюдаемых* спектрах γ -всплесков все-таки достаточно малы. Далее в этой работе приводятся оценки расстояния до источников вспышек при наблюдаемых *полурелятивистских* энергиях фотонов ($E \sim m_e c^2$). Дело в том, что проблема компактных источников γ -всплесков (в связи с событием 5 марта 1979 г. в Большом Магеллановом Облаке) и неожиданно больших расстояний до них действительно возникает. Но совсем не из-за трудности объяснения проблемы с выходом фотонов с ультрарелятивистскими энергиями ($E \gg m_e c^2$), которым “мешают” наблюдаемые в спектрах вспышек ($\lesssim 1 \text{ MeV}$) фотоны. Мощная вспышка 5 марта 1979 г. наблюдалась без всяких “супертяжелых” фотонов в ее спектре. Чтобы в этом убедиться, достаточно взглянуть на спектры этой вспышки, опубликованные в обзоре Мазеца и Голенецкого (1987).

Для объяснения того, почему механизм “ e^-e^+ -переработки” фотонов не работает в этом GRB-источнике (событие 5 марта 1979 года в БМО), Карриган и Кац обсуждают разные возможности. В частности, они сразу же подчеркивают важность учета угловой зависимости (1) порога рождения e^-e^+ . Например, существует некая “лазейка” для фотонов, если источник каким-то образом сам формирует *коллимированный* пучок фотонов.

По сути дела, речь здесь идет об асимметрии или об *анизотропии* поля излучения, возникающего в самом источнике во время вспышки, которую обсуждали Агаронян и Озерной (1979). В таком случае даже фотоны с большой энергией оказываются ниже порога рождения пары, если угол θ_{12} достаточно мал. Наличие такого “окна” для *коллимированных* фотонов предполагает, что даже в области, непрозрачной из-за рождения пар, излучение источника всплеска может уходить через это окно по аналогии с большим вкладом таких окон в непрозрачность вещества для потока излучения в обычном (Росселандово среднее) приближении.

В статье Карригана и Каца (1992) может несколько смутить употребление слов “сильно коллимированный”. Действительно, что значит “сильно”? В то время еще не было наблюдений GRB-спектров в области высоких энергий. Фотоны с $E \sim 10$ МэВ (за пиком ~ 1 МэВ) стали надежно наблюдаться только на EGRET/BATSE. В частности, из формулы (1) для таких фотонов можно получить:

$$1 - \cos\theta_{12} = 0.522245 \text{ МэВ}^2 / (10 \text{ МэВ} \cdot 10 \text{ МэВ}) \approx 0.005,$$

что соответствует углу θ_{12} меньше 6° . Т. е. кванты с энергиями ~ 10 МэВ, вылетающие из источника внутри конуса с раствором $\sim 6^\circ$, пар не рожают, а все *более мягкое* излучение источника может быть вообще неколлимированным. Так, столкновение фотонов с энергией 10 МэВ с квантами меньших энергий (< 100 кэВ) происходит при углах больше $60^\circ (0.522245 \text{ МэВ}^2 / (10 \text{ МэВ} \cdot 100 \text{ кэВ}) \approx 0.5)$, и более мягкие кванты, вылетающие из источника в пределах конуса с таким раствором, никак не мешают ни тяжелым, ни (тем более!) легким квантам свободно уйти в бесконечность. Таким образом, формула (1) требует более-менее сильной коллимации только для *небольшой части* излученных источником наиболее жестких квантов. А если взглянуть на энергетические спектры типичных γ -всплесков (Мазец и Голенецкий, 1987), представленные в “старом” виде $F(\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{кэВ}^{-1})$ от $E(\text{кэВ})$, то все становится ясно. Сильно коллимированным может быть только небольшой процент или небольшое *число* квантов/фотонов, которые наблюдаются за порогом в ≈ 700 кэВ, но внутри конуса раствором $< 90^\circ$.

Угол раствора джетов (!) ($\sim 6^\circ$) сейчас считается вполне подходящим в “стандартной” или (точнее) наиболее популярной модели фаерболов. Если допустить, что кванты выходят (из источника) с энергиями до 10 МэВ, то можно сразу получить некий вариант “коллимированной теории” с $\Gamma \sim 10$. Но этот путь в (стандартной) модели фаерболов — тоже тупик. Учет изначальной коллимации излучения, возникающей прямо в источнике, а не вследствие огромного лоренц-фактора (~ 1000),

который потребовался для “решения” проблемы компактности, может совершенно изменить всю модель.

С другой стороны, потоки квантов от источника должны оказывать давление на окружающее этот источник вещество. А если излучение еще и коллимировано, то при таких огромных потоках появление джетов становится неизбежным следствием даже небольшой асимметрии (или анизотропии) поля излучения GRB-источника. Но в том-то и вопрос, джет или не джет является источником γ -всплеска?

4. Джет или не джет является источником γ -всплеска?

Действительно, может быть, с самого начала и надо было учитывать угловую зависимость порога рождения e^+e^- -пар (1), не предполагая заранее, что движение плазмы ультрарелятивистское, а сразу допустив возможность чем-то (скорее всего, магнитным полем) выделенного направления в источнике вспышки на поверхности компактного объекта — источника γ -всплеска. “Выделенное направление в источнике” — звучит вызывающе. Но так или иначе, излучающую плазму и в модели фаербола с джетами тоже надо чем-то ускорять до огромных кинетических энергий. Каким механизмом? Этот вопрос не решен до сих пор в теории ультрарелятивистских фаерболов, как до сих пор остается непонятным в этой теории происхождение наблюдаемых спектров γ -всплесков (см. разд. 2). В конце концов, излучает ли сам (ультрарелятивистский) джет и является ли он источником γ -всплеска на самом деле? Вот в чем вопрос. А можно ли вообще обойтись без этого излучающего γ -всплеска и ускоренного (неизвестно чем!) до огромных значений лоренц-фактора джета, предположив, что излучение источника всплеска *уже* коллимировано самим источником?

По крайней мере, довольно сильную коллимацию γ -излучения, достигающего околосредних детекторов, можно наблюдательно обосновать (не интересуясь пока самим механизмом коллимации), если предположить, что все длинные γ -вспышки (GRB) могут быть началом взрывов *обычных* массивных (core-collapse) сверхновых (Соколов, 2001a,b). При этом еще раз подчеркнем, что мы говорим о коллимированном излучении, а не о джете. Именно оно (излучение) выходит из источника всплеска и потом детектируется. Образование же джетов (движущихся с досветовыми скоростями) будет рассмотрено в следующем разделе.

Пока что все результаты фотометрических и спектральных наблюдений родительских галактик

только подтверждают связь γ -всплесков с эволюцией массивной звезды или тесную связь GRB с релятивистским коллапсом и взрывом СН в конце эволюции (Дьорговский и др., 2001; Фрейл и др., 2002; Соколов и др., 2001; и др.). Основной вывод, который следует из этих исследований: родительские галактики γ -всплесков почти не отличаются от других галактик с близкими значениями z — по цветам, по спектрам, по скоростям звездообразования, по светимостям, по поверхностной яркости. То есть это, скорее всего, такие же галактики (“рядовые” для своих z), которые составляют основу выборки всех глубоких обзоров слабых объектов.

По сути, это главный результат оптического отождествления γ -всплесков: длинные всплески отождествляются с обычными, часто встречаемыми при таких z (непекулярными) галактиками до ≈ 26 зв. вел. Это дает возможность, используя подсчеты таких галактик (ярче 26 зв. вел.) с учетом результатов прямых оптических отождествлений γ -всплесков (регистрируемых до уровня $\gtrsim 10^{-7}$ эрг см $^{-2}$), оценить среднюю годовую частоту γ -всплесков, приходящихся на каждую такую галактику. Она оказывается равной $N_{GRB} \sim 10^{-8}$ в год в среднем на каждую галактику со вспышкой звездообразования. С учетом годового темпа вспышек (массивных) СН $N_{SN} \sim 10^{-3} - 10^{-2}$ в год на галактику, отношение числа γ -всплесков, связанных с коллапсом массивных звезд (“core-collapse SNe”), к числу таких СН близко к $N_{GRB}/N_{SN} \sim 10^{-5} - 10^{-6}$. Эта (скорее всего, верхняя) оценка была сделана для СН типа Ib/c (Соколов, 2001a), аналогичную оценку получили Порчиани и Мадау (2001): $(1 - 2) \cdot 10^{-6}$ для СН II типа.

Далее мы будем исходить из самого простого предположения, которое с 1998 г. подтверждается все большим и большим числом наблюдательных фактов (Зе и др., 2004): скорее всего *все* длинные γ -всплески связаны с взрывами массивных СН. Но тогда отношение N_{GRB}/N_{SN} надо интерпретировать как очень сильную степень коллимированности *достигающего наблюдателя* γ -излучения, при которой γ -кванты из источника всплеска (точнее, какая-то часть) распространяются на большие расстояния ($z \gtrsim 1$) в пределах очень малого телесного угла

$$\Omega_{beam} = N_{GRB}/N_{SN} \sim (10^{-5} - 10^{-6}) \cdot 4\pi. \quad (2)$$

Другую возможность интерпретации малого отношения N_{GRB}/N_{SN} — связь с редким “классом” каких-то пекулярных СН (гиперновые?) — мы считаем менее вероятной, поскольку в этом случае γ -всплески оказываются связанными лишь с $10^{-5} - 10^{-6}$ частью всех наблюдаемых до сих пор СН. Тогда это уже не просто пекулярные сверх-

новые, с которыми иногда отождествляют “гиперновую” Пачиньского (Пачиньский, 1999; Филдс и др., 2002). Но пекулярных сверхновых, таких, как 1997ef, 1998bw, 2002ap оказывается все-таки слишком много для такого N_{GRB}/N_{SN} (см. об этом же у Ричардсона и др., 2002; Подсядлового и др., 2004).

Теперь появились новые работы (Лэмб и др., 2003a,b,c), указывающие на возможность коллимации излучения источника γ -всплеска (2). И чем больше будет совпадений GRB/СН типа GRB 030329/SN 2003dh или GRB/“красное плечо” на кривых блеска (Зе и др., 2004), тем больше будет уверенности, что GRB-излучение наверняка коллимировано, а не связано с каким-то особым классом СН/“гиперновых”. Многие считают, что и сам термин “гиперновые” определен плохо (см., например, у Пачиньского, 1999) и больше его не используют. Тем более, что особенности геометрии взрыва “обычных” СН (взрыв СН может быть аксиально-симметричным) еще более осложняют попытки выделить какой-то особый класс “гиперновых” (Уиллингейл и др., 2004). Скорее всего, в случае совпадений GRB/СН мы и наблюдаем этот осесимметричный взрыв СН, оказавшись очень близко к некоторому выделенному направлению — оси взрыва, что в свою очередь приводит к пекулярным фотометрическим и спектральным свойствам в общем-то обычных СН типов Ib/c (большие светимости, большие скорости и др.).

Предположим, что к далекому наблюдателю (при $z \gtrsim 1$) действительно попадает только наиболее коллимированная часть γ -излучения, например, вдоль оси вращения коллапсирующего ядра звезды с магнитным полем. Если γ -всплески (или GRB-вспышки) так сильно коллимированы, что освещают лишь малую часть неба, то тогда энергетика каждого события должна быть уменьшена, вплоть до нескольких порядков величины по сравнению с так называемым “изотропным эквивалентом” E_{iso} полного энергосвечения источника γ -всплеска (обычно $E_{iso} \sim 10^{51} - 10^{52}$ эрг и до 10^{53} эрг). Полная энергия GRB-вспышки тогда на самом деле должна быть $\sim E_{beam}$, где

$$E_{beam} = E_{iso} \Omega_{beam} / 4\pi, \quad (3)$$

т. е. $\sim 10^{45} - 10^{47}$ эрг.

Если действительно реализуется именно этот случай и распространяющаяся в виде узкого пучка (2) энергия γ -лучей, достигающих наблюдателя на Земле, действительно является лишь какой-то частью всей излученной источником энергии (от $\sim 10^{47}$ эрг до $\sim 10^{49}$ эрг), то другая часть его энергии, возможно, излучается *изотропно* (или почти изотропно). Но при сферически симметричном из-

лучении, соответствующем полной энергетике γ -вспышки, например, $\sim 10^{45} - 10^{47}$ эрг, никакой, даже такой чувствительный детектор, как на GRB-мониторе BATSE, не сможет обнаружить потоки, соответствующие столь низкой светимости γ -всплесков для объектов, расположенных на космологических расстояниях с $z \gtrsim 1$. То есть энергии $10^{45} - 10^{47}$ эрг могут быть близкими к *нижней оценке* полной энергии источников γ -всплесков, соответствующей потокам, измеряемым в пределах телесных углов $\sim \Omega_{beam}$, внутри которых распространяется наиболее коллимированная компонента излучения GRB-источников. (Разумеется, это справедливо, только если действительно *все* длинные γ -всплески связаны с СН.)

Итак, на основе известных сегодня результатов наблюдений, по крайней мере, есть возможность сразу существенно уменьшить оценку полной энергетике GRB, даже в модели с излучающей плазмой, т.е. с релятивистскими джетами в “стандартной” модели фаерболов. (Хотя мы уверены, что излучает не быстро движущаяся плазма, и джет — следствие, а не причина γ -всплеска. Об этом сказано ниже более подробно.) В стандартной теории с излучающим джетом можно сделать оценки величины лоренц-фактора, воспользовавшись формулами для связи энергии с Γ из той же статьи Пирана (1999). Даже в рамках модели излучающего джета, но при меньшем полном энерговыделении: $10^{45}, 10^{47}, 10^{48}, 10^{49}$ эрг для величин Γ получается соответственно 18, 32, 42, 56. Но мы думаем, что авторы стандартного решения проблемы компактности не согласятся с такой низкой энергетикой всплесков, хотя они могли бы обратить внимание на близость этой оценки к той, что была упомянута выше (см. конец предыдущего раздела) для угла коллимации (и лоренц-фактора) потока фотонов с энергиями ~ 10 МэВ.

Д. Лэмб с соавторами в своих работах (Лэмб и др., 2003a,b,c) пытаются согласовать очень малый угол коллимации и стандартную теорию с излучающим GRB-джетом. По нашему мнению, существует только одна альтернатива подходу Лэмба и др. (2003c): модель этих авторов (“A Unified Jet Model of X-Ray Flashes, X-Ray-Rich GRBs, and GRBs”) действительно объясняет наблюдения при лоренц-факторе $\Gamma \sim 1 - 10$. В таком случае и раствор джета, и угол коллимации излучения наверняка должны быть просто **равны друг другу**, а источник γ -вспышки придется поместить в самом начале, или в точке, где излучение и джет возникают (см. Fig. 5b в статье Лэмба и др. (2003c)). Но тогда это будет уже совершенно нестандартная теория.

По-видимому, для понимания механизма γ -всплесков это действительно принципиальный во-

прос: что же все-таки излучает — точечный источник или протяженный джет? Если излучение источника всплесков (в основном жесткая компонента спектра) действительно коллимировано, тогда придется вернуться к старой идее — излучение (γ -вспышка) возникает *на поверхности* (точнее, вблизи поверхности: сантиметры, метры?) какого-то компактного объекта. (Возможно, и излучение в аннигиляционной линии снова будет найдено?) Далее мы будем пытаться обойтись без априорного предположения, что излучать должен якобы только “конец” этого самого джета. Сначала возникает излучение или γ -вспышка, а джет, скорее, ее следствие, чем причина. Джет наверняка формируется, но как результат сильного давления коллимированного излучения на вещество, окружающее компактный (до 10^7 см и меньше) GRB-источник. Конечно, и этот разогнанный фотонами (до релятивистских скоростей) джет будет излучать, но это уже будет послесвечение γ -всплеска, а не сам γ -всплеск.

5. Давление излучения и возникновение джета в компактной модели GRB

Если возможен сценарий типа: *массивная звезда* \rightarrow *WR-звезда* \rightarrow *пред-СН* = *пред-GRB* \rightarrow *коллапс массивного ядра звезды* с плотной оболочкой вокруг WR-звезды-прародительницы, то можно предположить, что причиной возникновения релятивистского джета является мощное давление такого коллимированного или анизотропного излучения (prompt GRB radiation) самого источника γ -всплеска на вещество оболочки WR-звезды, расположенное непосредственно вокруг источника — коллапсирующего ядра этой звезды.

Можно отвлечься от проблемы механизма возникновения самого источника γ -всплеска и пока не обсуждать вопрос о том, как возникли эти коллимированные гамма-кванты. Например, возникающее вокруг источника поле излучения может быть анизотропным — аксиально-симметричным из-за магнитного поля и эффектов угловой зависимости (1) порога рождения e^-e^+ -пар. В конце концов, нам сейчас достаточно того, что, возможно, только лишь какая-то часть ($\sim 10\%$ или даже 1%) всей энергии γ -вспышки ($\sim 10^{47} - 10^{49}$ эрг) может быть коллимированным излучением, прорывающимся сквозь плотную оболочку, окружающую коллапсирующее ядро WR-звезды. Затем это излучение доходит до Земли и детектируется как γ -всплеск. Основное при этом — *направленный поток* излучения от некоторого источника и возможность существования *плотной газовой среды*,

на которую давит излучение погруженного в нее источника γ -всплеска. При этом среда может быть наиболее плотной как раз около источника, если плотность близко следует такой зависимости от r : $n = Ar^{-2}$ (т. н. “WR-закон” для звездного ветра). Здесь расстояние r измеряется от центра WR-звезды, а величина $A \sim 10^{34} \text{ см}^{-1}$ (Рамирес-Руис и др., 2001).

Для силы светового давления, которая может действовать на газовую среду (плазму) вокруг источника γ -всплеска (ядра WR-звезды), имеем: $L_{GRB} \cdot (4\pi r^2)^{-1} \cdot (\sigma_T/c)$, где L_{GRB} — так называемый “изотропный эквивалент” светимости GRB-источника (обычно $\sim 10^{50-51} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$ и более), r — расстояние от источника, $\sigma_T = 0.66 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ — эффективное сечение томсоновского рассеяния, c — скорость света. Даже без детальных вычислений ясно, что вблизи WR-ядра (при $r \sim 10^9 \text{ см}$) такая сила может на много-много порядков (до 12-13) превышать силу светового давления, соответствующую *эддингтоновскому пределу* светимости ($\sim 10^{38} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$ для $1 M_\odot$).

В принципе и изотропное излучение такой огромной светимости $L_{GRB} \sim 10^{50-51} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$ может привести к быстрому разгону (или к взрыву) среды, прилегающей к источнику. Но если допустить, что излучение источника γ -всплеска анизотропно и некоторая его часть распространяется внутри телесного угла $\Omega_{beam} \sim (10^{-5} - 10^{-6}) \cdot 4\pi$, то формирование направленно движущихся релятивистских или ультрарелятивистских струй/джетов становится неизбежным уже только по причине такого огромного светового давления, действующего на *плотную газовую среду* в непосредственной близости от источника — коллапсирующего звездного ядра. Разумеется, точная картина возникновения джетов зависит и от степени ионизации, плотности и температуры плазмы в непосредственной близости от источника — аксиально-симметрично коллапсирующего ядра массивной звезды (Горбацкий, 2004, частное сообщение). Здесь же мы пока только приведем оценки размеров области, внутри которой такой джет может быть ускорен давлением излучения до релятивистских скоростей:

1. Если поток фотонов, оказывающих давление, которое ускоряет вещество на расстоянии r от центра (где-то около GRB-источника при $r \lesssim 10^9 \text{ см}$), равен $L_{GRB} \cdot (4\pi r^2)^{-1}$, тогда в непосредственной близости от источника γ -всплеска (коллапсирующего ядра WR-звезды) такой поток может быть огромным. Именно *внутри* этой области и происходит зарождение и ускорение джета до релятивистских скоростей ($\approx c$).

2. На *внешней* границе этой области поток фо-

тонов должен быть, по крайней мере, не меньше эддингтоновского потока $L_{Edd} \cdot (4\pi R_*^2)^{-1}$, чтобы ускорять вещество до скоростей хотя бы $\sim 0.3c$. Здесь L_{Edd} — эддингтоновская светимость $\sim 10^{38} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$ для $1 M_\odot$ и R_* — размер компактного объекта $\sim 10^6 \text{ см}$. (По определению $L_{Edd} \cdot (4\pi R_*^2)^{-1}$ — поток излучения, *останавливающий аккрецию* на компактный источник/объект, т. е. падение вещества на этот источник с параболической скоростью. Для нейтронной звезды это $\approx 0.3c$.)

Из условия, что поток излучения $L_{GRB} \cdot (4\pi r^2)^{-1}$ на некотором расстоянии равен величине $L_{Edd} \cdot (4\pi R_*^2)^{-1}$ (или, во всяком случае, не меньше), и учитывая, что светимость (вернее, ее *изотропный эквивалент*) излучения источника γ -всплеска есть $L_{GRB} \sim 10^{50-51} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$, можно получить характерный размер $\sim 10^{12} \text{ см} \approx 14R_\odot$. По крайней мере, на такой внешней границе световое давление может *еще* разгонять неподвижную в начале среду до субсветовых скоростей $\sim 0.3c$. А *глубже*, т. е. на еще меньших чем $\sim 10^{12} \text{ см}$ расстояниях от источника, скажем, при $r \sim 10^9 \text{ см}$ (где-то *внутри* области с размерами меньше, чем характерные размеры коллапсирующего ядра массивной звезды), световое давление разгоняет вещество до релятивистских скоростей (с лоренц-фактором ~ 10). Таким образом, джет может возникнуть в довольно малом объеме с характерными размерами $\lesssim R_\odot$, что, в частности, согласуется (Соколов, 2002) с результатами наблюдений переменной абсорбционной детали, наблюдавшейся одновременно с γ -всплеском GRB 990705 в его ВерроSAX/WFC спектре (Амати и др., 2000). То есть где-то там, внутри области с размерами, во всяком случае, *не больше*, чем $10 - 15R_\odot$, зарождается релятивистский джет как результат сильного светового давления на окружающую источник плотную среду.

Конечно, вопрос о торможении такого джета в околосредной среде звезды-прародительницы нужно рассматривать отдельно. Но, возможно, сильного торможения джета не будет (как в модели фаербола) даже при очень больших значениях плотности среды вокруг WR-звезды (вплоть до $n \sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$ для $r \sim 15R_\odot$). Потому что тормозится значительно более компактный релятивистский джет (или “пуля”), а не ударная волна, как это должно быть в модели Панаитеску (2001), Панаитеску и Кумара (2001, 2002). В этом случае нет такого широкого “бульдозера” — ударной волны, сгребавшей вещество впереди себя, и соответственно почти нет эффективного торможения “пули” при ее движении в направлении все менее плотной среды ($c n = Ar^{-2}$). Вследствие малого торможения и небольших потерь на излучение (но

с большим начальным импульсом) эта пуля может двигаться с релятивистской скоростью и постоянным лоренц-фактором $\Gamma \sim 10$ все время, пока наблюдается послесвечение γ -всплеска. Ударная волна, возникающая при движении джета сквозь оболочку, должна нагревать ее и затем высвечиваться (в рентгене, оптике, радио) там, где эта среда все еще достаточно плотная. Это неизбежно приведет к переменности (ранние “горбы” и изломы на кривых блеска) послесвечения γ -всплеска, возникающей вследствие высвечивания неоднородностей в распределении плотности $n(r)$ на расстояниях $\lesssim 10^{15}$ см от источника (Соколов, 2001b), созданных звездным ветром звезды-прародительницы.

Ниже перечислены основные предположения сценария, описывающего источник γ -всплеска с энергетикой порядка $10^{47} - 10^{49}$ эрг и непустым пространством около массивной звезды-прародительницы:

1. Вокруг WR-звезды-прародительницы — источника γ -всплеска, начиная с расстояний $\lesssim 10^9$ см (характерные размеры ядра массивной звезды) и до $r \sim 10^{15}$ см или больше (расстояния, на которых начинается взаимодействие WR-ветра с околозвездной или межзвездной средой), существует плотная (ветровая) среда — оболочка, возникающая в результате эволюции массивной звезды в заполненных газом и пылью областях звездообразования.

2. Огромное давление излучения — причина возникновения джета в области $\sim 10^9$ см и до $\sim 2 \cdot 10^{11}$ см, то есть там, где плотность оболочки ($\sim 10^{15} - 10^{10}$ см $^{-3}$) самая большая, но оптическая толщина по томсоновскому рассеянию уже может быть меньше единицы ($\tau \sim \sigma_T \cdot n \cdot r < 1$).

3. Сама вспышка (возможно, и почти сферически-симметричный “ γ -взрыв”) с полной энергией до $\sim 10^{49}$ эрг возникает где-то ниже, в объеме с размерами $\sim 3 \cdot 10^9$ см, или даже при еще меньших $r \sim 10^8 - 10^6$ см, т.е. там, где WR-закон $n = A \cdot r^{-2}$ для звездного ветра уже перестает выполняться. Возможно, что взрыв/вспышка происходит прямо на поверхности компактного объекта, возникающего в результате коллапса массивного ядра.

4. Только наиболее коллимированная часть излучения источника γ -всплеска, распространяющаяся внутри телесного угла $\Omega_{beam} \sim (10^{-5} - 10^{-6}) \cdot 4\pi$ sr, уходит на бесконечность, при этом полная энергетика источника либо такого же порядка, как и $E_{beam} = E_\gamma \Omega_{beam} / 4\pi \sim 10^{45} - 10^{47}$ эрг, либо около 10^{49} эрг.

Теперь снова можно возвратиться к вопросу о коллимации излучения, возникающего на поверхности компактного объекта. Рождение e^-e^+ -пар

не будет мешать свободному уходу на бесконечность для тех фотонов, волновые векторы которых лежат внутри конуса с раствором θ_{12} для $(1 - \cos\theta_{12}) < 2(m_e c^2)^2 / E_1 \cdot E_2$. Порог $E_{th} = \sqrt{E_1 E_2}$ внутри этого конуса при малых θ_{12} очень высокий, и все фотоны с энергиями ниже этого порога свободно выйдут через это “окно” прозрачности для коллимированных фотонов. Начальный спектр источника GRB-вспышки (до фильтра (1)) почти такой, как и наблюдается. Наиболее сильные изменения спектра γ -всплеска в результате действия фильтра (1) происходят в жесткой части спектра, об этом выше шла речь (Карриган и Кац, 1992). При этом не надо пытаться изобретать какой-то специальный механизм очень заметной коллимации всех фотонов. Об этом было сказано выше.

Каким-то образом коллимировать излучение γ -всплеска, несомненно, нужно, но коллимация (2) относится в основном только к небольшому проценту жестких квантов. Порог рождения пар для таких квантов возрастает по закону $(1 - \cos\theta)$ с уменьшением угла между направлением движения фотона и некоторым *выделенным* направлением, например магнитным полем на поверхности. В результате, *кроме мягкой компоненты* пропускается и все более и более жесткая часть спектра вспышки, и можно действительно говорить об анизотропном (аксиально-симметричном) поле излучения вокруг источника. Тогда, в частности, становится понятно, почему XRF и XRR GRB-вспышки с энергетикой порядка $\lesssim 10^{49}$ эрг совсем не коллимированы или, скорее, почти изотропны (Лэмб и др., 2003а,б,с).

А какие характерные размеры приняты в стандартной модели? В статье Белобородова (2004) рассмотрены как раз самые ранние стадии γ -всплесков. Фактически там высказана стандартная точка зрения: послесвечение γ -всплеска объясняется излучением, возникающим из-за торможения ударной волны, которое начинается при $R_{dec} \sim 10^{15} - 10^{17}$ см, в зависимости от плотности окружающей среды и начального лоренц-фактора. Таким образом, R_{dec} — это размер фаербола до начала торможения, он не превышает 10^{17} см. В теории фаерболов это фактически и размеры зоны, в которой возникает само излучение источника γ -всплеска с наблюдаемым спектром: $\sim 10^{15} - 10^{17}$ см. А дальше идет уже зона послесвечения (*the GRB afterglow*), возникающего через минуты, часы и дни после самого всплеска.

Как было сказано выше, с учетом влияния на порог рождения e^-e^+ -пар угла между импульсами фотонов, можно предположить, что излучение вспышки возникает в области на 10 порядков меньшей. Но тогда (в отличие от ультрарелятивистского фаербола) и физические условия, обес-

печивающие энерговыделение такого источника γ -всплесков, должны быть совершенно другими.

6. Возможные механизмы

γ -всплесков в компактной модели

Конечно, в конце концов, надо думать о главном — предлагать и исследовать какой-то механизм, объясняющий происхождение γ -вспышки на поверхности или очень близко к поверхности объектов типа нейтронной или кварковой звезды. При этом надо рассмотреть все возможные варианты энерговыделения, как-то с таким объектом связанные (см. обзоры Бисноватого-Когана, 2003, 2004). Ниже мы в общих чертах рассмотрим некоторые механизмы, обеспечивающие энергетику γ -всплесков в компактной модели.

Березинский и Прилуцкий (1987) проанализировали механизм возникновения γ -всплесков в окрестности коллапсирующего объекта, основанный на аннигиляции нейтрино-антинейтрино. Ранее Бисноватый-Коган и др. (1975) предложили иной механизм возникновения γ -всплеска: взрыв СН под действием нейтринного импульса. Бисноватый-Коган и Чечеткин (1974) показали, что в коре нейтронной звезды при $\rho = 10^{10} - 10^{12} \text{ г/см}^3$ формируется химически неравновесный слой, который устойчив при этих больших плотностях. В результате звездотрясения возможно смещение неравновесного вещества наружу, что приводит к быстрому ядерному взрыву в результате реакций деления сверхтяжелых ядер. Формируется ударная волна, которая прогревает поверхностные слои до высоких температур $\sim 10^9 \text{ К}$ ($kT \sim 100 \text{ кэВ}$). В результате запаздывающих реакций деления возможно было бы появление жесткого излучения γ -всплеска. Этот сценарий был предложен Бисноватым-Коганом и др. в качестве альтернативной модели для γ -всплесков галактического происхождения (см. также Бисноватый-Коган и Чечеткин, 1983). В настоящее время он снова может быть востребован в рассматриваемой здесь компактной модели для космологических GRB. Как следует из расчетов Березинского и Прилуцкого (1987), эффективность преобразования энергии потока нейтрино ($W_\nu \sim 6 \cdot 10^{53} \text{ эрг}$) в рентгеновскую и γ -вспышку равна $\alpha \sim 6 \cdot 10^{-6}$, что дает энерговыделение в виде γ -всплеска $W_{X,\gamma} \sim 3 \cdot 10^{48} \text{ эрг}$. Это согласуется с полной энергией источника всплеска $\sim 10^{47} - 10^{49} \text{ эрг}$ в компактной модели с учетом (2).

В 1971 г. Бисноватый-Коган (1971) предложил один из довольно хорошо разработанных затем механизмов компактного энерговыделения в окрест-

ности коллапсирующего объекта — магниторотационный взрыв. Численные расчеты коллапса и последующего взрыва замагниченного вращающегося облака, или проэволюционировавшего ядра массивной звезды (предсверхновой), показали, что эффективность преобразования энергии вращения в кинетическую энергию взрыва может быть на уровне 10% (Арделян и др., 2000, Моисеенко и др., 2003). Эти результаты получены в двумерных расчетах магниторотационного взрыва, который происходит вследствие развития процессов в сильно замагниченной, быстро и дифференциально вращающейся звезде. Энергии при этом достаточно для взрыва СН, но недостаточно для полного энерговыделения в стандартной модели фаерболов ($\sim 10^{51} - 10^{53} \text{ эрг}$) в виде рентгеновского и гамма-излучения γ -всплесков.

Таким образом, сама идея о существовании глобального сильного магнитного поля в области образования космических γ -всплесков высказывалась уже много раз (Усов, 1994; Томпсон, 1994; Мешарос и Рис, 1997; Бландфорд, 2002). В этой связи можно предположить еще один механизм компактного энерговыделения или возникновения космического γ -всплеска в результате распада замагниченного вакуума вокруг новой нейтронной звезды с таким полем. Здесь энергия порядка $10^{47} - 10^{49} \text{ эрг}$ для источника всплеска в компактной модели хорошо соответствует значению энергии вакуума вокруг новорожденной нейтронной звезды со сверхсильным полем $B \sim 10^{15} \div 10^{16} \text{ Гс}$ при условии, что поверхность звезды испытывает осцилляции (Гнедин, 2004). Можно предположить, что такие осцилляции (или звездотрясения) происходят в тот момент, когда нейтронная звезда (или вновь появившаяся нейтронная звезда) образуется в результате коллапса массивного ядра звезды-прародительницы. Величина выделяющейся в этом случае энергии зависит и от амплитуды, и от частоты таких осцилляций. В настоящее время возможность распада подобного вакуума в сверхсильном магнитном поле обсуждается довольно активно (Калуччи, 1999; Ксу, 2003; Рохас и Кверц, 2004; Металидис и Бруно, 2003). Идею распада сильно замагниченного вакуума в окрестности новой нейтронной звезды со сверхсильным магнитным полем для объяснения явления космических γ -всплесков первыми высказали Гнедин и Кийков (2001). В этой же работе были получены первые оценки энергии, накопленной в сильно намагниченном вакууме, вполне достаточной для обеспечения энерговыделения в процессе распада такого вакуума. Здесь собственные осцилляции поверхности новой нейтронной звезды могут выступать в роли триггерного механизма распада. В результате вполне может осуществиться следующая

печочка: коллапс массивного звездного ядра — осцилляции поверхности только что образовавшейся нейтронной звезды — коллапс/распад замагниченного вакуума с энерговыделением. Но главный вопрос остается: как энергия намагниченного вакуума преобразуется в излучение? В статье Гнедина и Кийкова (2001) предложен один из возможных вариантов решения этой проблемы: аналогия с явлением сонолюминесценции. Правда, вероятность такого процесса требует еще специального отдельного исследования (Гнедин, 2004).

5 марта 1979 года, 27 августа 1998 года и 27 декабря 2004 года наблюдались три гигантские вспышки от так называемых мягких гамма-репитеров SGR 0526-66, SGR 1900+01, SGR 1806-20 соответственно. Максимальная светимость во время этих вспышек была огромной и достигала $\sim 10^{47}$ эрг с^{-1} (Мазец и Голенецкий, 1987; Орли и др., 1999; Мазец и др., 2005). Напомним, что проблема компактности возникла именно при объяснении события 5 марта 1979 года (Агаронян и Озерной, 1979; Карриган и Кац, 1992) с его огромной светимостью и с наблюдавшимся очень коротким временем подъема блеска (до 10^{-3} с). Такую вспышечную активность SGR можно объяснить быстрым нагревом голой поверхности странной или кварковой звезды и последующим *тепловым* ($kT \gtrsim 100$ кэВ) излучением (Усов, 2001а,б). Механизмом нагрева может быть, например, быстрое затухание сверхсильных ($\sim 10^{15} - 10^{16}$ Гс) магнитных полей. Этот же механизм энерговыделения можно использовать и для объяснения длинных (космологических) γ -всплесков в рассматриваемой здесь компактной модели с коллимированной компонентой γ -лучей (2). В этом случае долго длящийся γ -всплеск можно рассматривать как набор коротких вспышек, подобных гигантским вспышкам 5 марта 1979 года и 27 августа 1998 года, с общей продолжительностью такого γ -всплеска до $\sim 10^2$ с.

Из сказанного в этом разделе ясно, что попытки связать γ -всплески с массивным компактным объектом имеют уже довольно длинную историю. Этот опыт можно использовать для детальной разработки компактной модели источника γ -всплесков или сценария с компактным энерговыделением, который учитывает то, что было сказано в предыдущих разделах нашей статьи о наблюдательных ограничениях и теоретических аргументах в пользу такого пути решения проблемы компактности источника γ -всплесков.

7. Заключительные замечания

В компактной модели излучение XRF-вспышки может быть вообще не коллимированным или ма-

ло коллимированным (как XRR GRB), но с малой полной (боллометрической) энергетикой $\sim 10^{47}$ эрг. Поскольку вероятнее всего, это действительно взрывы массивных СН на расстояниях до 100 Мпс (Норрис, 2003; Норрис и Боннел, 2003), то наблюдать их можно гораздо чаще, чем это следует из модели фаерболов. При этом нужно попытаться найти ранние спектральные и фотометрические признаки СН. Тогда, вообще говоря, наблюдательная задача идентификации XRF/XRR/GRB событий становится специальным разделом в исследованиях космологических СН. Напомним, что всплеск GRB 030329/SN 2003dh относится к классу XRR GRB, а не к классическим γ -всплескам.

Что же касается нормальных (классических) γ -всплесков и особенно тех ($z \gtrsim 1$), в спектрах которых есть довольно много квантов высоких энергий, то прямо из формулы (1) можно получить оценку предельного угла коллимации γ -излучения, которая согласуется с наблюдаемым отношением годовых частот $N_{GRB}/N_{SN} \sim 10^{-5} - 10^{-6}$. Если речь идет о квантах с $E \sim 100$ МэВ от далеких и наиболее далеких γ -всплесков, то из $1 - \cos \theta_{12} \approx (0.5 \text{ МэВ})^2 / (100 \text{ МэВ} \cdot 100 \text{ МэВ}) = 0.25 \cdot 10^{-4}$ следует, что излучение таких γ -всплесков оказывается сильно коллимированным. Такие фотоны должны излучаться в конусе с раствором $\approx 0.5^\circ$ и обнаруживаться в спектрах довольно далеких γ -всплесков ($z \sim 1$ и дальше) из-за одного только геометрического фактора.

Таким образом, естественным следствием нашей компактной модели источника γ -всплеска является вывод о том, что далекие всплески ($z \gtrsim 1$) оказываются более жесткими, а близкие ($z \sim 0.1$) выглядят как XRF или XRR GRB-события с преобладанием в их спектрах рентгеновских квантов (хотя, конечно, работает и фактор $1 + z$). Разумеется, надо учитывать и эффекты наблюдательной селекции из-за конечной чувствительности детекторов γ -всплесков. Например, у далеких (классических) всплесков мягкая компонента спектра отрезается порогом чувствительности детектора. Тогда одновременная с γ -вспышкой изотропная рентгеновская вспышка может быть просто не видна в далеких классических всплесках из-за низкой общей светимости источника ($< 10^{49}$ эрг). И действительно, XRF и XRR GRB — это вспышки с более низкими, чем у GRB, величинами E_{iso} — так называемого изотропного эквивалента светимости (Амати и др., 2002; Лэмб и др., 2003а,б,с).

В итоге для наблюдений с γ -детекторами заметным остается только то излучение, которое распространяется в узком телесном угле вблизи некоторого выделенного направления: остатки мягкого диапазона для вспышек XRR GRB, пе-

ребравшиеся выше порога чувствительности прибора, и жесткие кванты, излучаемые источником до порога рождения пар (1) у классических γ -всплесков с $z \gtrsim 1$. При заданном пороге чувствительности прибора в спектрах близких вспышек типа XRF с $z \lesssim 0.1$ может вообще не быть γ -квантов. Хотя из обзора Постнова (1999) следует, что типичные γ -всплески видны в диапазоне 30 кэВ – 100 МэВ, оказывается (и об этом было известно давно), что большинство всплесков гораздо мягче (см. раздел 2). Не случайно Лэмб и др. (2003a,b,c) были просто потрясены этим важным *наблюдательным* результатом миссий ВерроSAX и HETE-2. Мы имеем в виду обнаружение явно отличающихся по спектрам и по светимостям XRF, XRR GRB и GRB-вспышек сначала на ВерроSAX (Амати и др., 2002), а затем на HETE-2. Таким образом, наша компактная модель объясняет активно обсуждаемое сейчас и теоретиками и наблюдателями соотношение Амати “the peak energy — isotropic energy relation”: $E_p - E_{iso}$, где E_p — энергия, соответствующая максимуму энерговыделения (типичная энергия) в спектрах XRF/XRR/GRB-вспышек. В компактной модели источника γ -всплеска эта связь (закон Амати) может быть простым следствием как формулы (1), так и анизотропии поля излучения, обусловленной, скорее всего, магнитным полем на (или вблизи) поверхности компактного объекта. Анизотропия может быть вызвана тем, что в среде с сильным (регулярным $\sim 10^{14} - 10^{16}$ Гс) магнитным полем коэффициент поглощения для фотонов, поляризованных поперек магнитного поля (необыкновенная волна), оказывается очень маленьким (Пачинский, 1992; Безчастнов и др., 1966). Тогда излучение γ -всплесков должно быть сильно поляризовано.

В сценарии образования джета, который обсуждается в этой работе и используется для интерпретации кривых блеска оптического транзиента GRB 970508 и рентгеновских спектров послесвечения этого всплеска (Соколов, 2001b), действительно возможно изотропное рентгеновское, оптическое и радио-*послесвечение*. В рентгеновских эмиссиях (Пиро и др., 1999; Йошида и др., 2001; Пиро и др., 2000; Антонелли и др., 2000) оно наверняка таким и было. При этом исходным предположением была возможность малого угла коллимации γ -всплеска (2), что следует из сравнения частот всплесков и взрывов СН в далеких галактиках. То есть за основу было взято предположение, что γ -всплески и СН — тесно связанные явления. Все длинные γ -всплески всегда сопровождаются взрывами СН, не всегда наблюдаемыми (Соколов, 2001a, 2002; Зе и др. 2004). Другими словами, длинный всплеск означает коллапс массив-

ной звезды или начало *аксиально-симметричного* взрыва СН, и всегда γ -всплески должны сопровождаться взрывом СН (Ib/c типа или *других* типов “массивных” СН). Тогда полное энерговыделение источника всплеска в γ -диапазоне в любом случае не может быть *больше*, чем вся энергия, излучаемая СН ($<$ или $\sim 10^{49}$ эрг) в *электромагнитном* диапазоне. Интересно, что полное энерговыделение в рентгеновских эмиссиях, наблюдавшихся на платформах ВерроSAX, ASCA, Chandra для GRB 970508, GRB 970828, GRB 991216, GRB 000214, такого же порядка — см. сводку данных в статье Гиселлини и др. (2002) “Эмиссионные линии в спектрах γ -всплесков ограничивают запас полной энергии”.

При такой низкой полной энергии γ -взрыва единственной возможностью увидеть γ -всплеск на космологических расстояниях остается детектирование, по крайней мере, некоторой наиболее коллимированной компоненты этой энергии (1 – 10%), выходящей из источника внутри телесного угла $\Omega_{beam} \sim (10^{-5} - 10^{-6}) \cdot 4\pi$. Остальное может быть просто недоступно *детекторам* с чувствительностью $\sim 10^{-7}$ эрг \cdot с $^{-1}$ \cdot см $^{-2}$. Конечно, это не относится к более чувствительным рентгеновским *телескопам*, с помощью которых были сделаны обзоры неба на спутниках Ariel V, HEAO-1, Einstein (Хейзе и др., 2001). При предельной чувствительности $\sim 10^{-11}$ эрг \cdot с $^{-1}$ \cdot см $^{-2}$ в диапазоне 0.2 – 3.5 кэВ рентгеновской обсерваторией Einstein по всему небу регистрировались короткие, похожие на γ -всплески, неотжествленные рентгеновские вспышки (Fast X-ray Transients) с частотой $2 \cdot 10^6$ год $^{-1}$. Это хорошо соответствует средней частоте взрывов массивных СН в далеких галактиках, но в настоящее время γ -детекторы при достигнутой на сегодня предельной чувствительности пока видят в γ -диапазоне лишь $\sim 1/10000$ часть этого гигантского числа взрывов далеких СН в виде (длинных) γ -всплесков.

Разумеется, что при полной энергетике γ -вспышки $\sim 10^{47} - 10^{49}$ эрг и при излученной в узком конусе части энергии γ -всплеска (3) и фаербол выглядит совершенно иначе. Что касается проблемы компактности, решаемой моделью фаэрбола при энергии γ -всплесков $10^{52} - 10^{53}$ эрг, то такой проблемы нет при энергиях $\sim 10^{47} - 10^{49}$ эрг. Во всяком случае, с учетом даже небольшой коллимации излучения с поверхности компактного объекта — источника GRB/XRR/XRF-вспышек, которая требуется угловой зависимостью порога рождения e^-e^+ -пар (1), эта проблема решается при совершенно других физических условиях в источнике, чем это было предложено Ц. Пиран (1999).

Источник γ -всплесков может иметь размеры $\sim 3 \cdot 10^8$ см и меньше в сценарии *массивная звезда*

—> звезда WR —> пред-сверхновая = пред-GRB с полной энергетикой в $10^4 - 10^6$ раз меньшей, чем в стандартной теории. При этом лишь небольшая доля наиболее коллимированного и наиболее жесткого излучения с углом коллимации (2) уходит на бесконечность. Это значит, что при энергиях $\lesssim 10^{49}$ эрг вполне справедливой может быть старая оценка размеров источника, следующая прямо из времен переменности γ -всплесков. Таким образом, все дело может быть в значительно меньшей, чем в стандартной модели фаерболов, энергетике всплеска.

К вышесказанному добавим, что предложенный здесь сценарий γ -всплесков позволяет также предсказать поведение сверхсветовых радиокомпонент, таких, какие, например, наблюдались недавно для GRB 030329 (Тейлор и др., 2004). Как было сказано в разделе 5, скорее всего, нет существенного торможения джета с лоренц-фактором порядка 10. Если это действительно так, то мы предполагаем, что сверхсветовые радиокомпоненты, связанные с джетом, должны иметь следующие свойства:

- 1) сверхсветовые радиокомпоненты, которые могут наблюдаться в послесвечении γ -всплесков, будут двигаться всегда с постоянной скоростью;
- 2) характерная наблюдаемая скорость сверхсветовой компоненты должна быть порядка величины лоренц-фактора, с которым движется джет, т.е. $\sim 10c$.

Благодарности. Авторы искренне признательны Ю. А. Шибанову за плодотворные дискуссии, Т. Н. Соколовой за редактирование рукописи. Работа была поддержана грантами РФФИ: 04-02-16300, 01-02-17106, 03-02-17223, Программой Президиума РАН "Нестационарные явления в астрономии", Программой Министерства науки и образования РФ.

Список литературы

- Агаронян Ф. А. и Озерной Л. М., 1979, *Астрон. Циркуляр* N 1072
- Амати и др. (Amati L., Frontera F., Tavani M. et al.), 2002, *A&A*, **390**, 81
- Амати и др. (Amati, L., Frontera, F., Vietri M., et al.), 2000, *SCIENCE*, **290**, 953
- Антонелли и др. (Antonelli, A., Piro, L., Vietri M., et al.), 2000, *ApJ*, **545**, L39
- Арделян и др. (Ardeljan N. V., Bisnovatyi-Kogan G. S., Moiseenko S. G.), 2000, *Astronomy and Astrophys.*, **355**, 1181
- Арделян и др. (Ardeljan N. V., Bisnovatyi-Kogan G. S., Moiseenko S. G.), 2005, *Monthly Not. R.A.S.*, 359, 333
- Аткинс и др. (Atkins R., Benbow W., Berley D., et al.), 2003, *ApJ*, **583**, 824, astro-ph/0207149
- Бэринг и Брейби (Baring M. G., & Braby M. L.), 2004, *ApJ*, **613**, 460
- Белобородов (Beloborodov A.M.), 2004, astro-ph/0405214
- Березинский и Прилуцкий (Berezinsky V. S., Prilutsky O. F.), 1987, *Astronomy and Astrophys.*, **175**, 309
- Безчастнов и др. (V.G. Bezchastnov, G.G. Pavlov, Yu.A. Shibanov, V.E. Zavlin,) 1966 In: C. Kouveliotou, M.F. Briggs, G.J. Fishman (eds), *AIP Conference Proceedings*, **384**, "Gamma-Ray Bursts. 3rd Huntsville Symposium", Woodbury, New York (1966), p. 907-911
- Бисноватый-Коган (Bisnovatyi-Kogan G. S.), 1971, *Sov. Astron.*, **14**, 652
- Бисноватый-Коган и др. (Bisnovatyi-Kogan G. S., Imshennik V. S., Nadiozhin D. K., Chechetkin V. M.), 1975, *Astrophys. Space Sci.*, **35**, 23
- Бисноватый-Коган и Чететкин (Bisnovatyi-Kogan G. S., Chechetkin V. M.), 1974, *Astrophys. Space Sci.*, **26**, 25
- Бисноватый-Коган и Чететкин (Bisnovatyi-Kogan G. S., Chechetkin V. M.), 1983, *Astrophys. Space Sci.*, **89**, 447
- Бисноватый-Коган (Bisnovatyi-Kogan G. S.), 2003, astro-ph/0310361, invited paper presented at the "Vulcano Workshop 2002", Vulcano, Italy, 20-25 May, 2002
- Бисноватый-Коган (Bisnovatyi-Kogan G. S.), 2004, astro-ph/0401369, invited paper presented at the "Frascati Workshop 2003", Vulcano, Italy, 26-31 May, 2003
- Бьорнсон и др. (Bjornsson G., Hjorth J., Jakobsson P., Christensen L., Holland S.), 2001, *ApJ*, **552**, L121-L124
- Бландфорд (Blandford R.D.), in "Lighthouses of the Universe", "The most Luminous Celestial Objects and Their Use for Cosmology", ed. M. Gilfanov, R. A. Sunayev, E. Churazov, p.381 (Berlin, Springer, 2002).
- Блинников и др. Блинников С.И., Козырева А.В., Панченко И.Е., 1999, *Астрон. Журнал*, **76**, 838 (astro-ph/9902378)
- Блум и др. (Bloom J. S., et al.), 1999, *Nature*, **401**, 453
- Блум и др. (Bloom J., Kulkarni S., Price P., et al.), 2002, *ApJ*, **572**, L45 (astro-ph/0203391)
- Галама и др. (Galama T.J., Groot P.J., van Paradijs J., et al.), 1998, *ApJ*, **497**, L13
- Гирланда и др. (Ghirlanda G., Celotti A., and Ghisellini G.), 2003, *A & A*, **406**, 879 (astro-ph/0210693)
- Гиселлини (Ghisellini G.), 2003, astro-ph/0301256, "Gamma Ray Bursts in the afterglow era?" - Third workshop. September 2002, Rome
- Гиселлини и др. (Ghisellini G., Lazzati D., Rossi E., and Rees M. J.), 2002, *A&A*, **389L**, 33 (astro-ph/0205227)
- Гнедин Ю.Н., 2005, *Бюлл. Спец. астрофиз. обсерв.*, **59**, 58
- Гнедин и Кийков (Gnedin Yu. N., Kiikov S. O.), 2001, *MNRAS*, **318**, p.1277
- Делла Валле и др. (Della Valle M., Malesani D., Benetti s., et al.), 2003, *Astron. & Astrophys.*, **406**, L33
- Дьорговский и др. (Djorgovski S.G., Kulkarni S.R., Bloom J.S., et al.), 2001, in "Gamma-Ray Bursts in the Afterglow Era: 2nd Workshop", eds. N. Masetti et al., *ESO Astrophysics Symposia*, Berlin: Springer Verlag, p. 218 (astro-ph/0107535).
- Жали и Пелетье (Gialis D., Pelletier G.), 2004, astro-ph/0405547, submitted to *ApJ*

- Зе и др. (Zeh A., Klose S., Hartmann D. H.), 2004, *ApJ*, **609**, 952 (astro-ph/0311610)
- Йошида и др. (Yoshida A., Namiki M., Yonetoku D., et al.), 2001, *ApJ*, **557**, 27 (astro-ph/0107331)
- Калуччи (Calucci G.), 1999, *Mod.Phys.Lett.A.*, **14**, p.2621
- Карриган и Кац (Carrigan B. J., and Katz J. I.), 1992, *ApJ*, **399**, 100
- Кастро-Тирадо и др. (Castro-Tirado A., Sokolov V.V., Gorosabel J., et al.), 2001, *A&A*, **370**, 398
- Крайдер и др. (Crider A., Liang E.P., and Smith I.A.), 1997, *ApJ*, **479**, L39
- Ксу (Xue S. S.), quant-ph/0106076, 2003.
- Лаццати и др. (Lazzatti D., Covono S., Ghisellini G., et al.), 2001, *A&A*, **378**, 996 (astro-ph/0109287)
- Лэмб и др. (Lamb D.Q., Donaghy T.Q., and Graziani C.), 2003a, astro-ph/0309463,
- Лэмб и др. (Lamb D.Q., Donaghy T.Q., and Graziani C.), 2003b, astro-ph/0312504
- Лэмб и др. (Lamb D.Q., Donaghy T.Q., and Graziani C.), 2003c, astro-ph/0312634, submitted to *ApJ*
- Лянг и др. (Liang E. W., Dai Z. G., Wu X. F.), 2004, *ApJ*, **606**, L25 (astro-ph/0403397)
- Литвик и Сари (Lithwick Y., and Sari R.), 2001, *ApJ*, **555**, 540
- Мазец Е.П. и Голенецкий С.В., 1987, *Итоги науки и техники, ред. Р.А.Сюняев, ВИНТИ, Москва, серия Астрономия*, 32, 16-42
- Mazets et al., astro-ph/0502541 (2005).
- Медведев (Medvedev M.V.), 2000, *ApJ*, **540**, 704, astro-ph/0001314
- Мешарос и Рис (Meszaros P., Rees M. J.), 1997, *ApJ*, **482**, L29
- Металидис и Бруно (Metalidis G., Bruno P.), 2003, *MNRAS*, **341**, 385
- Моисеенко и др. (Moiseenko S. G., Bisnovaty-Kogan G. S., Ardeljan N. V.), 2003, to appear in Proceedings "Supernovae", IAU Colloquium 192, eds. J.M. Marcaide, K.W. Weiler, astro-ph/0310142
- Норрис (Norris J.P.), 2003, astro-ph/0307279
- Норрис и Боннел (Norris J.P., & Bonnel J. T.), 2003, astro-ph/0312279
- Орли и др. (Hurley K., et al.), 1999, *Nature*, **397**, 41
- Пачиньский (Paczynski B.), 1992, *Acta Astron.*, **42**, 145
- Пачиньский (Paczynski B.), 1999, astro-ph/9909048
- Панаитеску и Кумар (Panaitescu A. & Kumar P.), 2001, *ApJ*, **554**, 667
- Панаитеску (Panaitescu A.), 2001, *ApJ*, **556**, 1002
- Панаитеску и Кумар (Panaitescu A. & Kumar, P.), 2002, *ApJ*, **571**, 779
- Пирани и Шеми (Piran T., and Shemi A.), 1993, *ApJ*, **403**, L67
- Пирани (Piran T.), 1996, in "Unsolved Problems in Astrophysics" Eds. Bahcall, J. N., and Ostriker, J. P., Princeton University Press, 343 (astro-ph/9507114)
- Пирани (Piran T.), 1999, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, **70**, 431
- Пирани (Piran T.), 2004, astro-ph/0405503, accepted for publication in *Reviews of Modern Physics*
- Пирани (Piran T.), 1999a, *Phys. Rep.*, **314**, 575 (astro-ph/9810256)
- Пиро и др. (Piro L., Costa E., Feroci M., et al.), 1999, *A&ASS*, **138**, 431
- Пиро и др. (Piro L., Garmire G., Garcia M., et al.), 2000, *SCIENCE*, **290**, 955
- Подсядловский и др. (Podsiadlowski Ph., Mazzali P.A., Nomoto K., et al.), 2004, *ApJ*, **607**, L17 (astro-ph/0403399)
- Порциани и Мадау (Porciani C. & Madau P.), 2001, *ApJ*, **548**, 522
- Постнов К.А., 1999, *Успехи Физических Наук*, **169**, 545
- Прис и др. (Preece R.D., Briggs M.S., Mallozzi R.S. et al.), 1998, *ApJ*, **506**, L23
- Прис и др. (Preece R.D., Briggs M.S., Mallozzi R.S. et al.), 2000, *ApJ Suppl.*, **126**, 19
- Прис и др. (Preece R.D., Briggs M.S., Giblin T.W., et al.), 2002, *ApJ*, **581**, 1248
- Рамирес-Руис и др. (Ramirez-Ruiz E., Dray E., Madau P., and Tout C.A.), 2001, *MNRAS*, **327**, 829 (astro-ph/0012396)
- Ричардсон и др. (Richardson D., Branch D., Casebeer D., et al.), 2002, *AJ*, **123**, 745 (astro-ph/0112051)
- Рохас и Кверц (Rojas P.H., Querts R.E.), 2004, hep-ph/0406284
- Райд (Ryde F.), 2004, *ApJ*, **614**, 827 (astro-ph/0406674)
- Сари (Sari R.), 2000, in Proc. of the 5th Huntsville Gamma-Ray Burst Symposium, astro-ph/0002165
- Соколов и др. (Sokolov V.V., Kopylov A.I., Zharikov S.V., Feroci M., Nicastro L., Palazzi E.), 1998 *Astron. & Astrophys.*, **334**, 117 (astro-ph/9802341)
- Соколов (Sokolov V.), 2001a, in proc. "Gamma-Ray Bursts in the Afterglow Era: 2nd Workshop", eds. Costa E., et al., ESO Astrophysics Symposia, Berlin: Springer Verlag, p. 132 (astro-ph/0102492)
- Соколов (Sokolov V.), 2001b, *Bull. Spec. Astrophys. Obs.* **51**, 38
- Соколов и др. (Sokolov V., Fatkhullin T., Castro-Tirado A., et al.), 2001, *A&A*, **372**, 438
- Соколов В.В., 2002, Докторская диссертация в <http://www.sao.ru/hq/grb/team/vvs/vvs.html>
- Станек и др. (Stanek K. Z., Matheson T., Garnavich P. M., et al.), 2003, *ApJ*, **591**, L17
- Тейлор и др. (Taylor G. B., Frail D. A., Berger E., & Kulkarni R.), 2004, astro-ph/0405300
- Томпсен и др. (Thompsons B., Hjorth J., Watson D., et al.), 2004, *A & A*, **419**, L21 (astro-ph/0403451)
- Томпсон (Thompson C.), 1994, *MNRAS*, **270**, p.480
- Усов (Usov V. V.), 2001a, *ApJ*, **550**, L179
- Усов (Usov V. V.), 2001b, *ApJ*, **559**, L135
- Усов (Usov V. V.), 1994, *MNRAS*, **267**, 1035
- Уиллинггейл и др. (Willingale R., Osborne J.P., O'Brein P.T.), 2004, *MNRAS*, **349**, 31 (astro-ph/0307561)
- Филдс и др. (Fields B.D., Daigne F., Casseé M., and Vangioni-Flam E.), 2002, *ApJ*, **581**, 389 (astro-ph/0107492)
- Фишман и Миган (Fishman G.J., & Meegan C.A.), 1995. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **33**, 415
- Фрейл и др. (Frail D. A., et al.), 2002, *ApJ*, **565**, 829
- Хейзе и др. (Heise J., in 't Zand J., Kippen R.M., and Woods P.M.), 2001, in Proc. of the Int. Workshop (Rome, 17-20 October 2000), astro-ph/0111246
- Хьорт и др. (Hjorth J., Sollerman J., Møller P., et al.), 2003, *Nature*, **423**, 847