

УДК: 52-723

ИНФРАКРАСНОЕ ПОСЛЕСВЕЧЕНИЕ ГАММА-ВСПЛЕСКА
GRB041219 КАК СЛЕДСТВИЕ ПЕРЕИЗЛУЧЕНИЯ НА
ПЫЛИ В ОКОЛОЗВЕЗДНОМ ОБЛАКЕ

М.В.БАРКОВ, Г.С.БИСНОВАТЫЙ-КОГАН

Поступила 5 марта 2005

Наблюдения послесвечений гамма-всплесков (ГВ) в различных спектральных диапазонах дают наиболее ценную информацию как об их природе, так и о свойствах окружающей среды. Мощное инфракрасное (ИК) послесвечение наблюдалось на месте сильного ГВ GRB041219. Мы интерпретируем здесь наблюдаемое ИК послесвечение как результат переработки гамма-излучения на пыли в оболочке, окружающей источник ГВ. В этой модели мы не ожидаем появления быстрого оптического послесвечения, которое должно поглотиться окружающей пылевой оболочкой. Мы оцениваем угол коллимации гамма-излучения и получаем ограничения на красное смещение (расстояние до источника ГВ), сопоставляя параметры модели с данными наблюдений.

1. *Данные наблюдений.* Наблюдения послесвечений гамма-всплесков (ГВ) в различных спектральных диапазонах дают исключительно ценную информацию как об их природе, так и о свойствах окружающей среды. Мощное инфракрасное (ИК) послесвечение наблюдалось на месте сильного ГВ GRB041219, который наблюдался на спутниках ИНТЕГРАЛ и СВИФТ [1,2]. Благодаря счастливой случайности ИК-наблюдения были начаты всего через 2.4 минуты после регистрации ГВ, когда гамма-излучение еще продолжало наблюдаться (второй такой случай после GRB990123). Длительность гамма-излучения составила 520 секунд, а его поток был очень большим $F_\gamma \sim 10^{-4}$ эрг/см². ИК-поток в К-диапазоне соответствовал $K = 15^m.5$ через 2.4 минуты после регистрации [3], $K = 14^m.9$ через 0.8 часа, $K = 15^m.5$ через 1.55 часа [4] и $K = 16^m.5$ через 1.01 дня [5]. Наблюдения через 47.25 часа после всплеска дали значения $K = 17^m.6$, $H = 18^m.9$ и $J = 19^m.9$ [6]. Через 74 секунды после регистрации ГВ не было зарегистрировано никакого быстрого оптического послесвечения с предельной величиной во всем видимом диапазоне $17^m.2$ [7] и с предельной величиной $R = 19^m.4$ [8]. От этого ГВ было зарегистрировано слабо возрастающее радиоизлучение на частоте 4.9 ГГц с плотностью потока 205 микроЯнски через 1.75 дней после всплеска [9] и 349 микроЯнски через 2.74 дня после ГВ [10].

2. *Модель.* Зависимость наблюдаемой плотности ИК-потока от времени $L_{IR}(t)$ представлена на рис.1. Плотность ИК-потока, соответ-

вующая $K = 14^{\text{a}}.9$, составляет $2.4 \cdot 10^{-13}$ эрг/(с · см²). Принимая длительность ИК-послесвечения равной 1 дню, мы оцениваем ИК-интегральный поток послесвечения ГВ $\sim 10^{-8}$ эрг/см², что соответствует 10^{-4} от полного потока ГВ. С учетом ограниченного спектрального диапазона при наблюдениях на СВИФТе примем интегральный поток в гамма-области равным $F_{\gamma} \approx 2 \cdot 10^{-4}$ эрг/см².

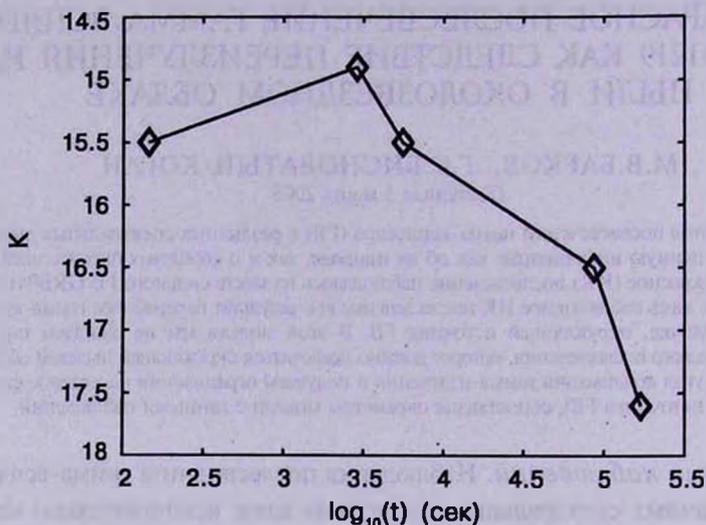


Рис.1. Кривая блеска GRB041219 в K-диапазоне (звездные величины).

Предположим, что наблюдаемое ИК-излучение формируется в результате взаимодействия основного импульса ГВ с окружающей пылевой оболочкой. Механизм формирования ИК-излучения связан с тем, что фотоны с энергией больше 10 кэВ взаимодействуют с веществом, включая пыль, в основном, за счет комптоновского рассеяния. Фотоны с энергиями $E_{\gamma} = 10 - 100$ кэВ взаимодействуют с электронами внутри пылинки, передавая им долю ξ_e своей энергии. Быстрые электроны поглощаются внутри этой пылинки, их энергия переизлучается в ИК-диапазоне, а гамма-фотон улетает. Мы рассматриваем достаточно удаленные области оболочки, где испарение пыли не существенно. ИК-излучение эффективно производится только при таких условиях [11-13].

При солнечных обилиях элементов масса пыли составляет примерно 1% от массы облака. Наблюдения на спутнике XMM ГВ GRB011211 и GRB030227 указали на то [14], что концентрация легких элементов (Mg, Si, S) в веществе, переизлучающем в рентгеновском диапазоне, более чем в 10 раз превосходит соответствующие концентрации на Солнце. Принимая, что масса пыли составляет 10% от массы облака, мы должны учесть, что энергия ГВ, поглощенная облаком в результате

комптоновского взаимодействия, в 10 раз больше энергии, поглощенной пылью. Поэтому ИК-излучение должно составить долю $\alpha_D \sim 0.1$ от полной энергии, поглощенной в окружающем облаке, которая соответствует потоку $E_{abs} \sim 10^{-7}$ эрг/см².

Полная оптическая толщина по поглощению в оболочке равнялась бы $\tau_{abs} \sim 5 \cdot 10^{-4}$, если бы гамма-лучи и ИК-фотоны излучались бы в одном и том же телесном угле. Для направленного гамма-излучения с углом раствора диаграммы направленности $\Theta \ll 4\pi$ и изотропного ИК-переизлучения поглощение ГВ должно быть в $4/\Theta^2$ раз сильнее, и полная оптическая толщина оболочки по комптоновскому взаимодействию τ_c должна составить

$$\tau_c \sim \frac{2 \cdot 10^{-3}}{\xi_e \Theta^2}, \quad \tau_{IR} = \alpha_D \tau_c \sim \frac{2 \cdot 10^{-4}}{\xi_e \Theta^2}, \quad (1)$$

где τ_{IR} - оптическая толщина пылевой компоненты. Поверхностная концентрация Σ_e , оцениваемая с использованием томсоновского сечения σ_T , и $\xi_e = 0.25$ для характерного спектра ГВ [15] равна

$$\Sigma_e = \frac{\tau_c}{\sigma_T} \sim \frac{3.2 \cdot 10^{21}}{\Theta^2} \text{ см}^{-2}. \quad (2)$$

Мы предполагаем, что ГВ появляется в результате взрывных процессов в остатке эволюции массивной звезды (например, тяжелый диск, падающий на массивную черную дыру [16]), которая потеряла в процессе эволюции значительную часть своей массы $\geq 1/2$, перешедшей в окружающую массивную оболочку.

Массивная звезда погружена в плотное межзвездное облако. Примем для простоты, что оболочка имеет форму тонкого сферического слоя радиуса R и толщины $h \ll R$. Учтем, что переизлучение пылью

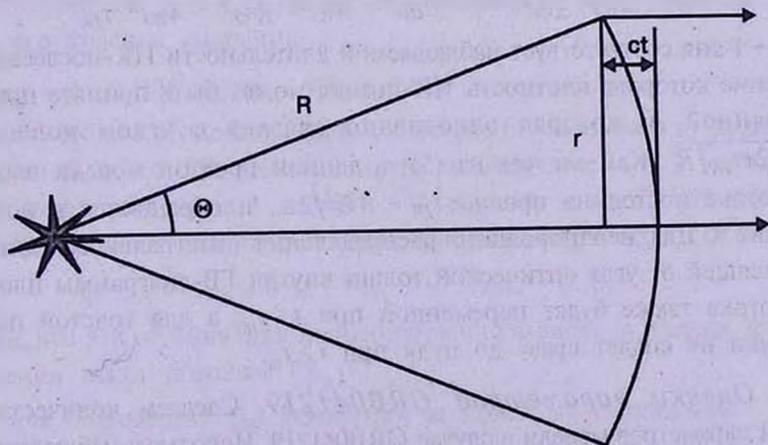


Рис.2. Схематическое представление модели. Стрелки указывают направление на удаленного наблюдателя, $r = \sqrt{2ctR}$.

поглощенной энергии происходит очень быстро, за время меньше одной секунды [11], что много меньше всех характерных времен ГВ послесвечений. Поэтому ИК-переизлучение можно считать происходящим мгновенно. Удаленный наблюдатель принимает в каждый данный момент излучение оболочки, приходящее от вещества в кольце с радиусом $r \approx \sqrt{2cRt}$, где t отсчитывается от начала регистрации ГВ, $r \ll R$ (см. рис.2). Коллимированное излучение ГВ освещает только часть оболочки с радиусом $r_j = R\Theta$. Угловой размер кольца θ , от которого излучение приходит к наблюдателю, равно

$$\theta \sim r/R = \sqrt{2ct/R}. \quad (3)$$

Наблюдатель видит ИК-переизлучение вплоть до достижения углом θ своего максимального значения Θ , после чего ИК-излучение в рамках данной модели тонкого сферического слоя должно резко прекратиться. В более реалистической модели после этого должно начаться более быстрое спадание ИК-потока. Рассмотрим для простоты, что внутри угла коллимации интегральный поток ГВ, τ_c и τ_{IR} , не зависят от угла θ . Введем величины полной энергии ГВ E_γ (эрг), полной энергии ИК-послесвечения E_{IR} (эрг), наблюдаемого интегрального потока ГВ F_γ (эрг/см²), наблюдаемого интегрального потока ИК-послесвечения F_{IR} (эрг/см²) и наблюдаемую плотность ИК-потока L_{IR} (эрг/см²/с). Здесь

$$E_{IR} = \tau_{IR} E_\gamma, \quad F_\gamma = \frac{E_\gamma}{\pi\Theta^2 l^2}, \quad F_{IR} = \frac{E_{IR}}{4\pi l^2}, \quad (4)$$

где l - расстояние от источника до наблюдателя. Наблюдаемая плотность переизлученного ИК-потока $L_{IR}(t)$, как функция времени, записывается в виде

$$L_{IR}(t) = \frac{1}{4\pi l^2} \frac{E_\gamma}{\pi\Theta^2} \tau_{IR} 2\pi\theta \frac{d\theta}{dt} = \frac{E_\gamma \tau_{IR}}{4\pi l^2} \frac{2c}{R\Theta^2} = \frac{1}{4\pi l^2} \frac{E_{IR}}{t_{IR}}, \quad (5)$$

где $t_{IR} \sim 1$ дня соответствует наблюдаемой длительности ИК-послесвечения, в течение которого плотность ИК-потока может быть принята примерно постоянной, и которая однозначно связана с углом коллимации $\Theta = \sqrt{2ct_{IR}/R}$. Как следует из (5), в данной простой модели плотность ИК-потока постоянна при $t < t_{IR} = R\Theta^2/2c$, и обращается в ноль при больших t . Для неоднородного распределения интегрального потока ГВ и зависящей от угла оптической толщи внутри ГВ-диаграммы плотность ИК-потока также будет переменной при $t < t_{IR}$, а для толстой пылевой оболочки не спадет сразу до нуля при $t > t_{IR}$.

3. *Оценки параметров GRB041219.* Сделаем количественные оценки параметров модели в случае GRB041219. Используя наблюдательные значения F_γ , F_{IR} , t_{IR} и учитывая выражение для оптической толщи $\tau_c = nR\sigma_T$, где n - средняя концентрация вещества в облаке, получим

выражения для Θ , R , l и τ_c в виде

$$n = \frac{\tau_c \Theta^2}{2 c l_{IR} \sigma_T} \approx 2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}, \quad \Theta = \sqrt{\frac{2 c l_{IR}}{R}} \approx \frac{0.077}{\sqrt{R_{18}}} = \frac{4^\circ.4}{\sqrt{R_{18}}}, \quad \tau_c = \frac{4 R_{18}}{3}, \quad (6)$$

где $R_{18} = R/10^{18}$ см. Заметим, что эти оценки угла коллимации и свойств оболочки, окружающей ГВ, не зависят от расстояния до ГВ, и следовательно не зависят от его полной энергии. Отсутствие прямого оптического излучения можно было бы связать с сильным поглощением внутри нашей Галактики, так как этот ГВ расположен вблизи галактической плоскости при $b = 0^\circ.6$ [6], однако в данной модели оптическое и мягкое рентгеновское излучения не должны быть видны из-за их поглощения в окружающей пылевой оболочке. ИК-поток, связанный со вторичным переизлучением пылью оптических и рентгеновских квантов, ожидается намного более слабым, чем при переизлучении прямого потока от ГВ. Вещество, нагреваемое гамма излучением ГВ до температур 10^6 - 10^7 К охлаждается за время порядка нескольких недель для плотности (6), что примерно в 20 раз больше длительности прямого ИК-излучения вследствие нагрева пыли импульсом ГВ [17,15]. Таким образом, ИК-поток при $t > t_{IR}$, связанный со вторичным переизлучением, будет более чем на 3^m величины слабее, чем прямое ИК-излучение. В нашей модели испарение пыли главным импульсом ГВ недопустимо. Согласно [13], критическое значение интегрального потока ГВ, разрушающего пыль, равно

$$F_{\gamma,cr} = \frac{E_{\gamma,cr}}{\pi \Theta^2 \varepsilon_\gamma R^2} = 4 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}, \quad (7)$$

где $\varepsilon_\gamma \approx 100$ кэВ - средняя энергия гамма-квантов. С учетом (6) получаем ограничение на полное энергосвыделение в ГВ в виде $E_\gamma \leq 1.3 \cdot 10^{49} R_{18}$ эрг, а учитывая скорректированное значение интегрального потока ГВ $F_\gamma = 2 \cdot 10^{-4}$ эрг/см² и (6), получаем ограничения на расстояние до этого ГВ l и его красное смещение z

$$l \leq 2 \cdot 10^{27} R_{18} \text{ см} = 670 R_{18} \text{ Мпк}, \quad z \leq 0.16 R_{18}. \quad (8)$$

Принимая, что комптоновское взаимодействие не уменьшает существенно интегральный поток ГВ, мы используем ограничение $\tau_c \leq 1$, соответствующее доле поглощенной энергий ГВ, равной $\xi_e = 0.25$ [18,15], и, в результате, получим следующие ограничения на параметры GRB041219:

$$R_{18} \leq 3/4, \quad z \leq 0.12, \quad E_\gamma \leq 10^{49} \text{ эрг}, \quad \Theta \geq 5^\circ. \quad (9)$$

Отметим, что эти ограничения непосредственно зависят от оценки условий поглощения пыли потоком ГВ (7).

Авторы благодарны Н.Г.Бочкареву за полезные обсуждения.

INFRARED AFTERGLOW OF GRB041219 AS A RESULT OF RERADIATION ON DUST IN A CIRCUMSTELLAR CLOUD

M.V.BARKOV, G.S.BISNOVATYI-KOGAN

Observations of gamma ray bursts (GRB) afterglows in different spectral bands provide a most valuable information about their nature, as well as about properties of surrounding medium. Powerful infrared afterglow was observed from the strong GRB041219. Here we explain the observed IR afterglow in the model of a dust reradiation of the main GRB signal in the envelope surrounding the GRB source. In this model we do not expect appearance of the prompt optical emission which should be absorbed in the dust envelope. We estimate the collimation angle of the gamma ray emission, and obtain restrictions on the redshift (distance to GRB source), by fitting the model parameters to the observational data.

Key words: *Gamma rays:bursts - individual:GRB041219*

ЛИТЕРАТУРА

1. D.Gotz, S.Mereghetti, S.Shaw, M.Beck, J.Borkowski, GCN Circ., 2866, 2004.
2. S.Barthelmy, D.Burrows, J.Cummings et al., GCN Circ., 2874, 2004.
3. C.Blake, J.S.Bloom, GCN Circ., 2872, 2004.
4. Dae-Sik Moon, S.B.Cenko, J.Adams, GCN Circ., 2876, 2004.
5. Dae-Sik Moon, S.B.Cenko, J.Adams, GCN Circ., 2884, 2004.
6. F.Hearty, D.Q.Lamb, J.Barentine et al., GCN Circ., 2916, 2004.
7. E.E.Rykoff, R.Quimby, GCN Circ., 2868, 2004.
8. J.Wren, W.T.Vestrand, S.Evans, R.White, P.Wozniak, GCN Circ., 2889, 2004.
9. A.J. van der Horst, E.Rol, R.Strom, GCN Circ., 2894, 2004.
10. A.J. van der Horst, E.Rol, R.Strom, GCN Circ., 2895, 2004.
11. Н.Г.Бочкарев, Основы физики межзвездной среды, МГУ, М., 352, 1992.
12. J.Silk, J.R.Burke, Astrophys. J., 190, 11, 1974.
13. B.T.Draine, Hao Lei, Astrophys. J., 569, 780, 2002.
14. P.T.O'Brien, J.N.Reeves, D.Watson, J.Osborne, R.Willingale, Memorie della Societa Astronomica Italiana, 75, 420, 2004.
15. М.В.Барков, Г.С.Бисноватый-Коган, Астрон. ж., 82, 29, 2005.
16. A.I.MacFadyen, S.E.Woosley, A.Heger, Astrophys. J., 550, 1, 410, 2001.
17. Г.С.Бисноватый-Коган, А.Н.Тимохин, Астрон. ж., 74, 483, 1997.
18. A.M.Beloborodov, A.F.Illarionov, Astrophys. J., 450, 64, 1995.