

Полные модели спектров гамма-всплесков и их применение для исследования эволюции Вселенной

Е.В. Деришев

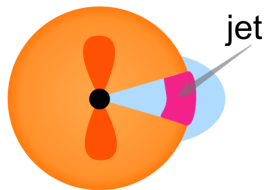
Институт прикладной физики
Нижний Новгород

при поддержке гранта РФФИ № 24-12-00457

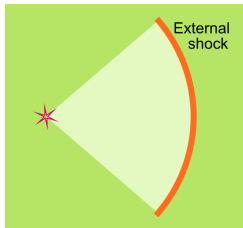
Содержание

- 1 Гамма-всплески: источники и послесвечение
- 2 Компоненты физической модели послесвечения
 - процессы излучения
 - процессы ускорения частиц
 - генерация магнитного поля
- 3 Проблема короткоживущего поля
- 4 Приложение к моделированию спектров послесвечений
- 5 Заключение

Гамма-всплески



главный
импульс



послесвечение

Начальный лоренц-фактор
джета: $\Gamma > 100$

Baring & Harding (1997)

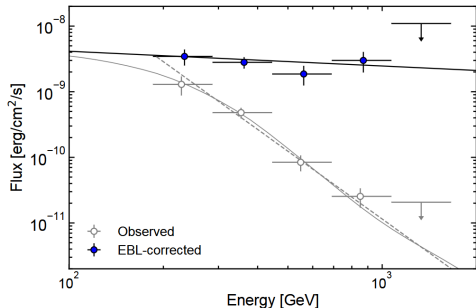
Торможение ударной волны в фазе послесвечения вполне предсказуемо

Blandford & McKee (1976)

Параметры плазмы для послесвечения гамма-всплесков

- Кинетическая энергия ударной волны: $\sim 10^{52} \div 10^{54}$ эрг/стер
- Концентрация плазмы: $\sim 10 \div 10^3$ см $^{-3}$
- Магнитное поле: единицы Гс
- Средняя энергия излучающих электронов: $\sim 10^4 \div 10^5 m_e c^2$
- Динамическое время: $\gtrsim 10^4$ сек
- Оптическая толщина по томсоновскому рассеянию: $\lesssim 10^{-7}$
- $\frac{\text{концентрация фотонов}}{\text{концентрация электронов}} \sim 10^8 \div 10^9$

Первое наблюдение послесвечения в Тэв-ах



Спектр послесвечения
гамма-всплеска GRB 190114C

синие точки: наблюдения
серые точки: восстановленный спектр

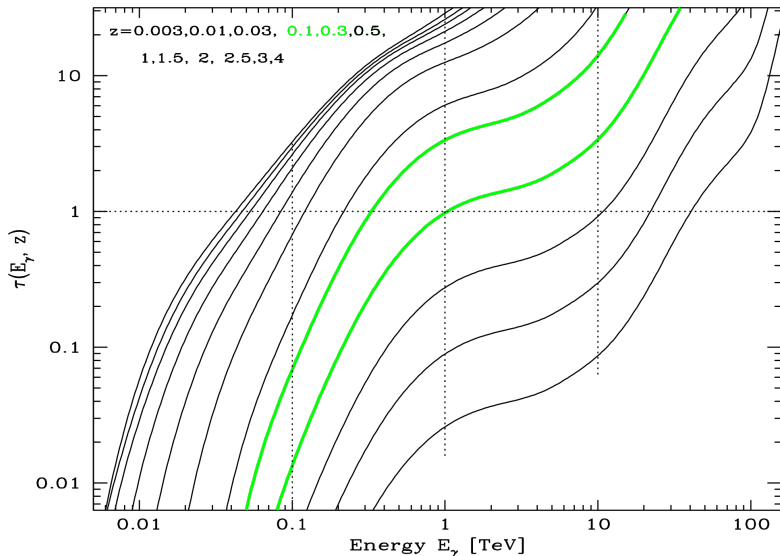


объявлен 15 янв 2019

- Время наблюдения
50 ÷ 1000 с
от начала всплеска
- Энергия фотонов ~ 0.3 Тэв
- Светимость $L_{TeV} \simeq 0.4 L_{keV}$

MAGIC Collab. Nature 575 (2019)

Поглощение высокоэнергичных фотонов



based on Franceschini, Universe v.7 No.5 (2021)

Если физика источника на вполне ясна

- Спектр межгалактического излучения вычисляется подсчётом далёких галактик
- Вычисляется предполагаемая зависимость поглощения от красного смещения
- Фактические измерения корректируются на величину поглощения

Если существует полная теоретическая модель источника

- Собственный спектр источника вычисляется исходя из теоретических соображений
- Сравнение наблюдаемого спектра с собственным даёт величину поглощения
- По величине поглощения вычисляется спектр поглощающих фотонов и восстанавливается история звездообразования

Компоненты полной физической модели

Процессы излучения

прямые наблюдения

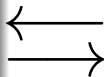
- синхротронное излучение с самокомptonизацией



Ускорение частиц

косвенная информация

- диффузионное ускорение
- конверсионный механизм



Магнитное поле

косвенная информация

- неустойчивость Вейбеля
- ???

Физические процессы в излучающей зоне

- синхротронное излучение
- комптонизация собственного синхротронного излучения
- двухфотонное рождение электрон-позитронных пар

Пространство параметров для послесвечения

- Индукция магнитного поля B
- Комптоновский потенциал $k_{sc} \equiv \epsilon_e / \epsilon_B$
- Масштаб функции распределения ускоренных электронов γ_b
- Лоренц-фактор ударной волны Γ_{sh} ; определяет эффективное время жизни излучающих электронов t_{eff} (или их энергию остывания γ_c)

Функция распределения ускоренных электронов *предполагается*

степенной с обрезанием на низких энергиях $\frac{dN}{dt} \propto \frac{\gamma^2}{(\gamma + \gamma_b)^{p+2}}$

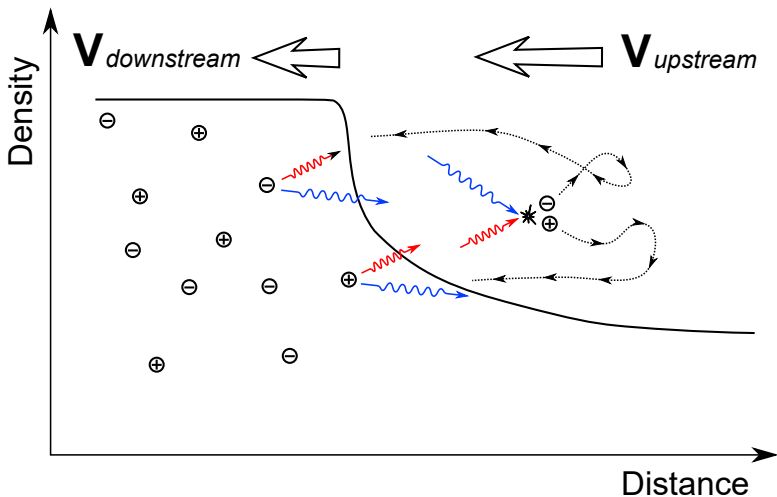
Предположения в модели диффузионного ускорения

- Средний Лоренц-фактор ускоренных электронов

$$\langle \gamma_{inj} \rangle = (\epsilon_e / \xi_e) \Gamma_{sh} (m_p / m_e).$$

- Доля энергии в ускоренных электронах $\epsilon_e \sim 0.1$,
близко к наблюдаемой в численном эксперименте (PIC).
- Доля ускоряемых электронов $\xi_e = 1$.
численные PIC-модели дают $\xi_e \sim 0.1$.

Равновесная ударная волна



$\langle \gamma \rangle > \gamma_0$ — преобладает поглощение фотонов } $\langle \gamma \rangle \sim \gamma_0 = (B_{cr}/B_{rms})^{1/3}$
 $\langle \gamma \rangle < \gamma_0$ — преобладает ускорение электронов }

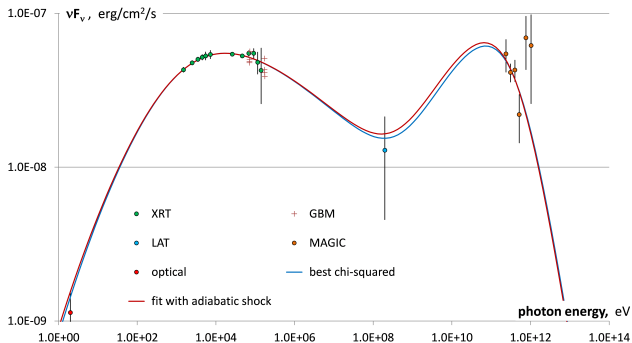
Основные предсказания для равновесной ударной волны

Derishev & Piran, MNRAS 460 (2016)

- Отношение комптоновской светимости к синхротронной ~ 1 .
- Подстройка Лоренц-фактор ускоренных электронов γ_b :
доля поглощённого внутри источника излучения
или постоянна (в режиме насыщения)
или максимально возможная (в ненасыщенном режиме).
При торможении ударной волны γ_b растёт (из-за уменьшения магнитного поля), а доля ускоренных электронов падает.
- Доля поглощённого внутри источника излучения (в режиме насыщения) постоянна (≈ 0.1).
- Средний Лоренц-фактор ускоренных электронов (в ненасыщенном режиме) $\langle \gamma_{inj} \rangle = (B_{cr}/B)^{1/3} \simeq 3.5 \times 10^4 (B/1 \text{ Гс})^{-1/3}$.
- Доля энергии в ускоренных электронах $\epsilon_e \sim 1$

GRB 190114C — более ранний спектр

ED & T.Piran, ApJ 923 (2021)



$$t_{\text{obs}} = 90 \text{ c}$$

$$\gamma_b = 6500$$

$$\epsilon_B = 0.0061$$

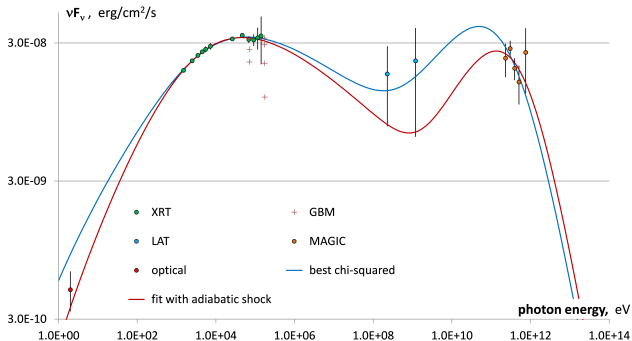
$$\epsilon_e = 0.12$$

$$p = 2.5$$

$$E_{\text{kin}} = 3 \times 10^{53} \text{ эрг}$$

GRB 190114C — более поздний спектр

ED & T.Piran, ApJ 923 (2021)



$$t_{\text{obs}} = 145 \text{ c}$$

$$\gamma_b = 16700$$

$$\epsilon_B = 0.0027$$

$$\epsilon_e = 0.096$$

$$p = 2.5$$

$$E_{\text{kin}} = 3 \times 10^{53} \text{ эрг}$$

При постоянном ϵ_e , поздний спектр предполагает $\sim 20\%$ уменьшение энергии ударной волны. Но статистическая значимость невелика.

Эволюция параметров GRB 190114C во времени

ED & T.Piran, ApJ 923 (2021)

$$\underline{t_{\text{obs}} = 90 \text{ с}}$$

$$\gamma_b = 6500$$

$$\epsilon_B = 0.0061$$

$$\epsilon_e = 0.12$$

$$(p = 2.5, E_{\text{kin}} = 3 \times 10^{53} \text{ эрг})$$

$$\underline{t_{\text{obs}} = 145 \text{ с}}$$

$$\gamma_b = 16700$$

$$\epsilon_B = 0.0027$$

$$\epsilon_e = 0.096$$

$$(p = 2.5, E_{\text{kin}} = 3 \times 10^{53} \text{ эрг})$$

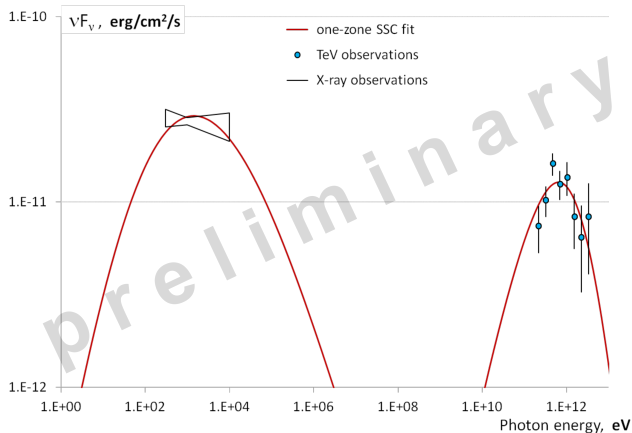
Предсказано ранее — Derishev & Piran, MNRAS 460 (2016)

γ_b **растёт** при торможении ударной волны, а величина ϵ_e почти постоянна

⇒ доля ускоряемых электронов уменьшается со временем

Доля поглощённого внутри источника излучения постоянна $\simeq 10\%$

GRB 190829A — более ранний спектр



$$t_{\text{obs}} = 2.1 \times 10^4 \text{ c}$$

$$\Gamma = 18$$

$$\langle \gamma_{\text{inj}} \rangle = 1.1 \times 10^5$$

$$\epsilon_B = 1.4 \times 10^{-3}$$

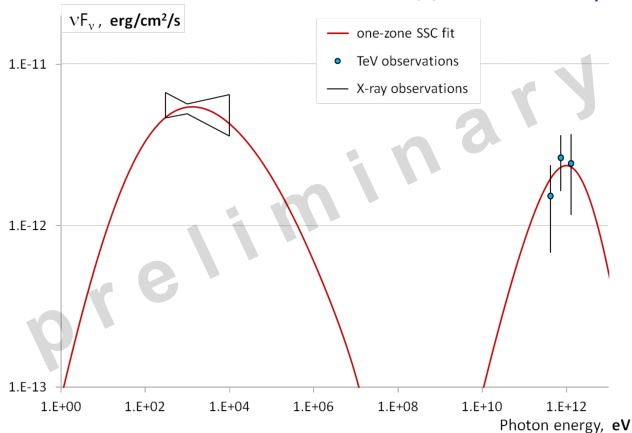
$$\epsilon_e = 0.17$$

$$p = 3.5$$

$$E_{\text{kin}} = 3 \times 10^{51} \text{ эрг}$$

Хорошая подгонка невозможна для стандартного значения $p = 2.5$.
Необходима мягкая инжекция с $p > 3$.

GRB 190829A — более поздний спектр



$$t_{\text{obs}} = 1.06 \times 10^5 \text{ c}$$

$$\Gamma = 12$$

$$\langle \gamma_{\text{inj}} \rangle = 2.1 \times 10^5$$

$$\epsilon_B = 7.5 \times 10^{-4}$$

$$\epsilon_e = 0.46$$

$$p = 3.5$$

$$E_{\text{kin}} = 3 \times 10^{51} \text{ эрг}$$

Второй интервал даёт слабые ограничения.

Используем решение Блэндфорда-МакКи и экстраполируем Γ_{sh} от значения, полученного для первого интервала.

Эволюция параметров GRB 190829A во времени

$$\underline{t_{\text{obs}} = 2.1 \times 10^4 \text{ c}}$$

$$\Gamma = 18$$

$$\langle \gamma_{\text{inj}} \rangle = 1.1 \times 10^5$$

$$B = 0.028 \text{ G} \Rightarrow \gamma_0 = 1.2 \times 10^5$$

$$\epsilon_B = 1.4 \times 10^{-3}$$

$$\epsilon_e = 0.17$$

$$p = 3.5$$

$$E_{\text{kin}} = 3 \times 10^{51} \text{ эрг}$$

$$\underline{t_{\text{obs}} = 1.06 \times 10^5 \text{ c}}$$

$$\Gamma = 12$$

$$\langle \gamma_{\text{inj}} \rangle = 2.1 \times 10^5$$

$$B = 0.006 \text{ G} \Rightarrow \gamma_0 = 1.9 \times 10^5$$

$$\epsilon_B = 7.5 \times 10^{-4}$$

$$\epsilon_e = 0.46$$

$$p = 3.5$$

$$E_{\text{kin}} = 3 \times 10^{51} \text{ эрг}$$

Лоренц-фактор ускоренных электронов меняется по закону $\langle \gamma_{\text{inj}} \rangle \simeq \gamma_0$

Сопоставление предсказаний и наблюдений

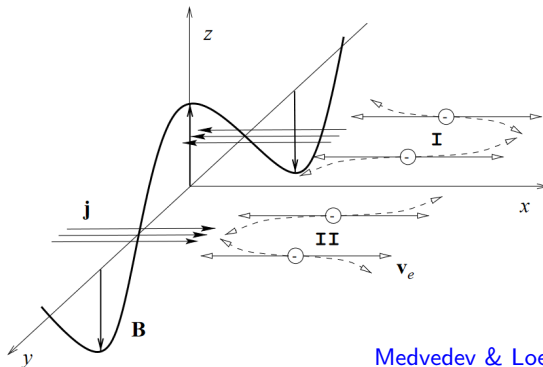
	conventional model (SSC + DSA)	pair balance model (SSC + converter)
IC to sy flux ratio	changes with time	constant at ~ 1
IC to sy flux ratio	differs in different GRBs	universal at ~ 1
$\langle \gamma_{inj} \rangle$ as function of time	decreases with time	increases with time
absorbed fraction at early afterglow	varies	universal at ~ 0.1
$\langle \gamma_{inj} \rangle$ at late afterglow	$\propto \Gamma_{sh}$	$\sim \gamma_0 \propto B^{-1/3}$

зелёный — согласуется с наблюдениями

серый — недостаточно данных

красный — противоречит наблюдениям

Магнитное поле: вейбелевская неустойчивость



Medvedev & Loeb ApJ 526 (1999)

- обеспечивает формирование ударной волны в изначально немагнитной плазме
- позволяет генерацию достаточно сильного магнитного поля
- даже в насыщении магнитная турбулентность линейная: $r_g > \lambda_c$

Длительность нарастания и затухания магнитного поля

Максимум инкремента $G_m \sim A^{3/2} \frac{\omega_p}{\gamma^{1/2}}$

достигается для волнового числа $k_m \sim A^{1/2} \frac{\omega_p}{\gamma^{1/2} c}$

Затухание при нулевой анизотропии $t'_{dec} \simeq \frac{\omega_{pl}^2 \lambda_c^3}{c^3} \quad (\lambda_c \equiv 1/k)$

⇒ время затухания порядка времени роста

Оценка для послесвечения гамма-всплесков

$$t_{dec} \sim t_{rise} \sim \frac{1}{\Gamma_{sh}} \left(\frac{\gamma_{pl}}{\omega_{pi}^2} \right)^{1/2} \sim 10^{-6} \text{сек} \left(\frac{300}{\Gamma_{sh}} \right) \left(\frac{10 \text{ см}^{-3}}{n} \right)^{1/2} \quad \text{для } A \sim 1$$

начальная стадия послесвечения — 100 ÷ 1000 сек

Длительность синхротронного высвечивания

Мощность синхротронного излучения $\dot{E}_e = -\frac{4}{3}\gamma_e^2\sigma_T\frac{B^2}{8\pi}c$

Длительность высвечивания $t'_{cool} = \frac{6\pi m_e c}{\gamma_e \sigma_T B^2}$ (в соп. системе)

Оценка для послесвечения гамма-всплесков

$$t_{cool} = \frac{1}{\Gamma_{sh}} \frac{6\pi m_e c}{\gamma_e \sigma_T B^2} \simeq 30 \text{ сек} \times \frac{300}{\Gamma_{sh}} \left(\frac{10^4}{\gamma_e}\right) \left(\frac{3 \text{ Гц}}{B}\right)^2$$

начальная стадия послесвечения — 100 ÷ 1000 сек

Проблема короткоживущего поля

Эффективность синхротронного излучения $f_{sy} \lesssim \frac{t_{dec}}{t_{cool}}$

Наблюдаемая яркость послесвечения приводит к оценке $f_{sy} > 0.01$

Однако

$$\frac{t_{dec}}{t_{cool}} = \left(\frac{\omega_{pl}^2 \lambda_c^3}{c^3} \right) \left(\frac{\gamma_e \sigma_T B^2}{6\pi m_e c} \right) \sim 10^{-5} \div 10^{-7} \quad (\text{если } \lambda_c \sim c/\omega_{pl})$$

$t_{dec} \ll t_{cool}$, доля комптоновского излучения не велика

$$f_{sy} \lesssim \left(\frac{\lambda_c}{r_{g,pl}} \right)^3 \left(\frac{\omega_{pl}^2 r_{g,pl}^3}{c^3} \right) \left(\frac{\gamma_e \sigma_T B^2}{6\pi m_e c} \right)$$

Взаимосвязь величин

- Гирочастоту можно выразить через плазменную частоту :

$$\omega_B \simeq \frac{eB}{m_e c}, \quad \omega_{pl} \simeq \left(\frac{4\pi e^2 N c^2}{E_{pl}} \right)^{1/2}$$
$$\Rightarrow \frac{\omega_B}{\omega_{pl}} \simeq \frac{E_{pl}}{m_e c^2} \left(\frac{B^2/4\pi}{NE_{pl}} \right)^{1/2} = \sqrt{2\epsilon_B} \frac{E_{pl}}{m_e c^2}$$

- Выражаем магнитное поле и подставляем томсоновское сечение :

$$B = \frac{m_e c}{e} \omega_B \quad \text{и} \quad \sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2$$

- Выражаем энергию синхротронных фотонов и гирорадиус :

$$E_{sy} \simeq \Gamma_{sh} \gamma_e^2 \hbar \omega_B \quad \Rightarrow \quad \gamma_e \omega_B \simeq \frac{E_{sy}}{\Gamma_{sh} \hbar \gamma_e}$$
$$r_{g,pl} = \frac{E_{pl}}{m_e c^2} \frac{c}{\omega_B}$$

Эффективность синхротронного излучения

$$f_{sy} \lesssim \frac{2}{9} \frac{\alpha_f}{\epsilon_B} \left(\frac{E_{pl}}{\gamma_e m_e c^2} \right) \left(\frac{E_{sy}/\Gamma_{sh}}{m_e c^2} \right) \times \left(\frac{\lambda_c}{r_{g,pl}} \right)^3$$

Для типичных параметров ($\epsilon_B = 0.004$, $E_{sy} = 5$ кэВ, $\Gamma = 30$)

$$f_{sy} \lesssim 10^{-4} \left(\frac{E_{pl}}{\gamma_e m_e c^2} \right) \times \left(\frac{\lambda_c}{r_{g,pl}} \right)^3$$

Наблюдениям удовлетворяет только случай $r_{g,pl} < \lambda_c$

- Магнитная турбулентность в ударных волнах от гамма-всплесков не может быть линейной
- Окончательное формирование магнитного поля происходит посредством МГД-неустойчивости

О применимости однозонных моделей

Степень замагниченности излучающих электронов:

$$\frac{r_{g,e}}{\lambda_c} = \frac{\gamma_e m_e c^2}{E_{pl}} \frac{r_{g,pl}}{\lambda_c} \Rightarrow \frac{r_{g,e}}{\lambda_c} \lesssim \left(\frac{2}{9} \frac{\alpha_f}{\epsilon_B} \frac{E_{sy}/\Gamma_{sh}}{m_e c^2} \right)^{1/3} \left(\frac{\gamma_e m_e c^2}{E_{pl}} \right)^{2/3}$$

Оценка для $\epsilon_B = 0.004$, $E_{sy} = 5$ кэВ, $\Gamma = 30$, $f_{sy} = 0.1$:

$$\frac{r_{g,e}}{\lambda_c} \lesssim 0.1 \left(\frac{\gamma_e m_e c^2}{E_{pl}} \right)^{2/3}$$

Излучающие электроны, скорее всего, тоже замагничены

О применимости однозонных моделей

Бомовская диффузия

$$l_{\text{diff}} \simeq \sqrt{Dt_{\text{cool}}} \simeq r_{g,e} \sqrt{\omega_B t_{\text{cool}} / (3\gamma_e)} \quad (\text{коэфф. диффузии } D = cr_{g,e}/3)$$

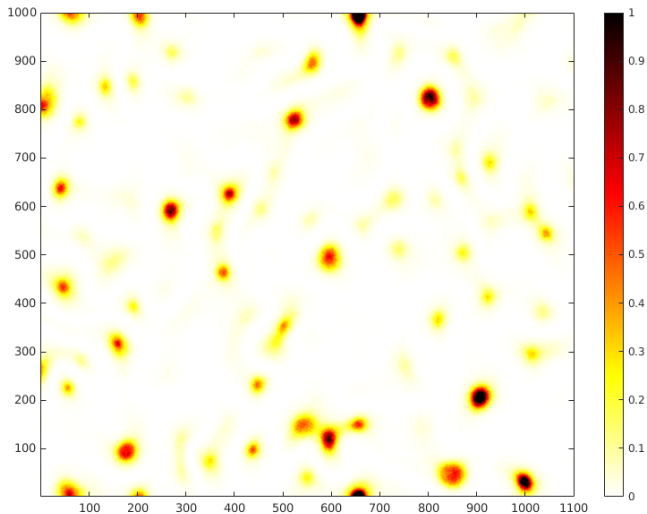
$$\frac{l_{\text{diff}}}{\lambda_c} \lesssim \left(\frac{1}{48} \frac{1}{\epsilon_B^2 f_{\text{sy}}^2} \frac{\Gamma_{\text{sh}} m_e c^2}{\alpha_f E_{\text{sy}}} \right)^{1/6} \left(\frac{\gamma_e m_e c^2}{E_{\text{pl}}} \right)^{2/3} \sim 60 \left(\frac{\gamma_e m_e c^2}{E_{\text{pl}}} \right)^{2/3}$$

(для оценки берем $\epsilon_B = 0.004$, $E_{\text{sy}} = 5$ кэВ, $\Gamma = 30$, $f_{\text{sy}} = 0.1$)

- диффузия обеспечивает эффективное усреднение магнитного поля вдоль траектории электрона
- однозонное приближение по-прежнему применимо

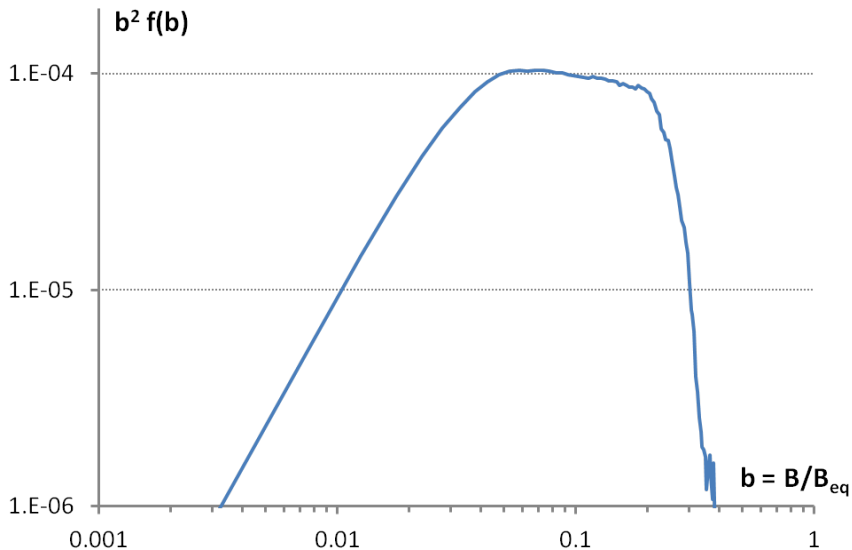
Результаты численного моделирования

Пространственное распределение магнетизации в отходящем потоке



Результаты численного моделирования

Распределение по локальной индукции магнитного поля



Искажение синхротронного спектра одного электрона

Модельное распределение поля внутри флуктуаций

$$B \simeq \begin{cases} B_c, & R < R_c \\ B_c \left(\frac{R_c}{R} \right)^k, & R_c < R < R_{\text{rim}} \end{cases}$$

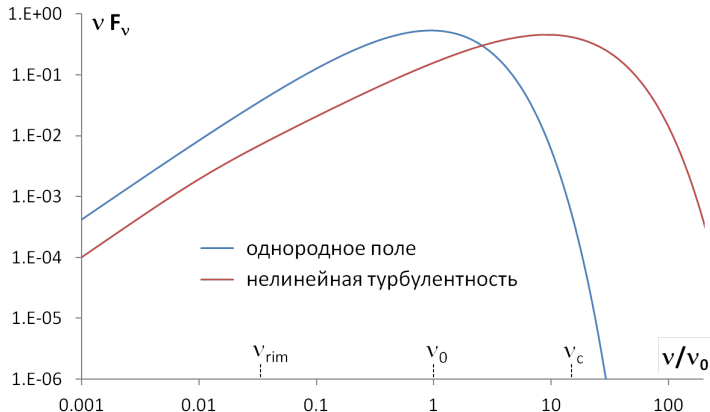
приводит к синхротронному спектру вида

$$\nu F_\nu \propto \begin{cases} \nu^{4/3}, & \nu < \nu_{\text{rim}} = \gamma_e^2 \frac{eB_{\text{rim}}}{2\pi m_e c} \\ \nu^{2-3/k}, & \nu_{\text{rim}} < \nu < \nu_c = \gamma_e^2 \frac{eB_c}{2\pi m_e c} \end{cases} \quad (k < 4.5)$$

Результаты численного моделирования

- равномерное распределение энергии магнитной турбулентности по локальным величинам индукции: $\rho(B) \propto B^{-2}$
- соответствует $k = 3$ (магнитный диполь) в трехмерном случае

Искажение синхротронного спектра одного электрона



Параметры

$$k = 3$$

$$B_c = 15 B_{\text{rms}}$$

то есть

$$R_{\text{rim}} \simeq 7.7 R_c$$

- пик в спектральном распределении энергии смещается на более высокую частоту: $\nu_1 \simeq (B_c/B_{\text{rms}})\nu_0 \sim \nu_0/\sqrt{\epsilon_B}$
- в низкочастотной области спектр более мягкий: $\nu F_\nu \propto \nu$

Заключение

- Спектры послесвечения гамма-всплесков хорошо описываются однозонной моделью синхротронного излучения с самокомтонизацией
- Для полного описания спектра послесвечения нужно знать 4 параметра модели, которые можно определить по интенсивностям и частотам двух широких пиков в спектре
- Теория конверсионного ускорения в равновесной ударной волне даёт взаимосвязь γ_b с 3-мя другими параметрами
- Магнитная турбулентность в релятивистских ударных волнах нелинейная и крупномасштабная, что решает проблему быстрого затухания магнитного поля
- Максимальное локальная величина $\epsilon_B \sim 1$, а среднее значение, скорее всего, можно будет получить из численных моделей
- Оставшиеся 2 независимых параметра можно определить по рентгеновскому спектру

Дальнейшее развитие полной физической модели
послесвечения гамма-всплесков
даст космологии яркий источник с эталонным спектром
для изучения двухфотонного поглощения
в межгалактическом пространстве
в области около 1 Тэв