

## ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

## Космические гамма-всплески

К.А. Постнов

*В статье описаны новейшие результаты наблюдений и теоретические модели космических гамма-всплесков и их послесвечений. Основное внимание уделяется космологической модели, в которой гамма-всплеск рассматривается как результат мощного энерговыделения ( $\sim 10^{51} - 10^{53}$  эрг) в компактной области ( $\sim 10^6 - 10^7$  см) за короткое время ( $\sim 10 - 100$  с). При этом образуется фотон-лептонный фаярбол, расширяющийся с ультрарелятивистской скоростью (лоренц-фактор  $\Gamma \gtrsim 100$ ). Взаимодействие релятивистской ударной волны с окружающей средой порождает наблюдаемое рентгеновское и оптическое послесвечения гамма-всплесков. Также обсуждаются возможные физические модели такого энерговыделения и связанные с ним проблемы.*

PACS numbers: 95.85.Pw, 98.70.Rz

## Содержание

1. Введение (545).
  2. Наблюдаемые свойства космических гамма-всплесков (547).  
2.1. Результаты BATSE. 2.2. Результаты ВерроSAX. 2.3. ROTSE и GRB 990123.
  3. Космологические гамма-всплески — релятивистские фаярболы (550).  
3.1. Проблема компактности и необходимость релятивистских движений. 3.2. Торможение релятивистского фаярбола в окружающей среде. 3.3. Послесвечения гамма-всплесков. 3.4. GRB 990123 и раннее оптическое послесвечение гамма-всплесков.
  4. Возможные астрофизические источники космологических гамма-всплесков (555).
  5. Заключение (556).
- Список литературы (557).

## 1. Введение

Можно без преувеличения утверждать, что проблема космических гамма-всплесков, известная на протяжении трех десятилетий, в последнее время стала самой "горячей темой" в астрофизике. Напомним, что речь идет о вспышках жесткого рентгеновского и гамма-излучения с энергией фотонов  $E > 30 - 50$  кэВ в большинстве своем с длительностью от нескольких секунд до сотен секунд, со сложным временным профилем (пере-

менность на масштабах до миллисекунд), неперiodических, приходящих с равной вероятностью с разных направлений на небе и регистрируемых на существующих внеатмосферных детекторах на уровне чувствительности от  $F_{\min} \simeq 10^{-7}$  эрг см<sup>-2</sup> до  $F_{\max} \sim 5 \times 10^{-4}$  эрг см<sup>-2</sup> в диапазоне 30–500 кэВ с частотой примерно 1 раз в сутки.

В отличие от относительно недавних крупных астрономических открытий, таких как квазары (1963 г.) или пульсары (1967 г.), основные физические параметры которых были довольно быстро осмыслены, природа космических гамма-всплесков, обнаруженных еще в конце 60-х годов, до сих пор окончательно не установлена. Еще в 1996 г. (см. подробный обзор [1] и ссылки там) даже такая основная макрохарактеристика явления, как выделяемая за время всплеска энергия в различных моделях различалась на двадцать порядков величины (!). Этот факт прежде всего был связан с особенностью астрономических наблюдений в жестком рентгеновском и гамма-диапазоне, точнее, с невозможностью достаточно точно локализовать положение источника гамма-излучения на небе. В лучшем случае, методом триангуляции (по сути дела по разности времен прихода сигнала) с нескольких приемников, установленных на разных космических аппаратах, удается определить область локализации (иногда говорят "бокс ошибок" — от англ. error box) гамма-всплеска на небе с точностью до долей градуса. С точки зрения астрономии, это очень большая площадка: среднее число только звезд Галактики, проецируемых на площадку в 1 кв. градус, составляет  $10^{11}/40000 \sim 2 \times 10^6$  (это число варьируется на несколько порядков в большую или меньшую сторону в зависимости от галактических координат). Того же порядка оказывается число галактик до предельных красных смещений. Поэтому, не имея никакой дополнительной информации о гамма-всплеске, совершенно невозможно определить, на каком расстоянии  $r$  находится его источник. Отсюда упомянутая выше неопреде-

К.А. Постнов, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга (ГАИШ),  
119899 Москва, Воробьевы горы, Российская Федерация  
Тел. (095) 939-50-06  
E-mail: pk@sai.msu.ru

Статья поступила 17 февраля 1999 г.

ленность в энергетике: выделяемая за время всплеска энергия

$$\Delta E_\gamma = F \times 4\pi r^2 \approx \\ \approx 10^{39} (\text{эрг с}^{-1}) \left( \frac{F}{10^{-7} \text{ эрг см}^{-2}} \right) \left( \frac{r}{10 \text{ кпк}} \right)^2$$

для источников внутри галактического диска, т.е. находящихся на расстояниях ближе 100 парсек<sup>1</sup> от Солнечной системы, и для источников на космологических расстояниях в несколько гигапарсек отличается в  $(10^9/100)^2 = 10^{14}$  раз, достигая в случае космологических расстояний  $10^{51}$  эрг и более. Столь большие энергии сразу же наводят на мысль о катастрофических событиях типа вспышек сверхновой, во время которых выделяется энергия  $\sim 0,15 M_\odot c^2 = 3 \times 10^{53}$  эрг (в основном, в виде нейтрино), или слияниях двойных нейтронных звезд или черных дыр из-за уноса орбитального момента импульса гравитационными волнами<sup>2</sup>.

К началу 1999 г. можно считать надежно установленным, что по крайней мере часть гамма-всплесков (все?) находится на космологических расстояниях. Это стало возможным благодаря долгожданному отождествлению некоторых гамма-всплесков с источниками в других (рентгеновском, оптическом, ИК и радио) диапазонах электромагнитного спектра — открытие так называемых слабых послесвечений (англ. afterglow)<sup>3</sup> гамма-всплесков, которые отличаются от всех известных астрономических источников прежде всего своим временным поведением. Отождествление происходит по схеме: гамма-всплеск (локализация несколько кв. градусов) — рентгеновское послесвечение (локализация несколько кв. минут дуги) — оптическое и радио-послесвечение (локализация несколько кв. секунд дуги) — поиск слабой "хозяйской галактики" (от англ. host galaxy) на хорошо определенном месте после угасания послесвечения или даже одновременно с ним.

Энерговыведение в  $10^{51} - 10^{54}$  эрг за характерное время порядка 10 с в электромагнитном диапазоне нетривиально и требует специального объяснения. Более того, оно не может пройти бесследно, если такой взрыв происходит даже в очень разреженной межзвездной среде с плотностью в 0,1–10 атомов в кубическом см.

В настоящей статье мы ставим двоякую цель: во-первых, познакомить читателя с результатами новейших наблюдений, появившимися за последние 2 года, а во-вторых, подробнее рассмотреть вопрос о космологических гамма-всплесках и обсудить физические процессы, сопровождающие энерговыведение порядка  $10^{51} - 10^{54}$  эрг в окружающей межзвездной среде. Мы

также рассмотрим обсуждаемые в литературе возможные источники космологических гамма-всплесков. Более подробно наблюдательные данные на конец 1998 г. и модель релятивистского фаербола изложены в обзоре Цви Пирана [2].

Из сказанного выше у читателя уже может возникнуть вопрос: коль скоро большая часть изложения посвящается космологическим гамма-всплескам, почему бы так и не назвать обзор? Ответ состоит в том, что, несмотря на огромный прогресс, об окончательном доказательстве космологической природы всех гамма-всплесков пока сказать нельзя. Есть пример гамма-всплеска (25 апреля 1998 г.), в область ошибок которого попала пекулярная сверхновая 1998bw редкого типа Ic в близкой галактике (на расстоянии 40 Мпк) [3]. Хотя область локализации слабеющего рентгеновского послесвечения, обнаруженного спутником ВерроSAX, находилась в 3' от сверхновой, вероятность случайного совпадения оценивается менее чем  $10^{-4}$ , поэтому связь этого гамма-всплеска и сверхновой полностью не исключена. Если так, то энерговыведение в гамма-диапазоне составляет  $10^{47}$  эрг, что намного меньше стандартного "космологического" значения. Есть также указания на то, что по своим статистическим свойствам часть гамма-всплесков распределена однородно и изотропно в евклидовом пространстве [4] (распределение источников на больших красных смещениях, разумеется, отличается от распределения в плоском евклидовом пространстве). Эти факты могут свидетельствовать о том, что гамма-всплески могут вызываться физически различными механизмами.

Прогресс в этой области астрофизики идет столь быстро, что любая публикация по этой тематике обречена на отставание к моменту выхода из печати. Поэтому мы постараемся познакомить читателя с надежно установленными физическими процессами, происходящими в космических гамма-всплесках. В первую очередь это относится к наиболее разработанным теоретическим моделям релятивистски расширяющейся электрон-позитронной плазмы (так называемая модель фаербола, огненного шара — от англ. fireball), взаимодействующей с окружающим веществом [5–10]. В этой модели удается достаточно адекватно воспроизвести многие наблюдаемые свойства как самих гамма-всплесков, так и их послесвечений в более мягких спектральных диапазонах [11–16]. Ответа на вопрос, как образуются такие фаерболы, пока нет. Мы намеренно не рассматриваем немногочисленный подкласс космических гамма-всплесков, так называемых повторных источников мягких гамма-всплесков, которые представляют собой нейтронные звезды со сверхсильными ( $\sim 4 \times 10^{14}$  Гс) магнитными полями (так называемые магнетары) типа SGR 1900+14 (см. [17, 18] и ссылки там). Кроме того, часть принимаемых гамма-всплесков вообще связана с "ближним" космосом — они возникают при солнечных вспышках или вообще в атмосфере Земли. Обсуждение этих интересных явлений — тема особого разговора.

В разделе 2 мы кратко перечисляем известные и приводим самые последние наблюдательные данные о гамма-всплесках и их послесвечениях. В разделе 3 мы рассматриваем модель релятивистского фаербола. Раздел 4 посвящен обсуждаемым моделям источников космических гамма-всплесков.

<sup>1</sup> 1 парсек (пк)  $\approx 206265$  а.е.  $\approx 3 \times 10^{18}$  см.

<sup>2</sup> В приведенных оценках мы полагали излучение изотропным. Очевидно, если излучение выделяется в конусе с углом  $\theta$ , оценка энерговыведения по принимаемому потоку уменьшается на фактор  $\theta^2/4$ . Этот коэффициент при энергии гамма-всплеска следует иметь в виду во всех приводимых ниже формулах.

<sup>3</sup> Возможен и другой, менее буквальный и более литературный перевод этого английского слова — "зарница". Можно пользоваться и им, несмотря на некоторые аллюзии на известную в прошлом пионерскую игру. Читатели среднего и старшего возраста, вероятно, помнят, в чем была суть этой игры.

## 2. Наблюдаемые свойства космических гамма-всплесков

История изучения гамма-всплесков четко делится на три периода. К первому относятся исследования до 1991 г., когда на орбиту была выведена американская космическая гамма-обсерватория им. А. Комптона (CGRO). На CGRO был установлен всенаправленный монитор BATSE (Burst And Transient Search Experiment), регистрирующий фотоны в области энергий от 30 до 500 кэВ. BATSE остается самым чувствительным гамма-детектором в этом диапазоне и способен регистрировать экспозиции до  $F_{\min} = 10^{-7}$  эрг см<sup>-2</sup> (т.е. порядка 1 кванта с энергией 100 кэВ). Средний темп регистрации гамма-всплесков прибором BATSE составляет примерно 0,8 событий в день.

### 2.1. Результаты BATSE

Главный результат, полученный BATSE, — надежное доказательство высокой *изотропии* распределения гамма-всплесков по небесной сфере. Значимых отклонений от изотропии в положении гамма-всплесков не найдено [19]. Второй важнейший наблюдательный факт — отсутствие *пространственной однородности* всей совокупности распределения источников гамма-всплесков, который выводится из зависимости  $\log(N > S) - \log S$ , интегрального распределения числа источников с экспозицией (поток) выше заданного. Смысл этого распределения прост. Если источники однородно заполняют евклидово пространство, то  $N(> S) \propto S^{-3/2}$ , поскольку число объектов в сфере радиуса  $r$  пропорционально  $r^3$ , а экспозиция от источника  $\propto r^{-2}$ . Очевидно, до тех пор, пока чувствительность детектора не достаточна, чтобы принимать излучение от источников, находящихся на внешней границе их пространственного распределения, наклон зависимости  $\log(N > S) - \log S$  не зависит от распределения источников по светимости<sup>4</sup>. По данным BATSE [20, 21] кривая  $\log(N > S) - \log S$  для источников из каталога BATSE значимо отличается от закона  $-3/2$ . Было показано [22], что распределение более ярких гамма-всплесков, зарегистрированных в эксперименте PVO, плавно переходит в распределение BATSE.

Результаты BATSE наиболее естественным образом объясняются в рамках модели космологического происхождения гамма-всплесков [23], хотя оставалась возможность объяснить высокую изотропию и кажущуюся неоднородность в пространственном распределении в рамках модели протяженного галактического гало [24, 25]. Однако после открытия оптических послесвечений гамма-всплесков и отождествления хозяйских галактик некоторых гамма-всплесков с большим красным смещением гипотеза галактического гало для всей совокупности источников оказалась отброшенной, и мы не будем на ней останавливаться.

### 2.2. Результаты ВерроSAX

Перейдем к третьему периоду в новейшей истории изучения явления космических гамма-всплесков, который начался в апреле 1996 г., когда был запущен итало-голландский специализированный спутник ВерроSAX. Имея чувствительность в несколько раз меньшую, чем BATSE, этот спутник обладает одной очень важной особенностью. На его борту наряду с гамма-детектором GRBM (40–700 кэВ) установлены небольшие рентгеновские телескопы: две широкоугольные камеры WFC (2–30 кэВ) и узконаправленные (поле 1 градус) спектрометры LECS (0,1–10 кэВ) и MECS (2–10 кэВ), которые обобщенно называют NFI (Narrow Field Instruments). Если GRBM регистрирует гамма-всплеск, записи WFC анализируются *post-facto* с целью поиска одновременного рентгеновского всплеска. Если таковой найден (точность положения составляет несколько минут дуги), узконаправленные спектрометры NFI наводятся на этот объект и могут регистрировать рентгеновские потоки до  $10^{-12}$  эрг см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup>. Весь процесс наведения рентгеновских телескопов занимает около 8 часов. Положение рентгеновского послесвечения определяется с точностью до 1 мин дуги. Последовательность регистрации различными инструментами иллюстрируется рис. 1 на примере недавнего сенсационного всплеска GRB 990123, зарегистрированного 23 января 1999 г.<sup>5</sup> (см. ниже).

Средний темп регистрации гамма-всплесков ИСЗ ВерроSAX составляет примерно 1 всплеск в несколько месяцев, и к началу 1999 г. зарегистрировано 17 всплесков, из них у 14 обнаружены рентгеновские послесвечения: GRB 970111, GRB 970228, GRB 970402, GRB 970508, GRB 971214, GRB 971227, GRB 980329, GRB 980425, GRB 980515, GRB 980519, GRB 980613, GRB 980703, GRB 981226 и GRB 990123<sup>6</sup>.

Все наблюдаемые рентгеновские послесвечения характеризуются *степенным* законом спада потока от времени  $\sim t^{-1,3}$ , их спектры описываются степенным законом с поглощением на низких энергиях<sup>7</sup> с показателем степени по фотонам  $\alpha_E \sim 2$ . Поскольку погрешность в координатах рентгеновского источника невелика (порядка 1 мин дуги), немедленно проводятся глубокие оптические наблюдения этой области наземными телескопами с целью отождествления рентгеновского источника с каким-либо оптическим объектом. Как правило, в область ошибок такого рентгеновского источника попадает до нескольких десятков слабых оптических объектов (в основном это, конечно, очень далекие галактики). Если, однако, какой-либо из этих объектов не был виден до возникновения гамма-всплеска, есть все основания полагать, что именно он и является оптическим послесвечением гамма-всплеска. Так были обнаружены оптические послесвечения для 9 из 14 указанных гамма-всплесков: GRB 970228, GRB 970508, GRB 971214, GRB 980326, GRB 980329, GRB 980519, GRB 980613, GRB 980703 и GRB 990123. В ряде случаев (GRB 970508, GRB 980329, GRB 980425, GRB 980519 и GRB 980703,

<sup>4</sup> Часто для исследования статистических свойств гамма-всплесков используют следующий эквивалентный дифференциальный тест:  $\langle (C_{\min}/C_{\max})^{3/2} \rangle$ , где  $C_{\min}$  означает пороговую скорость счета детектора, а  $C_{\max}$  — максимальную скорость отсчетов, зафиксированную в данном гамма-всплеске. Угловые скобки означают усреднение по всей выборке. Для однородного распределения источников в евклидовом пространстве  $\langle (C_{\min}/C_{\max})^{3/2} \rangle = 0,5$ .

<sup>5</sup> Общепринято обозначать космические гамма-всплески по дате их открытия.

<sup>6</sup> Кроме двух последних источников, см. [26] и ссылки там. Полную информацию о новых гамма-всплесках можно найти на странице GCN по адресу <http://gcn.gsfc.nasa.gov>.

<sup>7</sup>  $dN/dE = \exp[-\sigma(E)N_H]N(E)^{-\alpha}$ , где  $\sigma(E)$  — сечение поглощения,  $N_H$  — число атомов водорода на луче зрения.

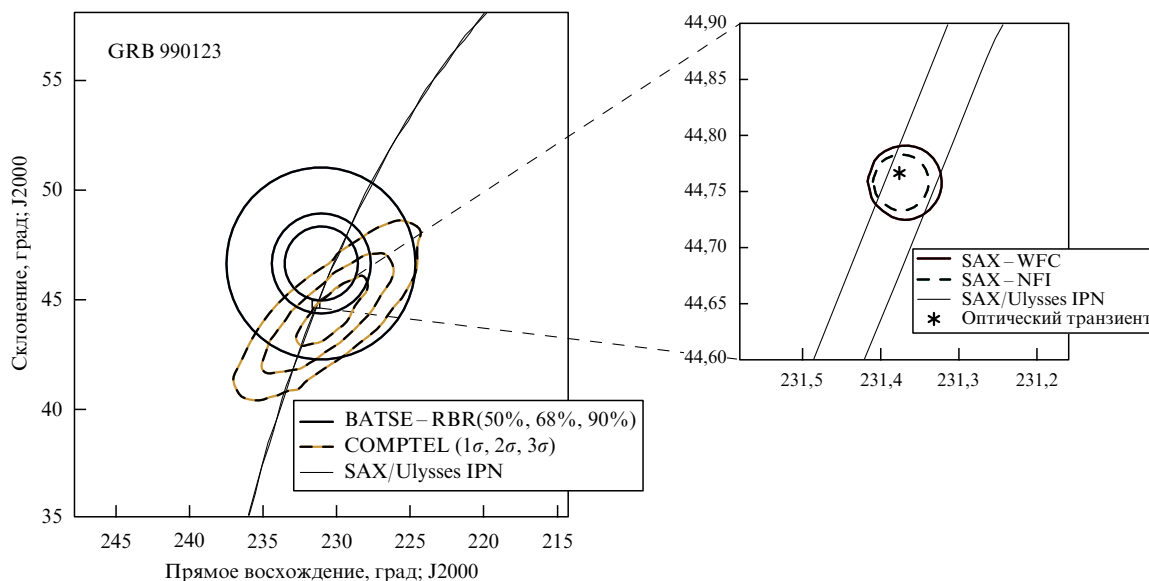


Рис. 1. Карта регистрации всплеска GRB990123 приборами CGRO (BATSE, COMPTEL), ВерроSAX (WFC и NFI), Ulysses и положение оптического транзиента.

GRB981220 и GRB990123) наблюдалось переменное послесвечение в радиодиапазоне. По спектрам гамма-всплесков четырех "хозяйских галактик", полученным на 10-м телескопе им. У. Кека, измерены красные смещения:  $z = 0,835$  (GRB970508),  $z = 3,42$  (GRB971214),  $z = 1,0964$  (GRB980613) и  $z = 0,966$  (GRB980703). Основное наблюдаемое свойство оптических послесвечений — степенной закон спада потока от времени  $\sim t^{-1,1 \div 1,4}$  и нетепловой спектр.

### 2.3. ROTSE и GRB990123

Настоящей сенсацией конца января 1999 г. стала регистрация мощнейшего гамма-всплеска GRB990123 всеми приборами космической обсерватории им. А. Комптона (BATSE, COMPTEL, OSSE) и прибором GRBM на спутнике ВерроSAX (см. рис. 1).

Всплеск двухпиковый, со сложной временной переменностью, длился около 100 с, во время всплеска спектр менялся от более жесткого к более мягкому. Проинтегрированный за время всплеска поток в диапазоне 20 кэВ–300 МэВ составил  $\sim 3 \times 10^{-4}$  эрг  $\text{см}^{-2}$ , т.е. он принадлежит к 0,3% самых ярких всплесков, зарегистрированных BATSE. Одновременно всплеск наблюдался прибором WFC на борту ВерроSAX, максимальный поток (1,5–26 кэВ) был  $\sim 3,4$  Краб, полный поток в этом диапазоне за время всплеска составил  $\sim 7 \times 10^{-6}$  эрг  $\text{см}^{-2}$ , несколько процентов от гамма-экспозиции.

Однако самое замечательное событие, сопровождавшее этот всплеск, — *одновременная* регистрация уже во время гамма-всплеска яркого оптического (в максимуме до  $\sim 9$  зв. величины) источника. Впервые за всю историю исследований гамма-всплесков удалось увидеть оптическое свечение самого гамма-всплеска (рис. 2). Это стало возможным благодаря использованию системы мгновенного оповещения о срабатывании триггеров BATSE (бывш. BACODINE — от BATSE COordinates DIstribution NEtwork, теперь GCN — от GRB COordinates NEtwork), к которой подключены многие обсерватории во всем мире. В данном случае сработала аппаратура ROTSE (Robotic Optical Transient Search Experiment),

установленная в Лос-Аламосской научной лаборатории США [27].

ROTSE состоит из четырех оптических фотокамер с диаметром 11,1 см. Поле зрения прибора 2 градуса, чувствительным элементом являются ПЗС-матрицы. ROTSE автоматически навелся на область локализации GRB990123 через 22,18 с после начала гамма-всплеска и делал 5-с выдержки каждые 25 с, затем более длительные 75-с выдержки в течение 10 мин после начала всплеска. Поразительно, что объект в оптике достиг максимума  $8^m,95$  ( $\sim 1$  Ян<sup>8</sup>) спустя примерно 50 с после начала гамма-всплеска, а затем стал спадать по степенному закону  $F_{\text{opt}} \sim t^{-2,0}$ . Экспозиция в оптике за время этой

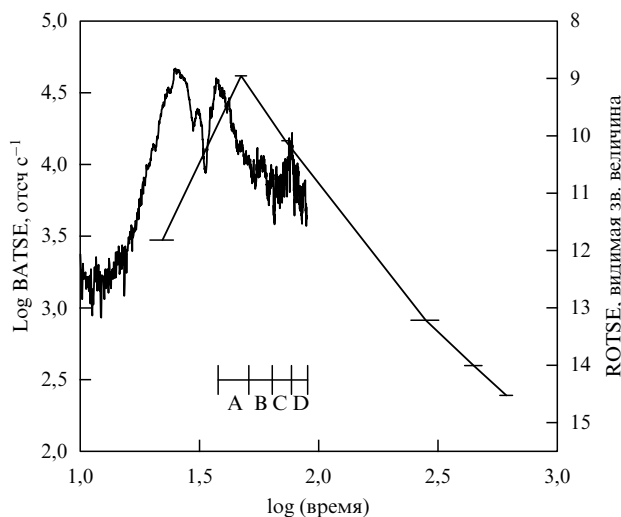


Рис. 2. Кривые блеска BATSE (50–300 кэВ) и ROTSE (в видимых звездных величинах) как функция логарифма времени (в секундах), прошедшего с момента срабатывания триггера BATSE #7343. Горизонтальные отрезки в точках ROTSE показывают длительность выдержки. Из работы [68].

<sup>8</sup> Поток в 1 Янский (1 Ян) равен  $10^{-23}$  эрг  $\text{см}^{-2}$   $\text{с}^{-1}$ .

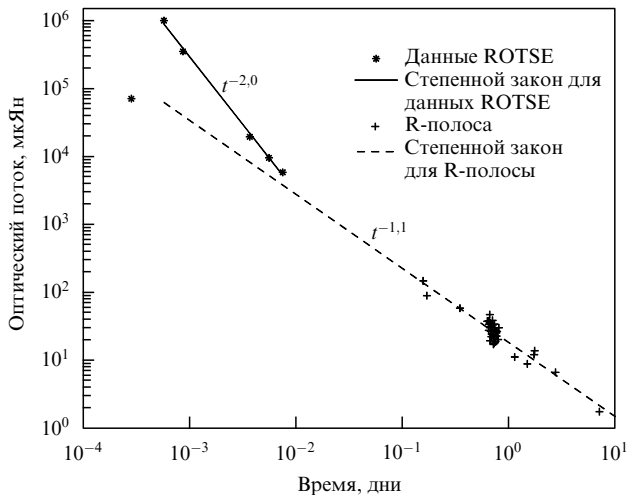


Рис. 3. Оптическая кривая блеска GRB 990123 в фильтре R. Из работы [67].

фазы составила  $\sim 2,5 \times 10^{-7}$  эрг  $\text{см}^{-2}$ , т.е. около  $7,7 \times 10^{-4}$  от экспозиции в гамма-диапазоне. Кривая блеска BATSE, наложенная на оптическую кривую ROTSE, приведена на рис. 2.

Последующие через 3 ч 46 мин наблюдения области локализации GRB 990123 другими наземными оптическими телескопами обнаружили на том же месте, что и ROTSE, оптический источник 18-й зв. величины в фильтре R, блеск которого уменьшался по более пологому степенному закону  $F_{\text{оп}2} \sim t^{-1,13}$  (рис. 3). В спектре оптического послесвечения были обнаружены системы линий поглощения, свидетельствующие о красном смещении  $z \approx 1,6$ . Через 2 недели после всплеска, когда блеск его оптического послесвечения ослаб до  $V \approx 25^m$  (т.е. почти в  $4 \times 10^6$  раз!), по наблюдениям с космического телескопа им. Хаббла было подтверждено наличие слабой "хозяйской галактики" [28]. Галактика имеет нерегулярный вид, ее центр находится в  $0'',6$  от центра оптического послесвечения. Возможно, это взаимодействующая галактика.

Рентгеновское послесвечение источника было чрезвычайно интенсивным, через 6 ч после начала всплеска рентгеновский поток составлял  $\sim 1,1 \times 10^{-11}$  эрг  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$  (около 0,8 мкЯн) и далее спадал со временем по степенному закону с показателем  $-1,1$ . Примерно по тому же закону спадало обнаруженное ИК-послесвечение этого гамма-всплеска. Радиопослесвечение было зарегистрировано на VLA только через сутки на уровне  $260 \pm 32$  мкЯн на частоте 8,46 Гц и после не наблюдалось.

Если принять красное смещение до этого всплеска  $z = 1,6$ , то при изотропном свечении энергия, выделенная в жестком рентгеновском и гамма-диапазоне (20–700 кэВ) составит  $\sim 3 \times 10^{54}$  эрг (в плоской космологической модели с постоянной Хаббла  $H_0 = 60 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ , плотностью материи в единицах критической плотности  $\Omega_0 = 0,3$  и космологической постоянной  $\Omega_\Lambda = 0,7$ ), что уже больше энергии массы покоя Солнца! Максимальная светимость во всплеске достигала  $6 \times 10^{53}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ . Даже в оптическом диапазоне поток в 1 Ян на таких расстояниях свидетельствует о светимости  $\sim 10^{51}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ , что намного превышает максимальную оптическую светимость во вспышках сверхновых ( $\sim 10^{45}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ ).

Была выдвинута гипотеза о гравитационном линзировании гамма-всплеска галактикой, находящейся на луче зрения [29], однако детальный анализ [30] показывает, что верхний предел на возможное усиление  $\mu < 60$ . Авторы [30] утверждают, что если в течение нескольких недель не будет обнаружена более слабая линзированная вспышка из этого места, то возможное усиление эффектом гравитационной линзы менее 10.

Таким образом, сложившаяся на сегодняшний день ситуацию с наблюдениями космических гамма-всплесков можно резюмировать следующими положениями.

1) Гамма-всплески представляют собой короткие (в среднем 1–100 с) вспышки гамма-излучения в диапазоне 30 кэВ–100 МэВ со сложными временными профилями с характерным временем переменности  $\sim 1$  мс. Самые слабые гамма-всплески, зарегистрированные BATSE, имеют экспозицию  $S \sim 10^{-7}$  эрг  $\text{см}^{-2}$ . Спектр гамма-всплесков нетепловой, переменный во времени, с максимальным энерговыделением в области 0,1–1 МэВ. От ярких всплесков принимаются фотоны с энергией 1 ГэВ и выше.

2) Гамма-всплески регистрируются с частотой  $\sim 1$  раз в сутки на уровне чувствительности  $\sim 10^{-7}$  эрг  $\text{см}^{-2}$ , их распределение по небесной сфере изотропно, распределение в пространстве значимо отличается от однородного в евклидовом пространстве (с уменьшением потока дефицит слабых всплесков по сравнению с однородным евклидовым распределением возрастает)<sup>9</sup>.

3) Почти во всех случаях регистрации гамма-всплесков с борта специализированного спутника ВерроSAX наблюдаются рентгеновские послесвечения, затухающие по степенному закону  $\sim t^{-1,3 \pm 0,1}$ . Примерно в половине случаев наблюдаются оптические послесвечения, затухающие на характерных временах 10–100 дней по тому же степенному закону, и переменное радиоизлучение. Во всплеске GRB 990123 наблюдалось яркое раннее оптическое послесвечение еще во время самого гамма-всплеска.

4) Для нескольких гамма-всплесков обнаружены "хозяйские галактики", в которых произошел гамма-всплеск. В трех случаях прямое измерение оптических спектров этих галактик позволило определить красные смещения этих галактик  $z = 0,835; 0,966; 3,42$ . В случае мощного GRB 990123 красное смещение по линиям поглощения в спектре оптического транзиента  $z \geq 1,61$ , и оценка полного энерговыделения в гамма-диапазоне  $\Delta E_\gamma \sim 3 \times 10^{54}$  эрг, что порядка энергии массы покоя Солнца  $M_\odot c^2 = 2 \times 10^{54}$  эрг. Если будет подтверждена изотропия излучения и отсутствие эффекта гравитационного линзирования, то это самый мощный гамма-всплеск, известный до сих пор.

5) Один гамма-всплеск (GRB 980425) совпал по времени и со вспышкой пекулярной сверхновой SN 1998bw типа Ic на расстоянии 40 Мпк. Это совпадение может носить не случайный характер.

6) Гравитационное линзирование гамма-всплесков пока не обнаружено.

<sup>9</sup> В работе [4] показано, что распределения  $\log N - \log S$  для различных по длительности и спектральным свойствам гамма-всплесков из 4-го каталога BATSE имеют разные наклоны. Большинство гамма-всплесков (короткие и длинные/жесткие) практически не отклоняются от закона 3/2, в то время как длинные всплески с жесткими спектрами отклоняются от однородного евклидова распределения наиболее сильно.

### 3. Космологические гамма-всплески — релятивистские фаерболы

#### 3.1. Проблема компактности и необходимость релятивистских движений

Для объяснения огромного энерговыделения (больше  $10^{51}$  эрг для космологических гамма-всплесков) в области энергий за порогом рождения электрон-позитронных пар  $E > 500$  кэВ за короткое время  $\Delta T \sim 1-10$  с уже с конца 70-х годов рассматривалась гипотеза, что гамма-всплески могут представлять собой расширяющиеся облака плазмы из электрон-позитронных пар и фотонов (так называемые огненные шары или фаерболы) [31–33]. Однако для нерелятивистски расширяющегося фаерболо (как в космологической модели, так и в моделях галактического гало) возникает непреодолимая проблема компактности, связанная с объяснением наблюдаемых нетепловых видов спектров [34, 35].

В принципе, тепловые электроны с температурой  $T_e$  в оптически толстой по рассеянию среде могут при многократном рассеянии создавать степенные спектры вплоть до энергий  $\sim 3kT_e$  (см., например, [36]), но наблюдаемые степенные спектры у ярких гамма-всплесков тянутся до энергий  $\gtrsim 1$  ГэВ, а значит, и температура электронов должна быть того же порядка. Но при таких температурах нетепловые распределения более вероятны. Поэтому обычно считают, что спектры гамма-всплесков нетепловые и возникают в оптически тонкой плазме. Здесь следует, однако, заметить, что при релятивистском расширении плазмы можно получить наблюдаемые степенные спектры и для оптически толстой излучающей области [37, 38].

Рассмотрим энерговыделение  $\Delta E$  в малой области пространства. Характерное время переменности излучения гамма-всплеска  $\delta T \sim 10$  мс ограничивает размер излучающей области сверху  $R_e < c\delta T \approx 3 \times 10^8$  см (для нерелятивистского случая). Фотоны с энергией  $E_\gamma$  будут взаимодействовать с фотонами более низких энергий  $E_i$  и породить  $e^+e^-$ -пары при условии

$$E_\gamma > \frac{2(m_e c^2)^2}{E_i(1 - \cos \chi)} \simeq \frac{4(m_e c^2)^2}{E_i \chi^2}, \quad (1)$$

где  $\chi$  — угол между волновыми векторами фотонов. Пусть доля таких фотонов в спектре будет  $f_p$ . Тогда средняя оптическая толщина по процессу  $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$

$$\tau_{\gamma\gamma} = f_p \frac{\Delta E \sigma_T}{4\pi R_e^2 m_e c^2} \approx 5 \times 10^{14} \left( \frac{\Delta E}{10^{51} \text{ эрг}} \right) \left( \frac{\delta T}{10 \text{ мс}} \right)^{-2}. \quad (2)$$

Здесь  $\sigma_T$  — томсоновское сечение. Аналогичную оценку можно получить иным путем, вычисляя оптическую толщину для очень энергичных фотонов ( $E_\gamma > 1$  ГэВ), которые наблюдаются в спектрах гамма-всплесков, по отношению к рождению пар на более мягких фотонах [39, 40].

Проблема компактности связана с очень малым размером излучающей области и на самом деле возникает потому, что мы оцениваем этот размер по нерелятивистской формуле. Если фаербол расширяется с ультрарелятивистскими скоростями, проблема компактности не возникает. Это связано с тем, что в случае движения с большими скоростями изменяется оценка характерного

размера излучающей области по наблюдаемому времени переменности излучения. Действительно, рассмотрим оболочку толщины  $R$ , движущуюся со скоростью  $v$ . Тогда измеренная в лабораторной системе разница времени  $\delta T$  прихода двух фотонов, испущенных вдоль луча зрения одновременно в сопутствующей системе отсчета с внешней и внутренней части расширяющейся оболочки, связана с размером оболочки простым (нерелятивистским!) кинематическим соотношением

$$\delta T = \frac{R}{v} - \frac{R}{c} = \frac{R}{c} \left( \frac{c}{v} - 1 \right) = \frac{R}{c} \left( \frac{\Gamma}{\sqrt{\Gamma^2 - 1}} - 1 \right) \simeq \frac{R}{2\Gamma^2 c}. \quad (3)$$

Здесь мы ввели лоренц-фактор  $\Gamma = 1/\sqrt{1 - (v/c)^2}$  и последняя часть равенства справедлива для ультрарелятивистского движения  $\Gamma \gg 1$ . Заметим, что если оболочка оптически толстая, а наблюдаемая переменность излучения вызвана угловой неоднородностью излучающей области, связь характерного времени переменности с размером оболочки в пределе больших лоренц-факторов остается той же самой [36]. Это легко доказывается с учетом хорошо известного факта, что излучение от релятивистски движущегося источника сосредоточено в узком конусе с размером  $\theta \sim 1/\Gamma$ .

Далее, при релятивистском движении среды наблюдаемая энергия фотона в лабораторной системе в  $\Gamma$  раз больше излучаемой энергии в собственной системе  $h\nu_{\text{obs}} \approx \Gamma h\nu_{\text{em}}$ . Соответственно уменьшается доля фотонов с энергией, достаточной для рождения пар. Для степенных спектров гамма-всплесков  $\propto \nu^{-\alpha}$  доля фотонов выше порога рождения пар в собственной системе источника, тем самым  $f_p^{(\text{em})} = f_p^{(\text{obs})}/\Gamma^{2\alpha}$ . Подставляя это соотношение и соотношение (3) в (2), получаем выражение для оптической толщины источника в собственной системе:

$$\tau_{\gamma\gamma}^{(\text{em})} = \frac{\tau_{\gamma\gamma}^{(\text{obs})}}{\Gamma^{4+2\alpha}}. \quad (4)$$

Для наблюдаемого среднего наклона фотонного спектра  $\alpha = 1,8 - 2$  [41] получаем, что  $\tau_{\gamma\gamma}^{(\text{em})} < 1$  при  $\Gamma \gtrsim 100$ , и таким образом ультрарелятивистское расширение источника решает проблему компактности.

Заметим, что аналогичные ограничения на лоренц-фактор расширения фаерболо получаются из требования свободного выхода высокоэнергичных гамма-квантов с энергией  $E_\gamma \gtrsim 1$  ГэВ. Действительно, как следует из выражения (1), при взаимодействии двух фотонов пара не рождается, если угол между волновыми векторами фотонов в лабораторной системе отсчета  $\chi \lesssim 2m_e c^2 / \sqrt{E_i E_\gamma}$ . При релятивистском движении фотонов взаимодействие в принципе возможно для углов  $\chi \lesssim 1/\Gamma$ . Тогда для типичных энергий фотонмишеней  $E_i \sim 1$  МэВ получаем, что из движущейся среды могут свободно выходить фотоны с энергией

$$E_\gamma \lesssim 10^4 \text{ (МэВ)} \left( \frac{\Gamma}{100} \right)^2 \left( \frac{E_i}{1 \text{ МэВ}} \right). \quad (5)$$

Таким образом, оптически тонкие нетепловые спектры гамма-всплесков и наблюдаемые высокоэнергичные фотоны фактически *требуют* наличия ультрарелятивистского расширения облака фотон-лептонной плазмы [32, 33, 42]. Этот факт является ключевым для

построения моделей космологических гамма-всплесков. В частности, отсюда вытекает ограничение на количество барионов, вовлеченных в расширение фаербола. Выделение энергии  $\Delta E_\gamma \gtrsim 10^{51}$  эрг в гамма-квантах за время гамма-всплеска  $t_b$  намного превышает эддингтоновскую светимость  $L_\gamma = \Delta E_\gamma / t_b \gg 10^{38} (M/M_\odot)$  эрг  $\text{с}^{-1}$  для любых разумных значений длительности всплеска и масс возможных астрофизических источников. Это означает, что давление излучения будет ускорять барионы до предельных лоренц-факторов  $\Gamma_{\text{lim}} \sim (L_\gamma / L_{\text{Ed}})^{1/3} \gg 1$ <sup>10</sup>. Наиболее энергетически экономное предположение состоит в том, что кинетическая энергия движения барионов должна быть порядка энергии излучения и более того, именно конверсия кинетической энергии барионов в излучение и является источником наблюдаемых гамма-квантов<sup>11</sup>. Как было показано в работах [43, 44], наличие барионов в оптически толстом фотон-лептонном фаерболе всегда приводит к их ускорению, и если барионов много (говорят, фаербол "загрязнен барионами"), то скорость расширения нерелятивистская  $v \sim \sqrt{E/M_b} \ll c$  и фаербол остается оптически толстым. Если барионов достаточно мало, расширение может стать ультрарелятивистским с лоренц-фактором  $\Gamma \sim E/(M_b c^2) \gg 1$  и по достижении ультрарелятивистских скоростей первоначально оптически толстая среда просветляется.

Предположение о конверсии кинетической энергии движения барионов в излучение легло в основу модели Месароша и Риса [5, 6] о генерации гамма-всплеска при взаимодействии релятивистской ударной волны с окружающим межзвездным (межгалактическим) веществом (модель внешней ударной волны). Оно также используется в альтернативной модели внутренних ударных волн [45, 7, 8], в которой гамма-всплеск порождается при взаимодействии внутренних релятивистских ударных волн до начала торможения во внешней среде. Вводя коэффициент конверсии кинетической энергии барионов в излучение  $\epsilon_{b\gamma}$ , можно записать

$$M_b = \frac{E_\gamma}{\epsilon_{b\gamma} c^2 \Gamma} \approx \frac{5 \times 10^{-6} M_\odot}{\epsilon_{b\gamma}} \left( \frac{E_\gamma}{10^{51} \text{ эрг}} \right) \left( \frac{\Gamma}{100} \right)^{-1}. \quad (6)$$

Большое выделение энергии ( $\sim 10^{51} - 10^{53}$  эрг) естественным образом может сопровождаться малым выделением барионов в некоторых электродинамических моделях (см. раздел 4).

### 3.2. Торможение релятивистского фаербола в окружающей среде

На начальном этапе расширение фаербола происходит адиабатически, при этом физические условия изменяются по тем же законам, что и в ранней Вселенной на радиационно-доминированной стадии [32, 44]. Пусть масса покоя барионов в фаерболе изначально много меньше

плотности энергии излучения:  $M_b \ll E_r(R_0) \sim T^4 R_0^3$ , где  $T_0$  — начальная температура и  $R_0$  — начальный радиус. Из закона сохранения энергии при расширении, записанного в лабораторной системе отсчета, следует  $\Gamma(R)E(R) = E_0 = M_b c^2 + E_r(R_0) \sim T_0^4 R_0^3$ . Так как при адиабатическом расширении  $T_0 R_0 = T(R)R$ , получаем зависимость роста лоренц-фактора на стадии разгона  $\Gamma(R) \propto R$ . Как только начальная энергия излучения передается барионам, ускорение прекращается и фаербол расширяется с постоянным лоренц-фактором  $\eta = E_0/M_b c^2$  до тех пор, пока запасенный импульс не будет передан веществу, сгребенному ударной волной, и начнется фаза торможения. В этом смысле расширение остатка сверхновой в межзвездной среде. Однако специфика ультрарелятивистского движения состоит в том, что передача импульса эффективно происходит, когда масса нагретого газа оказывается равной  $\Delta M_{\text{ext}} \approx M_b/\eta \ll M_b$ <sup>12</sup>. Это происходит на расстоянии, при котором энергия выметенного вещества (в лабораторной системе отсчета) равна начальной энергии фаербола:

$$\frac{4}{3} \pi R_{\text{dec}}^3 (\eta n_0) (\eta m_p c^2) = E_0 \quad (7)$$

( $n_0$  есть плотность барионов в собственной системе отсчета, поэтому при переходе к лабораторной системе возникает дополнительный лоренц-фактор), откуда

$$R_{\text{dec}} \approx 10^{17} \text{ см} \left( \frac{E_0}{10^{53} \text{ эрг}} \right)^{1/3} \left( \frac{n_0}{1 \text{ см}^{-3}} \right)^{-1/3} \left( \frac{\eta}{100} \right)^{-2/3}. \quad (8)$$

К этому моменту лоренц-фактор фаербола уменьшается примерно вдвое. Соответствующее динамическое время в системе наблюдателя  $t_{\text{dec}} \approx R_{\text{dec}}/c\Gamma^2$  может быть порядка секунд для типичных параметров, и того же порядка может быть время самого гамма-всплеска. Однако этот сценарий внешней ударной волны сталкивается с трудностями при попытках воспроизвести сложную временную структуру профиля [46], хотя он, возможно, и пригоден для описания гамма-всплесков с гладкими временными профилями.

Более популярен в настоящее время сценарий, в котором гамма-всплеск генерируется при взаимодействии внутренних ударных волн, возникающих при взаимодействии релятивистских оболочек, выбрасываемых центральным источником в течение времени  $\Delta T$  [7]. В этом механизме временная структура гамма-всплеска непосредственно отражает импульсное выделение энергии центральным источником, порождающим релятивистские оболочки и являющимся энергетическим резервуаром для всплеска. Быстрая оболочка с лоренц-фактором больше  $2\eta$  догоняет более медленную с лоренц-фактором  $\eta$ , которая была выброшена источником за интервал времени  $\delta t$  до быстрой, на расстоянии  $R_{\text{int}} \sim 2\eta^2 c \delta t \sim 3 \times 10^{14} (\text{см}) \delta t (\eta/100)^2$ . На этих расстояниях происходит генерация одного импульса гамма-излучения. Наблюдаемая характерная переменность в лабораторной системе при этом  $t_{\text{var}} \sim R_{\text{int}}/2c\eta^2 \sim \delta t$  и не

<sup>10</sup> Степень 1/3 возникает из-за уменьшения энергии налетающего на движущийся электрон фотона и уменьшения потока фотонов в  $\Gamma$  раз. Поэтому следует учесть фактор  $1/\Gamma^2$  в выражении для ускорения в системе движущегося электрона (см. [36], задача 4.4а).

<sup>11</sup> Иной подход состоит в допущении доминирования кинетической энергии движения барионов над энергией излучения  $\Gamma M_b c^2 \gg \Delta E_\gamma^{(\text{obs})}$  (например, [37, 42]), тогда процесс становится чрезвычайно энергетически неэкономным и требует колоссального энерговыделения, что крайне маловероятно.

<sup>12</sup> Это неочевидное на первый взгляд соотношение элементарно выводится из закона сохранения энергии-импульса при взаимодействии оболочки с окружающим веществом (см., например, [2]).

зависит от лоренц-фактора, а наблюдаемая длительность в лабораторной системе равна времени работы центрального источника  $\Delta T$ . Поэтому из анализа временной структуры всплеска ничего нельзя сказать о начальном лоренц-факторе релятивистского выброса. В рамках этого сценария удастся получить даже очень сложный временной профиль импульса [46, 47] и предсказывается раннее оптическое послесвечение гамма-всплесков, которое действительно наблюдалось от GRB 990123 (см. ниже).

### 3.3. Послесвечения гамма-всплесков

Кинетическая энергия, переданная окружающему веществу на фазе торможения внешней ударной волны, выделяется в виде мягкого послесвечения гамма-всплеска. На фронте релятивистских ударных волн происходит эффективное ускорение частиц до высоких энергий и формируются нетепловые распределения электронов вплоть до лоренц-факторов  $10^3 - 10^5$  [48]. В сгребенном газе всегда присутствует магнитное поле и тем самым запасенная кинетическая энергия высвечивается синхротронным механизмом, приводя к наблюдаемому послесвечению в мягком рентгеновском и оптическом диапазонах.

Послесвечения гамма-всплесков при взаимодействии релятивистской ударной волны с межзвездной средой могут быть рассмотрены в полной аналогии с остатком вспышки сверхновой. Механизм самого гамма-всплеска для этой задачи не существен (как и механизм взрыва сверхновой). На временах много больших времени энерговыделения в гамма-всплеске структура энерговыделения "забывается", важно лишь, какая энергия и импульс переданы окружающему веществу. Это обстоятельство позволило детально рассчитать наблюдаемые эффекты послесвечения гамма-всплесков еще до открытия первого послесвечения от GRB 970228 (см. [11] и ссылки там)<sup>13</sup>.

В "стандартной модели" послесвечение гамма-всплесков на более низких энергиях (рентген, оптика) возникает из-за синхротронного излучения электронов на фронте релятивистской ударной волны, тормозящейся в межзвездной среде. В ударной волне формируется степенное распределение электронов  $\propto \Gamma^p$  в диапазоне энергий  $[\Gamma_{\min}, \Gamma_{\max}]$ . Модель имеет всего два свободных параметра: 1) отношение плотности энергии хаотического магнитного поля к полной тепловой энергии газа за фронтом ударной волны  $\epsilon_B$  и 2) доля полной тепловой энергии  $\epsilon_e$ , содержащаяся в хаотических движениях электронов (иными словами, отношение тепловой энергии электронной и протонной компонент).

Используя соотношения на фронте релятивистской ударной волны [50] и параметры равномерного распределения  $\epsilon_B$  и  $\epsilon_e$ , можно записать выражения для гидродинамических и магнитных параметров за фронтом как функции времени наблюдения  $t_s$ , лоренц-фактора  $\Gamma$  и плотности окружающей среды  $n_1$  [51]: напряженность магнитного поля

$$B = 4\Gamma \sqrt{2\pi\epsilon_B n_1 m_p c^2}, \quad (9)$$

лоренц-фактор электронов

$$\gamma_e = 610 \epsilon_e \Gamma, \quad (10)$$

максимальная частота синхротронного излучения одного электрона (в лабораторной системе)

$$v_{\max} = \frac{eB}{m_e c} \gamma_e^2 \Gamma \approx 10^{19} \Gamma \left( \frac{\epsilon_e}{0,1} \right)^2 \left( \frac{\epsilon_B}{0,1} \right)^{1/2} \times \left( \frac{\Gamma}{300} \right)^4 \left( \frac{n_1}{1 \text{ см}^{-3}} \right)^{1/2}. \quad (11)$$

Мощность синхротронного излучения одного электрона в собственной системе отсчета

$$P_s = \frac{4}{3} \sigma_T c U_B \gamma_e^2, \quad (12)$$

где  $U_B = B^2/8\pi$  — плотность энергии магнитного поля,  $\sigma_T$  — томсоновское сечение. Время остывания одного электрона в собственной системе  $t_c = \gamma_e m_e c^2 / P_s$ , а в лабораторной системе в  $\Gamma$  раз короче:

$$t_c = \frac{3m_e c}{4\sigma_T U_B \gamma_e \Gamma}. \quad (13)$$

Из этого выражения можно получить значение лоренц-фактора  $\gamma_e$ , до которого остывает электрон, и подставить это выражение в формулу (11). Получается характерная частота, называемая частотой охлаждения:

$$v_c \approx 10^{17} \Gamma \left( \frac{\epsilon_B}{0,1} \right)^{-3/2} \left( \frac{\Gamma}{300} \right)^{-4} \left( \frac{n_1}{1 \text{ см}^{-3}} \right)^{-3/2} \left( \frac{t}{1 \text{ с}} \right)^{-2}. \quad (14)$$

Спектр синхротронного излучения электронов, ускоренных на фронте релятивистской ударной волны, будет определяться тем, успеет ли произойти синхротронное охлаждение электронов за характерное динамическое время, т.е. соотношением между частотами  $v_{\max}$  и  $v_c$ . На ранней стадии развития фаербола (во время генерации самого гамма-всплеска) для типичных параметров всегда  $v_c < v_{\max}$ , охлаждение быстрое, и все электроны мгновенно остывают до  $\gamma_e < \Gamma_{\min}$ , спектр состоит из четырех степенных интервалов с максимумом потока на  $v_c$  и максимумом энерговыделения  $vF_v$  на частоте  $v_{\max}$  (см. подробнее в [2]).

На более поздних стадиях (образование послесвечения) охлаждение электронов за передним фронтом внешней ударной волны медленное,  $\Gamma_{\min} < \gamma_e$ , охлаждение успевает только электроны с  $\gamma_e > \gamma_e$ , а большинство электронов с  $\gamma_e \sim \gamma_{\min}$  остаются горячими. Спектр состоит также из четырех степенных участков, однако теперь максимум излучаемого потока приходится на  $v_{\max}$ , а максимум излучаемой энергии — на  $v_c$ .

В обоих режимах спектр на низких частотах из-за синхротронного самопоглощения растет как  $F_v \sim \nu^{5/2}$  или  $F_\nu \sim \nu^2$  вплоть до частоты  $\nu_a$ <sup>14</sup>, затем рост стано-

<sup>13</sup> Отметим, что пионерская работа по рассмотрению эффектов вспышки гамма-излучения с энергией  $10^{51}$  эрг на межзвездную среду была выполнена Г.С. Бисноватым-Коганом и А.Н. Тимохиным [49].

<sup>14</sup> Квадратичная зависимость от частоты возникает в случае, когда самопоглощение происходит электронами из низкоэнергичной части распределения, которые эффективно излучают на более высоких энергиях (см. [9, 52]).



вится более пологим  $F_\nu \sim \nu^{1/3}$ , отражая частотную зависимость синхротронного спектра одного электрона с энергией  $\gamma_e m_e c^2$ . Этот рост продолжается до частоты  $\nu_c$  (быстрое остывание) или  $\nu_{\max}$  (медленное остывание). Далее спектр спадает по закону остывающего синхротронного излучения:  $F_\nu \sim \nu^{-1/2}$  (быстрое охлаждение — до частоты  $\nu_{\max}$ ) или  $F_\nu \sim \nu^{-(p-1)/2}$  (медленное охлаждение — до частоты  $\nu_c$ ). Выше этих частот спектр становится круче:  $F_\nu \sim \nu^{-p/2}$  [53].

По мере расширения оболочки спектр смещается как целое в низкочастотную область, поэтому в фиксированной полосе приемника поток будет убывать как степенная функция времени, причем показатель степени будет изменяться по мере прохождения частот изломов  $\nu_a, \nu_{\max}, \nu_c$ .

Модель подразумевает сферическую симметрию и остается верной для случая коллимированного излучения с углом раствора  $\theta$  до тех пор, пока лоренц-фактор расширения  $\Gamma > 1/\theta$ . После этого момента временное поведение послесвечения должно сильно изменяться [54].

Эта простейшая модель оказалась весьма успешной в количественном описании послесвечений ряда гамма-всплесков (GRB 970228, GRB 970508 и др.) [16]. Более того, из наблюдений временного поведения послесвечений на различных частотах были получены ограничения на физические параметры гамма-всплеска и окружающей межзвездной среды — определены параметры  $n_0, \epsilon_B, \epsilon_e$  и  $p$  [14, 55], их значения оказались вполне разумными ( $\epsilon_e \sim 0,6, \epsilon_B \sim 0,1, n_1 \sim 5$  для GRB 970508 [55, 56]). Тот факт, что сферически-симметричная модель хорошо описала поведение послесвечения от GRB 970508 на временах порядка 200 дней вплоть до момента, когда поток от послесвечения стал неразличим на фоне предполагаемой "хозяйской галактики", рассматривается в настоящее время как веский аргумент в пользу сферической симметрии этого гамма-всплеска. Однако воспроизвести растущий поток в оптике на ранних фазах послесвечения GRB 970508 в рамках стандартной модели не удается [56]. Остановка падения потока рентгеновского послесвечения GRB 981226 [57] также не описывается простейшей моделью внешней ударной волны.

В дополнение к возможной асимметрии самого всплеска неоднородности окружающей гамма-всплеск среды могут привести к значительным отклонениям от стандартной модели. Как одну из альтернативных возможностей получения эффекта послесвечения гамма-всплеска мы рассмотрели прогрев гамма-излучением оптической звезды (так называемая модель мини-сверхновой [58]). Такая ситуация возникает, когда гамма-всплеск происходит в тесной двойной системе, например при индуцированном аккрецией коллапсе белого карлика в нейтронную звезду [59] или в недавно предложенной электродинамической модели [60]. Прогрев внешних слоев звезды осуществляется жесткими гамма-квантами или релятивистскими частицами (в обоих случаях коэффициент поглощения  $\kappa \sim 2 \text{ г см}^{-2}$ ). Внешние части звезды начинают быстро расширяться и высвечивают запасенную тепловую энергию по мере расширения. Конкретно был произведен численный расчет вложения тепловой энергии  $\Delta E = 10^{50}$  эрг во внешние слои с массой  $10^{-3} M_\odot$  красного гиганта с радиусом  $4000 R_\odot$ . Расчет велся с помощью нерелятивистского гидродинамического кода STELLIA с учетом переноса излучения [61]. Полученная кривая блеска хорошо описывает первые 20 дней сте-

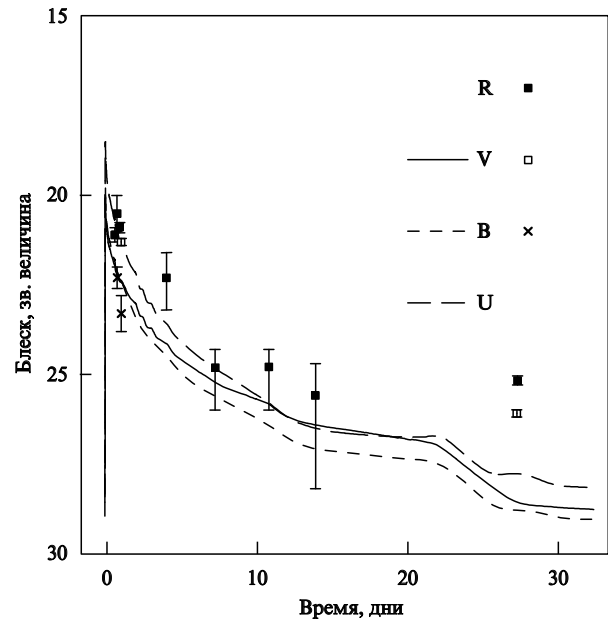


Рис. 4. Оптические U, B, V, R кривые блеска послесвечения GRB 970228 в модели мини-сверхновой. В этой модели во внешние слои  $10^{-3} M_\odot$  красного гиганта с радиусом  $4000 R_\odot$  вкладывается  $10^{50}$  эрг. Расстояние 1 Гпк. Наблюдаемые B, V, R величины из [62]. Рисунок из работы [58].

пенного падения послесвечения GRB 970228 (рис. 4). Если освещается звезда меньшего радиуса, скорость расширения оболочки может стать релятивистской. В этом случае гамма-всплеск "индуцирует" релятивистское расширение малого количества барионов ( $\sim 10^{-5} M_\odot$ ), и образующаяся релятивистская ударная волна в межзвездной среде будет создавать эффекты послесвечения в соответствии с вышеописанной стандартной моделью релятивистского фаербола. Этот результат демонстрирует возможное разнообразие механизмов образования оптических послесвечений гамма-всплесков.

В настоящее время из 17 гамма-всплесков, зарегистрированных с борта ИСЗ ВерроSAX, у 14 наблюдались послесвечения на более низких энергиях. Отсутствие заметных послесвечений у некоторых мощных гамма-всплесков (например, у GRB 970111) может свидетельствовать о необычных условиях, в которых произошел гамма-всплеск, например о крайней разреженности окружающей межзвездной среды. Такая ситуация может возникать в модели слияния двух нейтронных звезд, которые за  $\sim 10^9$  лет после образования в плоскости галактики вылетели за ее пределы или вообще являются реликтом раннего звездообразования в обедненных газом эллиптических галактиках. Этот эффект был рассчитан в работе [63], в которой доля эллиптических галактик среди "хозяйских галактик" послесвечений гамма-всплесков оценивается в 10–15%. Тем самым накопление данных о морфологическом типе "хозяйских галактик" может служить независимым тестом моделей гамма-всплесков.

### 3.4. GRB 990123 и раннее оптическое послесвечение гамма-всплесков

Мощнейший гамма-всплеск GRB 990123 (см. выше) оказался настоящим "пробным камнем" модели реляти-

вистского фаербола. Модель стала самой популярной в 1997 г., сразу же после открытия оптического послесвечения от GRB 970228, поскольку сам эффект послесвечения и его основные свойства были предсказаны в рамках этой модели еще до обнаружения послесвечений [11]. Новым успехом модели является предсказание Сари и Пирана буквально за несколько недель до открытия GRB 990123 [64, 65] раннего оптического послесвечения от длинных гамма-всплесков с возможным временным пересечением гамма- и оптического излучения. Сари и Пиран предполагают, что само гамма-излучение генерируется при взаимодействии внутренних ударных волн в центре фаербола. В гамма-всплесках большой длительности (десятки и сотни секунд) догоняющие друг друга и взаимодействующие между собой оболочки, рожденные релятивистским ветром из центрального источника, формируют за время гамма-всплеска  $t_\gamma$  относительно протяженную квазиоднородную оболочку толщиной  $\Delta \sim t_\gamma c$ , движущуюся как целое с лоренц-фактором  $\Gamma$ . Взаимодействие внешней ударной волны от этой оболочки с межзвездной средой приводит к появлению более позднего рентгеновского и оптического послесвечения. Как было показано [66], в таких всплесках излучение от внутренних ударных волн (формирующих сам гамма-всплеск и единую толстую оболочку) и от внешней ударной волны (взаимодействующей с внешней средой) может перекрываться во времени.

Раннее оптическое послесвечение возникает в обратной ударной волне, распространяющейся внутрь оболочки  $\Delta$  от внешнего ударного фронта. Эта волна нагревает вещество и ускоряет электроны в оболочке, которые затем остывают из-за синхротронного излучения и адиабатического расширения. В отличие от внешней ударной волны, которая затем тормозится в межзвездной среде и порождает долговременное оптическое послесвечение, обратная ударная волна излучает в течение сравнительно небольшого промежутка времени, сопоставимого с длительностью гамма-всплеска  $t_A \sim \min(t_\gamma, \Delta/c)$ . После максимума (т.е. когда обратная ударная волна пересекает внутреннюю границу оболочки) новые электроны не ускоряются, а значит, излучения электронов на частотах выше  $\nu_c$  не будет, а сама частота охлаждения быстро уменьшается из-за адиабатического расширения.

Энергия в обратной ударной волне сопоставима с энергией прямой ударной волны (т.е. порядка энергии самого гамма-всплеска), однако ее температура значительно ниже, на фактор  $\Gamma_A^2/\Gamma_0 \sim \Gamma_0 \gg 1$  (индексы у лоренц-фактора показывают, к какому моменту он относится). Максимум синхротронного излучения электронов в системе отсчета наблюдателя пропорционален квадрату хаотической энергии движения электронов  $E = \gamma_e m_e c^2$  (т.е. температуре), магнитному полю в оболочке  $B$  и лоренц-фактору движения оболочки как целого (голубое смещение):  $\nu_{\max} \sim \gamma_e^2 B \Gamma$ . Следовательно, если внешний ударный фронт, формируя оболочку, создает гамма-излучение с энергией порядка мэвов, обратная ударная волна будет в основном высвечиваться на энергиях от  $1 \text{ МэВ}/\Gamma^2$  до нескольких кэВ, т.е. в оптическом диапазоне.

Ожидаемый максимум послесвечения предсказывался на уровне 7 зв. величины, а наблюдался на  $8^m$ , 95;

время оптического максимума предсказывалось от 30 до 50 с после начала гамма-всплеска, а наблюдалось на 45 с — совсем неплохое согласие ввиду грубости модели! Применение этой модели с уточненными параметрами к наблюдавшемуся оптическому излучению от GRB 990123 показало хорошее согласие между теорией и наблюдениями [67]. Полученная оценка начального лоренц-фактора  $\Gamma_0 \sim 200$  соответствует значениям, выводимым из требования оптической прозрачности для выхода наблюдаемых жестких гамма-квантов (1) [39]. Тем самым существует сильное подтверждение представлений об одновременном существовании внутренних ударных волн и внешней замедляющейся ударной волны в этом гамма-всплеске.

Независимый анализ временных свойств наблюдаемого гамма-излучения [68] показал, что ширина отдельных пиков гамма-излучения не изменяется в течение всплеска. Если бы гамма-излучение генерировалось на внешнем фронте расширяющейся оболочки, ширина более поздних пиков должна была быть больше. Действительно, если  $\Delta t'$  — ширина импульса по часам, движущимся с лоренц-фактором  $\Gamma \gg 1$  вместе с оболочкой, то наблюдаемая длительность импульса в лабораторной системе

$$\Delta T = \Gamma(1 - \beta \cos \theta) \Delta t', \quad (15)$$

где  $\theta$  — угол между наблюдателем и направлением вектора скорости. Из-за релятивистской абберации наблюдателю доступны области оболочки в узком конусе углов  $\theta \sim 1/\Gamma$ . Подставляя в (15)  $\theta = 0$  и  $\theta = 1/\Gamma$ , находим, что ширина индивидуального гамма-импульса в конце всплеска должна быть примерно в два раза шире:  $\Delta T(\theta = 1/\Gamma) \simeq 1/\Gamma = 2\Delta T(\theta = 0)$ . Этого не наблюдается (и не только в этом всплеске!), поэтому в единственно кинематически приемлемой модели генерации гамма-излучения на фронте внешней ударной волны лоренц-фактор должен был бы оставаться постоянным в течение всего всплеска, а излучение приходило бы из области  $\theta \ll 1/\Gamma$  [69]. Однако в случае GRB 990123 оптическое излучение достигает максимума и спадает по степенному закону уже во время самого всплеска, что является указанием на начало торможения внешней ударной волны ( $\Gamma(t) \propto t^{-3/8}$  для автомодельного решения Блэндфорда–Мак-Ки). Таким образом, на основании чисто кинематического рассмотрения делается заключение, что независимо от конкретной модели в этом всплеске генерация гамма-излучения происходила в центральной области. Однако несмотря на очевидный успех модели внутренних ударных волн [67], делать заключение об ее универсальности преждевременно. Так, в этой модели гамма-факторы индивидуальных оболочек должны отличаться на множитель порядка 2, что должно было бы отразиться на ширине генерируемых гамма-импульсов, а этого не наблюдается.

Наконец, огромная энергетика источника  $3 \times 10^{54}$  эрг (в предположении сферической симметрии) вызвала большой интерес к возможному гравитационному линзированию гамма-всплесков [29]. Если идея верна, то в ближайшем будущем следует ожидать появления из этой же области похожего по временному профилю всплеска меньшей интенсивности [30].

#### 4. Возможные астрофизические источники космологических гамма-всплесков

Как видно из сказанного выше, модель релятивистского фаербола достаточно успешно объясняет многие наблюдаемые свойства как самого гамма-всплеска, так и особенно его послесвечения на более мягких энергиях. Для реализации такого фаербола требуется ускорить малое количество барионов ( $\sim 10^{-5} M_{\odot}$ ) до релятивистских скоростей с лоренц-фактором  $\Gamma \gtrsim 100$ . Это обстоятельство налагает существенные ограничения на возможные модели. Само по себе энерговыделение порядка массы покоя Солнца не нарушает никаких физических законов. Основная проблема состоит в конверсии существенной доли этой энергии в кинетическую энергию потока малой массы релятивистских частиц, которая затем высвечивается в электромагнитном диапазоне. Кроме того, наблюдаемая длительность гамма-всплесков 10–100 с и сложная временная переменность, по-видимому, отвергают взрывное энерговыделение (как в модели внешней ударной волны), и поэтому реалистичные модели гамма-всплесков должны обеспечить растянутое по времени переменное энерговыделение (как в модели внутренних ударных волн). Последнее обстоятельство нетривиально: размер области излучения, оцениваемый из наблюдаемой переменности, порядка  $R_e \sim t_{\text{var}} c \sim 10^7$  см, а время выделения энергии составляет миллионы характерных световых времен  $R_e/c$  [70]!

Таким образом, требования к современным моделям космологических гамма-всплесков могут быть суммированы так:

- 1) электромагнитное энерговыделение  $\sim (0,1 - 1) M_{\odot} c^2$ ;
- 2) длительность энерговыделения 10–100 с и возможно более;
- 3) характерная переменность энерговыделения  $\lesssim 10$  мс;
- 4) частота образования  $\sim 1/10^6$  лет в типичной галактике;
- 5) малое количество ускоряемых барионов  $\sim (10^{-5} - 10^{-6}) M_{\odot}$  (дополнительное требование для формирования релятивистского фаербола).

Отказ от сферической симметрии уменьшает энергозатраты на фактор  $\theta^2/4$ , увеличивая на ту же величину частоту встречаемости в типичной галактике. Однако, как мы уже упоминали, в настоящее время из наблюдений невозможно оценить степень анизотропии излучения гамма-всплесков, а известные длительные послесвечения хорошо описываются сферически-симметричной моделью.

Недостатка в предлагаемых астрофизических моделях нет, однако их можно грубо разделить на несколько классов в зависимости от источника энергии, превращаемой в гамма-излучение. К первой группе относятся модели, в которых таким источником является гравитационная энергия взаимодействия вещества с компактным объектом (черной дырой). По сути дела к этому сводятся модели слияния двух нейтронных звезд [71, 72] или нейтронной звезды и черной дыры [73] из-за гравитационного излучения.

Полная энергия связи диска вещества массы  $M_d$  вокруг черной дыры лежит в пределах от 6 до 42 % от энергии покоя диска  $M_d c^2$  в зависимости от момента импульса  $J = a G M_{\text{bh}}^2 / c$  черной дыры. Вводя коэффициент конверсии  $\eta_{\gamma}$  гравитационной энергии в электромагнитную, получаем оценку доступной электромагнит-

ной энергии в этих моделях:

$$\Delta E_{\gamma} \simeq 8 \times 10^{53} (\text{эрг}) \eta_{\gamma} (M_d / M_{\odot}) \quad (16)$$

(экстремальная керровская черная дыра,  $a = 1$ );

$$\Delta E_{\gamma} \simeq 1,2 \times 10^{53} (\text{эрг}) \eta_{\gamma} (M_d / M_{\odot}) \quad (17)$$

(шварцшильдская черная дыра,  $a = 0$ ).

Конверсия выделяемой гравитационной энергии связи в электромагнитную возможна, например, за счет передачи генерируемого в диске тепла через процессы аннигиляции пар нейтрино–антинейтрино  $\bar{\nu}\nu \rightarrow e^+e^-$  в релятивистский фаербол. Механизм эффективен, когда нейтрино успевают аннигилировать до попадания в черную дыру. Недавние численные расчеты [74, 75] показывают, что этим механизмом максимально удастся получить фаербол с энергией  $10^{51} - 2 \times 10^{52}$  эрг. Альтернативный механизм конверсии связывается с магнитогидродинамическими процессами в диске [73, 76, 77], в результате которых выделяемая в аккреционном диске тепловая энергия через диссипацию магнитного поля может передаваться потоку релятивистских частиц.

Другой класс моделей в качестве энергетического резервуара использует энергию вращения черной дыры (например, модель "несостоявшейся сверхновой" [78] или "гиперновой" [79]). В этом случае можно извлечь до 29 % энергии массы покоя черной дыры  $M_{\text{bh}} c^2$ . Астрофизически гарантировано, что черная дыра, образующаяся при слиянии двойных нейтронных звезд или нейтронной звезды и черной дыры, будет быстровращающейся. Энергия вращения черной дыры конвертируется в поток релятивистских частиц в процессе магнитогидродинамического взаимодействия черной дыры с окружающим диском вещества (механизм Блэндфорда–Знаека [80]). Извлекаемая энергия есть

$$\Delta E_{\gamma} \sim \eta_{\gamma} f(a) M_{\text{bh}} c^2, \quad (18)$$

где  $\eta_{\gamma}$  — МГД-эффективность,  $a \equiv Jc/GM_{\text{bh}}^2$  — параметр Керра, равный 1 для максимально возможного вращения, а функция

$$f(a) = 1 - \left( \frac{1 + \sqrt{1 - a^2}}{2} \right)^{1/2}$$

мала для малых  $a$  ( $f(a) \sim a^2/8$ ) и имеет острый максимум  $f(1) \approx 0,29$ . Максимальная энергия гамма-всплеска в этом случае может быть

$$\Delta E_{\gamma}^{\text{max}} \sim 5 \times 10^{53} (\text{эрг}) \eta_{\gamma} \left( \frac{M_{\text{bh}}}{M_{\odot}} \right). \quad (19)$$

Образующиеся черные дыры в процессе слияния двух нейтронных звезд имеют массы порядка  $2,5 M_{\odot}$  [81] и быстрое вращение  $a \sim 1$ , поэтому можно ожидать  $\Delta E_{\gamma}^{\text{max}} \sim 10^{54}$  эрг. В случае образования черной дыры в результате эволюции массивной звезды масса черной дыры может быть больше,  $\sim 10 M_{\odot}$  [82]. Если черная дыра изначально не вращается, то при слиянии пары нейтронной звезды–черная дыра ожидаемый параметр  $a \sim M_{\text{ns}}/M_{\text{bh}} < 0,1 - 0,3$  и выигрыш из-за массы компенсируется малой эффективностью процесса Блэндфорда–Знаека. Однако при наличии сверхсильного магнитного поля в диске эффективность энерговыделения вновь сводится к оценкам (16) или (17) с максимальной

светимостью, определяемой формулой типа приведенной ниже (21).

Энергия порядка  $10^{54}$  эрг достижима в модели гиперновой Пачиньского [79]. В этой модели предполагается образование предельно вращающейся черной дыры с массой порядка  $10 M_{\odot}$  при коллапсе ядра очень массивной звезды в двойной системе (двойственность нужна, чтобы образовавшаяся черная дыра имела предельное вращение). Для эффективности энерговыделения предполагается, что вблизи черной дыры существует сверхсильное магнитное поле с напряженностью порядка  $10^{15}$  Гс, поддерживаемое окружающим диском вещества. Максимальный темп энерговыделения в процессе Блэндфорда–Знаека оценивается как (уравнение (4.5) в [83])

$$L_{\max}^{\text{BZ}} \sim 10^{51} (\text{эрг с}^{-1}) \left( \frac{B}{10^{15} \text{ Гс}} \right)^2 \left( \frac{M_{\text{bh}}}{10 M_{\odot}} \right)^2. \quad (20)$$

Через магнитное поле энергия вращения черной дыры переходит в кинетическую энергию оболочки звезды, причем самые внешние части могут ускоряться до релятивистских скоростей, порождая фаербол. Поскольку время жизни очень массивных звезд несколько миллионов лет, гиперновые должны рождаться вблизи областей интенсивного звездообразования и отсутствовать в галактиках без звездообразования (например, в эллиптических галактиках).

Модель получила популярность после отождествления типа "хозяйских галактик" некоторых гамма-всплесков (GRB 970508, GRB 971214, GRB 980703) с галактиками, в которых идет активное звездообразование. Например, нижний предел темпа звездообразования в хозяйской галактике GRB 980703 с красным смещением 0,966 по спектроскопическим наблюдениям оценивается в  $\sim 7 M_{\odot}$  в год (т.е. на порядок выше, чем в нашей Галактике) [84].

Большое магнитное поле в сочетании с быстрым вращением компактного объекта способно давать светимости

$$L_{\max}^{\text{em}} \sim B^2 R^3 \omega \sim 6 \times 10^{51} (\text{эрг с}^{-1}) \times \left( \frac{B}{10^{15} \text{ Гс}} \right)^2 \left( \frac{R}{10^6 \text{ см}} \right)^3 \left( \frac{P}{1 \text{ с}} \right)^{-1}. \quad (21)$$

Здесь  $R$  — характерный размер,  $P$  — период вращения. Используя подобную оценку, предлагались модели гамма-всплесков при образовании миллисекундных пульсаров [85] и анализировались последствия слияния двух нейтронных звезд [86]. Максимально достижимая энергия в этих процессах порядка энергии связи нейтронной звезды  $\sim 0,15 M c^2 \sim 3 \times 10^{53} (M/M_{\odot})$  эрг. Интересный механизм гамма-всплесков, примающий к механизму Усова [85], предложен в работе [60]. Он основан на недавно обнаруженной вековой неустойчивости возбуждения  $r$ -мод (волны Россби) в быстровращающихся нейтронных звездах при излучении гравитационных волн [88]. Слабозамангнитная нейтронная звезда ( $B \sim 10^7$  Гс) ускоряется аккрецией в двойной системе до периодов порядка 1–3 мс. Начинается вековая неустойчивость, и гравитационные волны уносят поступающий из аккреционного диска момент импульса. Нейтронная звезда при этом может начать вращаться дифференциально, и

за время порядка 1 месяца внутреннее азимутальное магнитное поле возрастает до  $\sim 10^{17}$  Гс. При вспышке поля на поверхность нейтронной звезды за времена порядка секунды поверхностное магнитное поле может возрасти до  $10^{16}$  Гс, порождая гамма-всплеск длительностью 1–100 с [85]. Привлекательность электродинамических моделей связана с их естественной способностью создавать "незагрязненный" барионами фаербол.

Наконец, С.И. Блинниковым [89] была высказана гипотеза, что гамма-всплески являются индикаторами проявления физических процессов, происходящих в мире зеркальных элементарных частиц. Согласно этой модели, зеркальные нейтрино (стерильные для обычного вещества) рождаются при коллапсах или слияниях звезд, сделанных из "зеркального вещества", которое взаимодействует с обычным только посредством гравитации. Из-за нейтринных осцилляций часть стерильных нейтрино превращается в обычные. Аннигиляция или распад нейтрино рождает электрон-позитронную плазму и релятивистский фаербол с малым барионным загрязнением, как и требуется для производства гамма-всплеска.

Если энергия в GRB 990123 действительно  $\sim 3 \times 10^{54}$  эрг, а максимальный темп энерговыделения  $6 \times 10^{53}$  эрг с $^{-1}$ , все механизмы генерации гамма-излучения *известным* физическим процессом сталкиваются с проблемой привлечения экстремальных условий (больших масс черных дыр, сверхсильных магнитных полей  $B \gtrsim 10^{16}$  Гс и т.д.). Фактор направленности гамма-излучения снижает энергетические требования, но является еще одним свободным параметром. По оценкам изменения спадания блеска оптического транзиента [87] этот фактор может быть порядка 1/100. Такой фактор направленности вполне допустим при пересчете наблюдаемого темпа регистрации гамма-всплесков на среднюю галактику ( $\sim 1/10^6$  лет $^{-1}$ ). Однако совершенно ясно, что в современной ситуации с космическими гамма-всплесками мы столкнулись с проблемой объяснения гигантского электромагнитного энерговыделения, и ее решение, несомненно, окажет существенное влияние на развитие физики высоких энергий и элементарных частиц.

## 5. Заключение

Наблюдения рентгеновских и оптических послесвечений гамма-всплесков доказывают космологическую природу большей части (всех?) гамма-всплесков. Конкургентоспособной гипотезы, объясняющей послесвечения в моделях галактического гало или внутри галактического диска, пока нет.

В гамма-всплесках, находящихся на расстояниях в несколько гигапарсек, за несколько секунд выделяется энергия  $10^{51} - 3 \times 10^{54} \sim M_{\odot} c^2$  эрг со светимостью до  $6 \times 10^{53}$  эрг с $^{-1}$  в виде только электромагнитного излучения. Эта светимость составляет  $\sim 2 \times 10^{-6} c^5/G$  ("фундаментальная светимость"  $c^5/G = M c^2/(r_g/2c)$ , где  $r_g = 2GM/c^2$  — гравитационный радиус для массы  $M$ ). Эта энергия на несколько порядков превосходит все известные на сегодняшний день энерговыделения в катаклизмических процессах, происходящих в астрофизических объектах.

Ультрарелятивистское движение с лоренц-факторами  $\Gamma > 100$  с необходимостью возникает в космологической модели. Такие огромные скорости до сих пор не

были известны в астрофизических источниках. В наиболее разработанных моделях космических гамма-всплесков (модель релятивистского фаербола) происходит конверсия кинетической энергии ультрарелятивистски расширяющейся фотон-лептонной плазмы с малой примесью ( $\sim 10^{-6} M_{\odot}$ ) барионов в гамма-излучение при столкновении внутренних релятивистских ударных волн друг с другом или при взаимодействии фаербола с окружающей средой. Последний процесс ведет к торможению фаербола с передачей кинетической энергии в движение электронов за фронтом ударной волны. Далее эта энергия высвечивается синхротронным механизмом и при обратном комптоновском рассеянии в более мягких областях спектра, образуя наблюдаемое рентгеновское, оптическое и радио-послесвечения. Фактически наблюдаемые послесвечения были предсказаны в моделях релятивистских фаерболов.

Несмотря на быстро возрастающую информацию и детализацию знаний о гамма-всплесках, а следовательно, на растущую трудность объяснения всех особенностей гамма-всплесков единым механизмом, релятивистские фаерболы в настоящее время являются неотъемлемым элементом любой разумной космологической модели гамма-всплесков. Требуется изящное объяснение того, почему очень малая доля барионов ускоряется до огромных значений лоренц-фактора и что является причиной их ускорения. С наблюдательной точки зрения требуется набрать статистику послесвечений гамма-всплесков и проверить, наблюдаются ли гамма-всплески в обедненных газом эллиптических галактиках с низким темпом звездообразования. Если да, то некоторые модели (например, гиперновая) теряют универсальность.

В момент генерации космологического гамма-всплеска мы сталкиваемся с физическими условиями, по своим характеристикам напоминающими условия в ранней Вселенной. Чем бы в конечном счете ни вызывались такие гамма-всплески, они должны сопровождаться рождением частиц сверхвысоких энергий и их взаимодействием с окружающим веществом. Несомненно, изучение физики процессов в таких природных лабораториях составит одно из важных направлений в астрофизике начала XXI века.

Автор благодарен В.Л. Гинзбургу за инициацию написания этой статьи, С.И. Блинникову, В.С. Бескину и сотрудникам Отдела релятивистской астрофизики ГАИШ МГУ за обсуждения и замечания.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 98-02-16801), ИНТАС (проект 96-0315), НТП "Астрономия" (проекты 1.4.4.1 и 1.4.2.3) и "Университеты России" (проект 5559).

## Список литературы

1. Лучков Б И, Митрофанов И Г, Розенталь И Л *УФН* **167** 743 (1996)
2. Piran T *Rev. Mod. Phys.* (1999) (in press); preprint astro-ph/9810256
3. Kulkarni S et al. *Nature* (London) **395** 663 (1998)
4. Tavani M *Astrophys. J.* **497** 21 (1998)
5. Rees M J, Mészáros P *Monthly Not. RAS* **258** 41P (1992)
6. Mészáros P, Rees M J *Astrophys. J.* **405** 278 (1993)
7. Rees M J, Mészáros P *Astrophys. J.* **430** L93 (1994)
8. Paczyński B, Xu G *Astrophys. J.* **427** 709 (1994)
9. Katz J I *Astrophys. J.* **422** 248 (1994)
10. Sari R, Piran T *Astrophys. J.* **455** L143 (1995)
11. Mészáros P, Rees M J *Astrophys. J.* **476** 232 (1997)
12. Vietri M *Astrophys. J.* **478** L9 (1997)
13. Tavani M *Astrophys. J.* **438** L87 (1997)
14. Waxman E *Astrophys. J.* **489** L33 (1997)
15. Reichart D E *Astrophys. J.* **485** L99 (1997)
16. Wijers R A M J, Rees M J, Mészáros P *Monthly Not. RAS* **288** L51 (1997)
17. Kouveliotou C et al. *Astrophys. J.* **510** L115 (1999)
18. Hurley K et al. *Nature* (London) (1999) (in press); preprint astro-ph/9811443
19. Briggs M S et al. *Astrophys. J.* **459** 40 (1996)
20. Meegan C A et al. *Astrophys. J.* **SS** **106** 65 (1996)
21. Kommers J M et al. *Astrophys. J.* (1999) (in press)
22. Fenimore E E et al. *Nature* (London) **366** 40 (1993)
23. Усов В В, Чибисов Г В *Астрон. журн.* **52** 192 (1975)
24. Shklovskij I S, Mitrofanov I G *Monthly Not. RAS* **212** 545 (1985)
25. Briggs M S et al., in *Gamma-Ray Bursts* (AIP Conf. Proc., Vol. 384, Eds C Kouveliotou, M S Briggs, G J Fishman) (Woodbury, N.Y.: AIP Press, 1996) p. 335
26. Owens A et al. *Astron. Astrophys.* **339** 370 (1998)
27. Akerlof C W et al. *GCN* 205 (1999); *IAUC* 7100 (1999); submitted to *Nature* (London)
28. Fruchter A et al. *GCN* 255 (1999)
29. Djorgovski S G et al. *GCN* 216 (1999)
30. Blandford R, Helfand D *Monthly Not. RAS* (1999) (in press); preprint astro-ph/9902007
31. Cavallo G, Rees M J *Monthly Not. RAS* **183** 359 (1978)
32. Goodman J *Astrophys. J.* **308** L47 (1986)
33. Paczyński B *Astrophys. J.* **308** L43 (1986)
34. Ruderman M *Ann. N.Y. Acad. Sci.* **202** 164 (1975)
35. Schmidt W K H *Nature* (London) **271** 525 (1978)
36. Rybicki G B, Lightman A P *Radiative Processes in Astrophysics* (London: John Wiley & Sons, 1979)
37. Rozental I L, Belousova I V *Astrophys. Space Sci.* **249** 117 (1997)
38. Блинников С И, Козырева А В, Панченко И Е *Астрон. журн.* (1999) (в печати)
39. Fenimore E E, Epstein R I, Ho C *AAS* **97** 59 (1993)
40. Harding A K, Baring M G, in *Gamma-Ray Bursts* (AIP Conf. Proc., Vol. 307, Eds G Fishman et al.) (Woodbury, N.Y.: AIP Press, 1994) p. 520
41. Schaefer B E et al., in *Gamma-Ray Bursts* (AIP Conf. Proc., Vol. 307, Eds G J Fishman, J J Brainerd) (Woodbury, N.Y.: AIP Press, 1994)
42. Krolik J H, Pier E A *Astrophys. J.* **373** 277 (1991)
43. Paczyński B *Astrophys. J.* **363** 218 (1990)
44. Shemi A, Piran T *Astrophys. J.* **365** L55 (1990)
45. Narayan R, Paczyński B, Piran T *Astrophys. J.* **395** L83 (1992)
46. Sari R, Piran T *Astrophys. J.* **485** 270 (1998)
47. Panaitescu A, Mészáros P *Astrophys. J.* (in press); preprint astro-ph/9810258
48. Выков А М, Мészáros P *Astrophys. J.* **461** L37
49. Бисноватый-Коган Г С, Тимохин А Н *Астрон. журн.* **74** 483 (1997)
50. Blandford R, McKee C F *Phys. Fluids* **19** 1130 (1976)
51. Sari R, Piran T, Narayan R *Astrophys. J.* **497** L41 (1998)
52. Katz J I, Piran T *Astrophys. J.* **490** 772 (1997)
53. Mészáros P, Rees M J, Wijers R A M J *Astrophys. J.* **499** 301 (1998)
54. Rhoads J E *Astrophys. J.* **497** L1 (1997)
55. Wijers R A M J, Galama T *Astrophys. J.* (in press); preprint astro-ph/9805341
56. Granot J, Piran T, Sari R, preprint astro-ph/9808007
57. Frontera F et al. *IAUC* 7078 (1998)
58. Blinnikov S I, Postnov K A *Monthly Not. RAS* **293** L29 (1998)
59. Dar A et al. *Astrophys. J.* **388** 164 (1992)
60. Spruit H C *Astron. Astrophys.* **341** L1 (1999)
61. Blinnikov S I et al. *Astrophys. J.* **496** 454 (1998)
62. Galama T et al. *Nature* (London) **387** 479 (1997)
63. Lipunov V M, Panchenko I E, Postnov K A, Prokhorov M E *Astron. Astrophys.* (1999) (in press)
64. Sari R, Piran T *Proc. Astron. Astrophys.* (1999) (in press); preprint astro-ph/9901105

65. Sari R, Piran T *Astrophys. J.* (1999) (in press); preprint astro-ph/9901338
66. Sari R *Astrophys. J.* **489** L37 (1997)
67. Sari R, Piran T *Astrophys. J.* (1999) (in press); preprint astro-ph/9902009
68. Fenimore E E, Ramirez-Ruiz E, Wu B *Astrophys. J.* (1999) (in press); preprint astro-ph/9902007; LA-UR-99-529
69. Ramirez-Ruiz E, Fenimore E E *AAS* (in press); preprint astro-ph/9812426
70. Katz J I, Piran T, Sari R *Phys. Rev. Lett.* **80** 1580 (1998)
71. Блинные С И и др. *Письма в Астрон. журн.* **10** 177 (1984)
72. Eichler D et al. *Nature* (London) **340** 126 (1989)
73. Paczyński B *Acta Astron.* **41** 257 (1991)
74. Ruffert M et al. *Astron. Astrophys.* **319** 122 (1997)
75. Popham R, Woosley S, Fryer C *Astrophys. J.* (1999) (in press); preprint astro-ph/9807028
76. Mészáros P, Rees M J *Astrophys. J.* **482** L29 (1997)
77. Katz J I *Astrophys. J.* **490** 633 (1997)
78. Woosley S E *Astrophys. J.* **405** 273 (1993)
79. Paczyński B *Astrophys. J.* **499** L45 (1998)
80. Blandford R D, Znajek R L *Monthly Not. RAS* **179** 433 (1977)
81. Ruffert M, Janka H-T *Astron. Astrophys.* **338** 535 (1998)
82. Postnov K A, Prokhorov M E, in *Proc. Rencontres de Moriond "Gravitational Waves and Experimental Gravity"* (Ed. Tran Than Van) (Paris: Edition Frontières, 1999) (in press)
83. McDonald D A et al., in *Black Holes: the Membrane Paradigm* (Eds K S Thorne, R H Price, D A Macdonald) (New Haven: Yale Univ. Press, 1986)
84. Djorgovski S G et al. *Astrophys. J.* **508** L17 (1998)
85. Usov V V *Nature* (London) **357** 472 (1992)
86. Lipunova G V, Lipunov V M *Astron. Astrophys.* **329** L29 (1998)
87. Kulkarni S R et al. *Nature* (London) (1999) (in press); preprint astro-ph/9902272
88. Anderson N *Astrophys. J.* **502** 708 (1998)
89. Blinnikov S I, in *Proc. XXVII ITEP Winter School* (London: Gordon and Breach, 1999) (in press); preprint astro-ph/9902305

### Cosmic gamma-ray bursts

**K.A. Postnov**

*M.V. Lomonosov Moscow State University,  
Sternberg Astronomical Institute  
Vorob'evy gory, 119899 Moscow, Russian Federation  
Tel. (7-095) 939-50-06  
E-mail: pk@sai.msu.su*

The results of the observation of cosmic gamma-ray bursts are discussed and available theoretical models are presented. Emphasis is placed on a cosmological model in which a gamma burst results from a powerful ( $\sim 10^{51} - 10^{53}$  erg) and very short ( $\sim 10 - 100$  s) energy release which occurs in a compact ( $\sim 10^6 - 10^7$  cm) region and gives rise to a photon-lepton fireball expanding at an ultrarelativistic velocity (Lorentz-factor  $\Gamma \gtrsim 100$ ). The interaction of the relativistic shock wave with its environment produces the observed X-ray and optical afterglows of a burst. Possible physical models of such energy release event are discussed and some related problems considered.

PACS numbers: 95.85.Pw, 98.70.Rz

Bibliography — 89 references

*Received 17 February 1999*