

# Физика релятивистских ударных волн

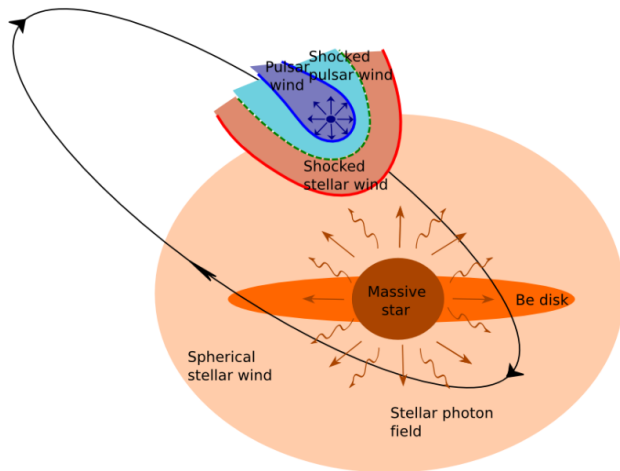
Е.В. Деришев, ИПФ РАН

Нелинейные волны – 2024

# Содержание

- 1 Объекты с релятивистскими ударными волнами
- 2 Составляющие физической модели ударной волны
  - процессы излучения
  - расчёт спектров
  - ускорение частиц
  - генерация магнитного поля
- 3 Фактические наблюдения и эволюция параметров во времени
- 4 Конверсионный механизм ускорения
- 5 Модель равновесной ударной волны
- 6 Нерешённые вопросы и перспективы

# Пульсары в двойных системах



PSR B1259-63

LS I +61 303

некоторые другие  
под вопросом

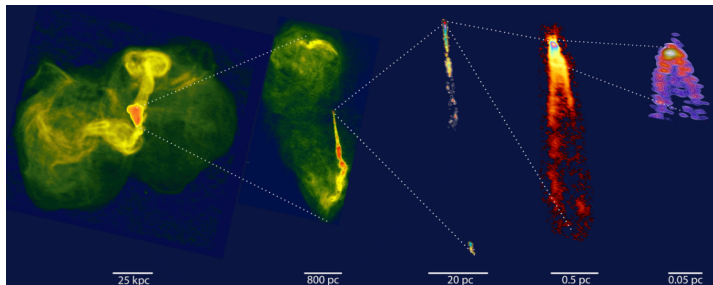
From Porth et al.

Space Sci. Rev. 207 (2017)

Столкновение пульсарного ветра и ветра от массивной звезды

Теоретические модели пульсарного ветра дают  $\Gamma \sim 10^2 \div 10^4$

# Блазары

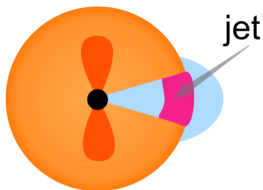


Пошаговое  
увеличение  
M87

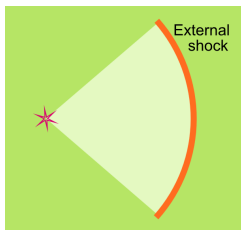
From Blandford, Meier & Readhead, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 57 (2019)

Из наблюдений сверхсветового движения ярких пятен в джете  
(предполагая, что это материальные структуры, а не волны):  $\Gamma \sim 10$

# 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)

После того, как наблюдение Тэв-ного излучения подтвердило модель  
синхротрон+самокомптонизация (MAGIC Collaboration Nature 575, 2019)

послесвечение гамма-всплесков стало наиболее "чистым" примером  
задачи о релятивистской ударной волне:

- прямая оценка лоренц-фактора ударной волны
- нет внешнего поля излучения

# 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:  $\lesssim 10^{-7}$
- $\frac{\text{концентрация фотонов}}{\text{концентрация электронов}} \sim 10^8 \div 10^9$

# Особенности релятивизма

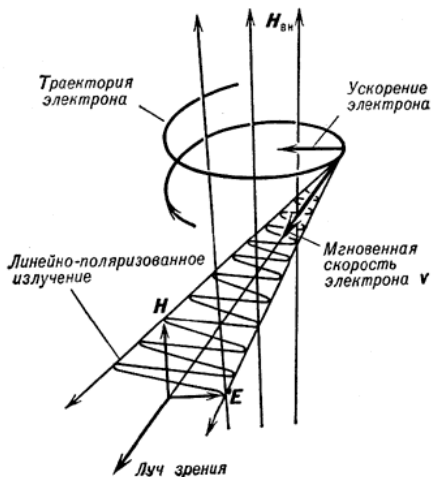
- Магнитное поле действует на равных с электрическим:  
сила лоренца —  $\vec{F} = e \left( \vec{E} + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B} \right)$
- Релятивистская масса:  
поперечная ( $\gamma m$ )  $\ll$  продольной ( $\gamma^3 m$ )
- Основные каналы потери энергии для релятивистских электронов  
— синхротронное и обратное комптоновское излучение
- При рассмотрении элементарных процессов нужно помнить о квантовой электродинамике

# Компоненты полной физической модели





# Синхротронное излучение



ультррелятивистский  
поперечный импульс

спектр излучения  
квазинепрерывный

типичная энергия фотонов  
 $\epsilon_{sy} \approx \gamma_e^2 \hbar \omega_B$

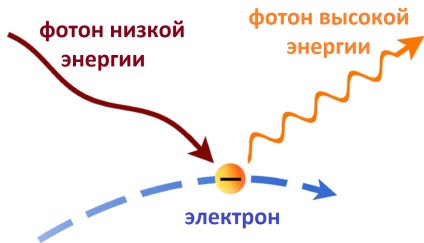
мощность излучения

$$P_{sy} = \frac{4}{3} \gamma_e^2 \sigma_T c \frac{B^2}{8\pi}$$

Излучение на пределе ускорения электронов

$$\epsilon_{sy, \max} \sim m_e c^2 / \alpha_f \approx 70 \text{ MeV}$$

# Обратное комптоновское излучение



энергия передаётся  
от электрона к фотону

мощность излучения

$$P_{IC} = \frac{4}{3} \gamma_e^2 \sigma_{CW} c w_{ph}$$

Томсоновский режим  $(\gamma_e \epsilon_{low} \ll m_e c^2)$

энергия рассеянных фотонов  $\epsilon_{high} \approx \gamma_e^2 \epsilon_{low}$

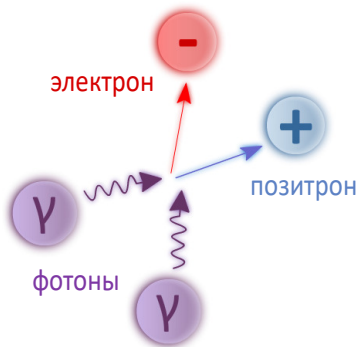
сечение рассеяния  $\sigma \approx \sigma_T$

Режим Клейна-Нишины  $(\gamma_e \epsilon_{low} \gtrsim m_e c^2)$

энергия рассеянных фотонов  $\epsilon_{high} \approx \gamma_e m_e c^2$

сечение рассеяния  $\sigma \sim \sigma_T m_e c^2 / (\gamma_e \epsilon_{low})$

# Двухфотонное рождение $e^-e^+$ пар



кинематический порог

$$\epsilon_1 \epsilon_2 > 2m_e^2 c^4 / (1 - \cos \theta)$$

обычно  $\epsilon_1 \gg \epsilon_2$  —

низкоэнергичных фотонов больше

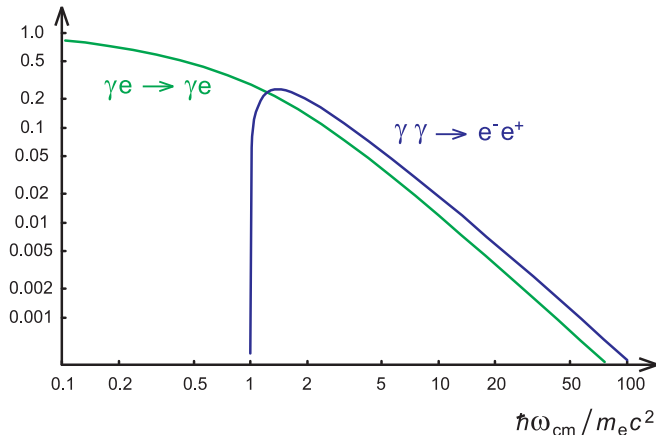
при этом электрон и позитрон рождаются релятивистскими и делят энергию примерно пополам

## Симметрия диаграмм Фейнмана с комптоновским рассеянием

- сечения при высоких энергиях отличаются на множитель 2
- сечение рождения пар при низких энергиях подавлено кинематическим порогом

# Комптовское излучение и двухфотонное рождение пар

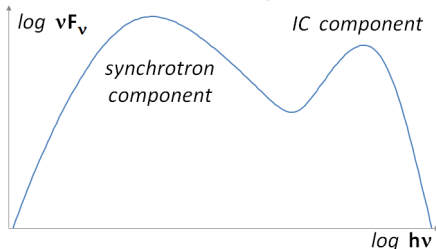
$\sigma/\sigma_T$



В режиме Клейна-Нишины временные масштабы комптоновских потерь (для электронов) и поглощения (для комптонизированных фотонов) одинаковы

# Синхротронное излучение с самокомptonизацией

Типичный вид:  
спектральное распределение  
энергии с двумя  
широко отстоящими пиками



## Функция инжекции

ядро + степенной "хвост",  
моделирует ускорение:

$$Q_{inj}(\gamma) \propto \frac{\gamma^2 - 1}{(\gamma_b + \gamma)^{p+2}}$$

для аналитических оценок

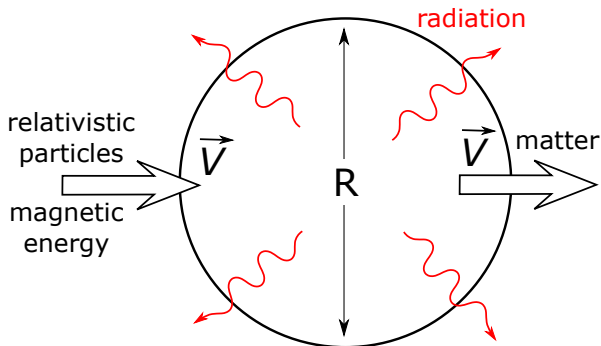
$$Q_{inj}(\gamma) \propto \begin{cases} 0, & \gamma < \gamma_m \\ \gamma^{-p}, & \gamma \geq \gamma_m \end{cases}$$

## Элементарные процессы

- синхротронное излучение
- рассеяние фотонов на электронах (с КЭД сечением)
- двухфотонное рождение пар (с КЭД сечением)

Подгонка спектра подбором  $\gamma_b$ ,  $B$ ,  $\epsilon_e/\epsilon_B$ ,  $p$  и динамического времени (размера).

# Однозонная модель



Темп притока энергии:

$$\dot{E}_{el} = E_{el} \times V/R$$

Темп ухода энергии:

$$\dot{E}_{rad} = E_{rad} \times c/R$$

Баланс синхр. потерь:  $L_{sy} = \kappa_{sy} \dot{E}_{el} \Rightarrow e_{sy} = (V/c) \kappa_{sy} e_{el}$

Мощность синхротронного излучения:  $P_{sy} = \frac{4}{3}(\gamma^2 - 1)\sigma_T e_B c$

Мощность комптоновского излучения:  $P_{IC} = \frac{4}{3}(\gamma^2 - 1)\kappa_{KN} \sigma_T e_{sy} c$

## Уравнения однозонной модели

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial \gamma} (\dot{\gamma} f_e) + S_e + Q_{pp}^{(e)} + Q_{inj} - \frac{f_e}{t_{eff}},$$

$$\frac{\partial f_{ph}}{\partial t} = S_{ph} - Q_{pp}^{(ph)} + Q_{sy} - \frac{f_{ph}}{t_{eff}}.$$

$$\dot{\gamma} = -(\gamma^2 - 1) \frac{\sigma_T}{m_e c} \frac{B_{rms}^2}{6\pi}$$

$$Q_{inj}(\gamma) = A \frac{\gamma^2 - 1}{(\gamma_b + \gamma)^{p+2}} \exp\left(-\frac{\gamma}{\gamma_{max}}\right), \quad \gamma_{max} \sim \sqrt{B_{cr}/(\alpha_f B_{rms})}$$

$$Q_{sy}(\epsilon) = \frac{\alpha_f}{3} \frac{m_e c^2}{\hbar} \int_1^\infty \left(1 + \left[\frac{\epsilon_0}{\epsilon}\right]^{2/3}\right) \exp\left(-2 \left[\frac{\epsilon}{\epsilon_0}\right]^{2/3}\right) \frac{f_e(\gamma)}{\gamma^2} d\gamma,$$

$$\epsilon_0 = \frac{4}{3} \gamma^2 \frac{B_{rms}}{B_{cr}}$$

# Уравнения однозонной модели

## Комптоновское рассеяние

$$S_e(\gamma) = \iint c \sigma_c(\gamma_i, \epsilon_i \rightarrow [\gamma_i + \epsilon_i - \gamma]) f_e(\gamma_i) f_{ph}(\epsilon_i) d\gamma_i d\epsilon_i \\ - f_e(\gamma) \int c \sigma_c(\gamma, \epsilon) f_{ph}(\epsilon) d\epsilon$$

$$S_{ph}(\epsilon) = \iint c \sigma_c(\gamma_i, \epsilon_i \rightarrow \epsilon) f_e(\gamma_i) f_{ph}(\epsilon_i) d\gamma_i d\epsilon_i \\ - f_{ph}(\epsilon) \int c \sigma_c(\gamma, \epsilon) f_e(\gamma) d\gamma$$

## Рождение $e^-e^+$ пар

$$Q_{pp}^{(e)}(\gamma) = 2 \iint c \sigma_{pp}(\epsilon_1, \epsilon_2 \rightarrow \gamma) f_{ph}(\epsilon_1) f_{ph}(\epsilon_2) d\epsilon_1 d\epsilon_2$$

$$Q_{pp}^{(ph)}(\epsilon) = 2 f_{ph}(\epsilon) \int c \sigma_{pp}(\epsilon, \epsilon') f_{ph}(\epsilon') d\epsilon'$$



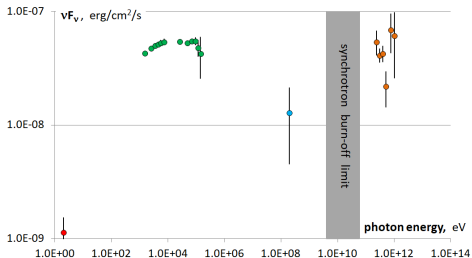
# Управляющие параметры

- Гидродинамический лоренц-фактор излучающей области
- Магнитное поле в излучающей области
- Средняя энергия (функция распределения) инжектируемых ускоренных электронов

- Комптоновский потенциал  $k_{\text{SC}} = \left( t_{\text{eff}} \int Q_{\text{inj}} d\gamma \right) / \left( \frac{B_{\text{rms}}^2}{8\pi} \right)$   
 $k_{\text{SC}} = \epsilon_e / \epsilon_B$

время жизни частиц определяется временем наблюдения и лоренц-фактором излучающей области:  $t_{\text{eff}} = C_t \Gamma t_{\text{obs}}$ , ( $C_t \sim 1$ )

# Первое наблюдение послесвечения в Тэв-ах



## Спектр послесвечения гамма-всплеска GRB 190114C

Наблюдения:

оптический телескоп

космический рентгеновский телескоп

космический гамма-телескоп

черенковский телескоп

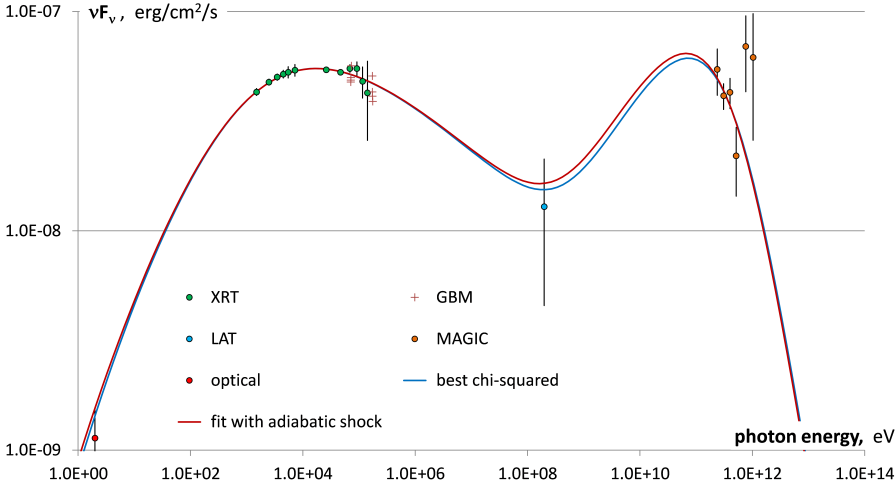
объявлен 15 янв 2019

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

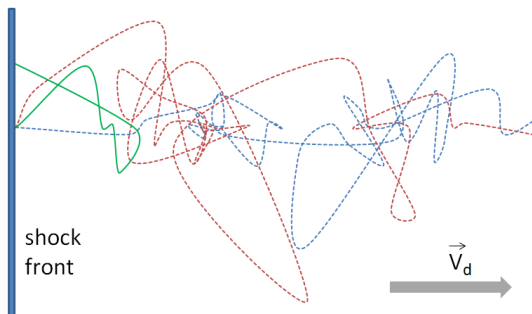
MAGIC Collab. Nature 575 (2019)



# Моделирование спектра GRB 190114C



## Ускорение частиц: аналитика



Эффективная глубина  
“отражения”  $\simeq \frac{1 - \beta_d}{\beta_d}$   
длин свободного пробега

В релятивистской ударной волне ( $\beta_d = 1/3$ ) это всего  $\simeq 2$  д.с.п. — диффузионное приближение под вопросом

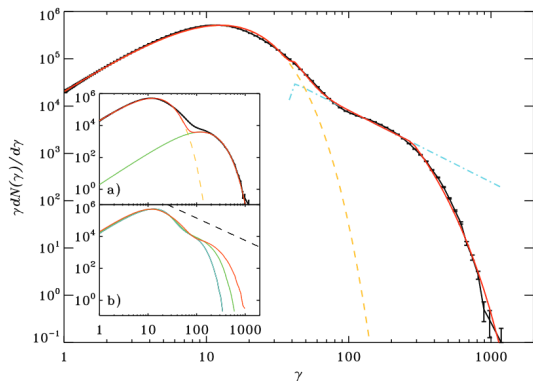
### Предсказания

- Ускорение Ферми выключается в упорядоченном магнитном поле
- В диффузионном приближении ускоренные частицы образуют

степенное распределение;  $p = \frac{\beta_d^3 - 2\beta_d^2 + 2\beta_d + 1}{1 - \beta_d}$ , т.е.  $p = \frac{20}{9}$

Keshet & Waxman 2005

# Ускорение частиц: численное моделирование



Завал в распределении смещается к более высоким энергиям по мере удлинения расчёта

Высокоэнергетический "хвост" приближается к степени с показателем  $p = 2.4 \pm 0.1$

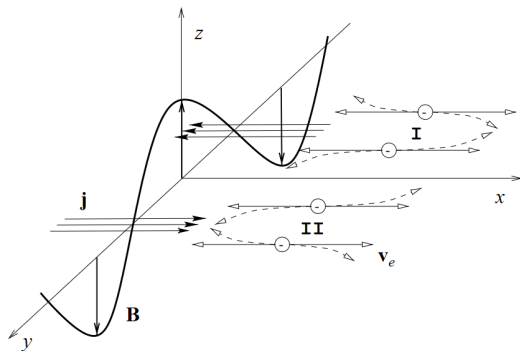
Spitkovsky ApJ 682 (2008)

## Отметим тонкость

В двумерных расчётах  $\beta_d = \frac{1}{2}$ .

При этом диффузионное приближение предсказывает  $p = 13/4 = 3.25$

# Магнитное поле: вейбелевская неустойчивость



Medvedev & Loeb ApJ 526 (1999)

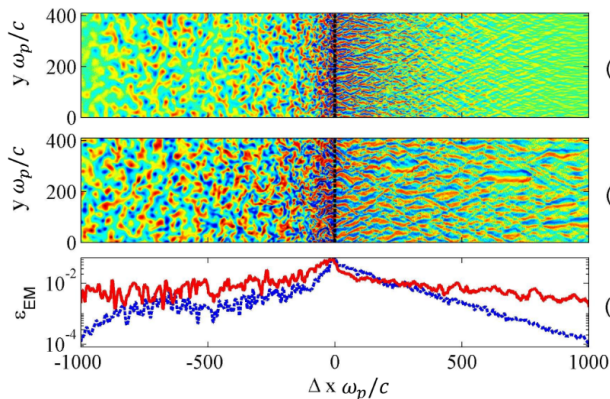
Самый быстрый рост при  
 $k_m = f(A) \frac{\omega_p}{\gamma^{1/2} c}, f(A) \lesssim 1$

Магнитное поле затухает за  
время  $\sim \frac{\omega_p^2}{\gamma (ck_m)^3}$   
(порядка времени роста)

это на **5-7 порядков** меньше  
времени синхротронных  
потерь

- работает в изначально незамагниченных ударных волнах
- обеспечивает генерацию достаточно сильного магнитного поля
- это магнитное поле, по-видимому, слишком короткоживущее

# Магнитное поле: численное моделирование



Даже в самых  
(a) длинных расчётах  
нет стационарного  
состояния

(b) (a)  $t = 2250 \omega_p^{-1}$

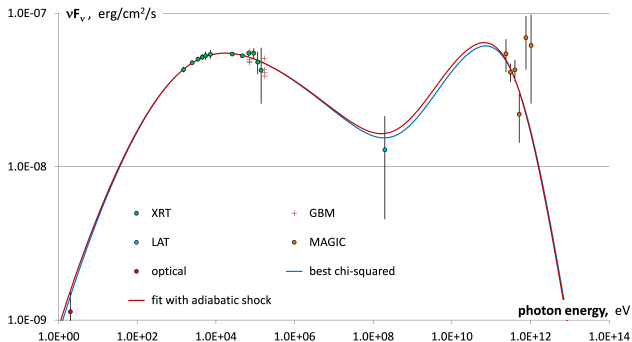
(b)  $t = 11925 \omega_p^{-1}$

(c)

Sironi, Keshet & Lemoine  
Space Sci. Rev. 191 (2015)

- магнитное поле короткоживущее; в долгих расчётах живёт дольше
- доля энергии в магнитном поле у фронта  $\epsilon_B \sim 0.01$
- доля энергии в ускоренных электронах  $\epsilon_e \sim 0.1$

# GRB 190114C — “ранний” спектр



$$t_{\text{obs}} = 90 \text{ сек}$$

$$\gamma_b = 6500$$

$$\epsilon_B = 0.0061$$

$$\epsilon_e = 0.12$$

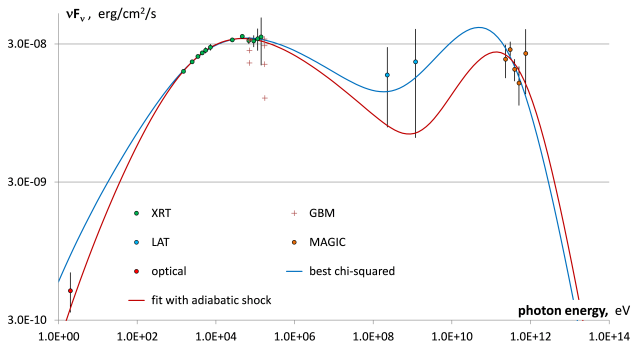
$$p = 2.5$$

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

ED & T.Piran, ApJ 923 (2021)



# GRB 190114C — “поздний” спектр



$$t_{\text{obs}} = 145 \text{ сек}$$

$$\gamma_b = 16700$$

$$\epsilon_B = 0.0027$$

$$\epsilon_e = 0.096$$

$$p = 2.5$$

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

ED & T.Piran, ApJ 923 (2021)

# GRB 190114C — эволюция параметров во времени

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

$$\gamma_b = 6500$$

$$\epsilon_B = 0.0061$$

$$\epsilon_e = 0.12$$

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

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

$$\gamma_b = 16700$$

$$\epsilon_B = 0.0027$$

$$\epsilon_e = 0.096$$

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

Противоречит “нерелятивистской интуиции”

$\gamma_b$  **растёт** при торможении ударной волны, а  $\epsilon_e$  меняется слабо  
⇒ доля ускоряемых электронов уменьшается со временем

*Доля поглощённого излучения остаётся постоянной  $\simeq 10\%$*

# Возможные конверсионные циклы

## Лептонный цикл

$$\textcircled{1} e^- + \gamma_{soft} \rightarrow e^- + \gamma_{hard}$$

$$\textcircled{2} \gamma_{hard} + \gamma_{soft} \rightarrow e^- + e^+$$

## Адронные циклы

Электромагнитный канал (низкая плотность)

$$\textcircled{1} p + \gamma_{soft} \rightarrow n + \pi^+$$

$$\textcircled{2} n + \gamma_{soft} \rightarrow p + \pi^- \quad (\text{или } n \rightarrow p + e^-)$$

Столкновительный канал (высокая плотность)

$$\textcircled{1} p + p \rightarrow n + p + \pi^+$$

$$\textcircled{2} n + p \rightarrow p + p + \pi^- \quad (\text{или } n \rightarrow p + e^-)$$

В однородной области излучения эти процессы описывают только каскадную диссипацию энергии:

энергия отдельных частиц уменьшается, а их число растёт

# Возможные конверсионные циклы

## Лептонный цикл

$$\textcircled{1} e^- + \gamma_{soft} \rightarrow e^- + \gamma_{hard}$$

$$\textcircled{2} \gamma_{hard} + \gamma_{soft} \rightarrow e^- + e^+$$

## Адронные циклы

Электромагнитный канал (низкая плотность)

$$\textcircled{1} p + \gamma_{soft} \rightarrow n + \pi^+$$

$$\textcircled{2} n + \gamma_{soft} \rightarrow p + \pi^- \quad (\text{или } n \rightarrow p + e^-)$$

Столкновительный канал (высокая плотность)

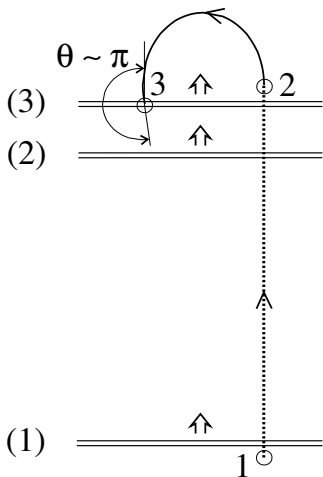
$$\textcircled{1} p + p \rightarrow n + p + \pi^+$$

$$\textcircled{2} n + p \rightarrow p + p + \pi^- \quad (\text{или } n \rightarrow p + e^-)$$

В однородной области излучения эти процессы описывают только каскадную диссипацию энергии:

энергия отдельных частиц уменьшается, а их число растёт

# Конверсионный механизм ускорения



- 1 Высокоэнергичный электрон передаёт энергию фотону
- 2 Фотон обгоняет ударную волну и порождает  $e^- e^+$  пару в набегающем потоке
- 3 Ударная волна догоняет изотропизованные частицы и увеличивает их энергию

Умножение энергии на  $\sim \Gamma^2$   
в каждом цикле

Derishev, Aharonian, Kocharovsky & Kocharovsky, PRD 2003

# Два пути удержать конверсионное ускорение “в рамках”

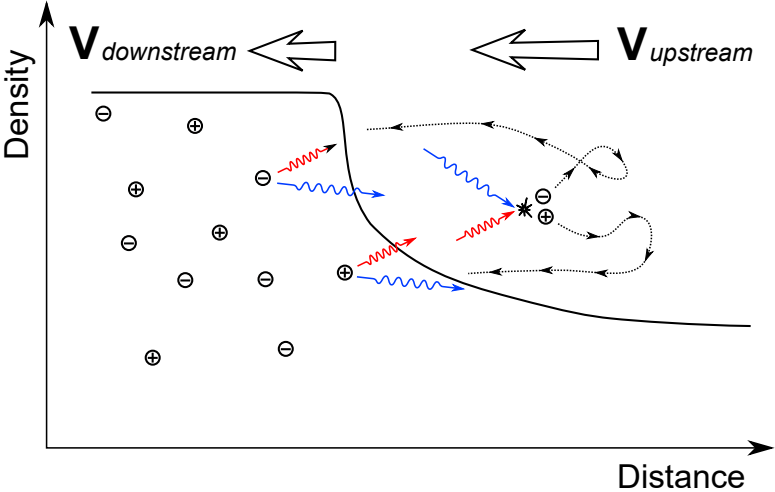
Эффективность излучения ниже  $\sim 1/\Gamma$

– неинтересный с практической точки зрения случай

Уменьшенный скачок лоренц-фактора на фронте

– должно сработать, но необходимо искать решение в виде модифицированной ударной волны

# Равновесная ударная волна



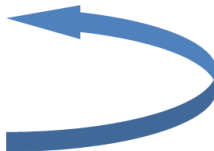
$\langle \gamma \rangle > \gamma_0$  — преобладает поглощение фотонов }  $\langle \gamma \rangle \simeq \gamma_0 = (B_{cr}/B_{rms})^{1/3}$   
 $\langle \gamma \rangle < \gamma_0$  — преобладает ускорение электронов }

# Схема переноса энергии-импульса в релятивистских ударных волнах

Downstream energy  
and momentum flux



Energy and momentum flux in  
emitted (deflected) particles



2

Upstream energy and  
momentum flux



1



# Уравнения непрерывности

## Стационарное одномерное решение

- Сохранение потока импульса

$$w_1 \beta_1^2 \Gamma_1^2 + p_1 = w_2 \beta_2^2 \Gamma_2^2 + p_2 + S_{mom}$$

- Сохранение потока энергии

$$w_1 \beta_1 \Gamma_1^2 = w_2 \beta_2 \Gamma_2^2 - S_{en}$$

- Потоки энергии и импульса для вылетающих частиц

$$S_{en} = a w_2 \beta_2 \Gamma_2^2 \quad S_{mom} = b S_{en}$$

$w$  – удельная энтальпия,  $p$  – давление

# Приближённое решение

Предположим релятивистское уравнение состояния  $p = w/4$

- В сильной ударной волне это обязательно так.

Используем "магическую" переменную  $\chi = \left(3\beta + \frac{1}{\beta}\right)$

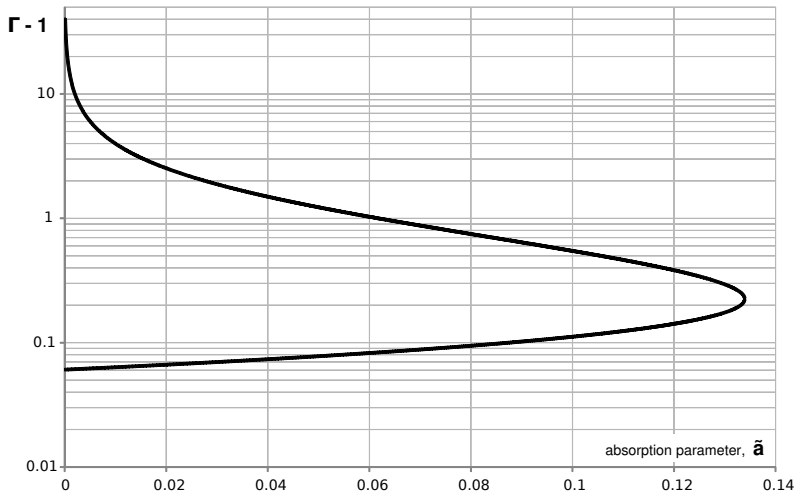
- Уравнения непрерывности превращаются в

$$d\chi = -\chi d\tilde{a}, \quad \text{где} \quad \tilde{a} = a(1 + b)$$

- Приближённое решение для случая  $\Gamma \gg \Gamma_u \gg 1$ :

$$\Gamma_u = \frac{1}{2\tilde{a}^{1/2}}$$

# Гидродинамический лоренц-фактор в системе фронта



верхняя ветвь – набегающий поток

нижняя ветвь – отходящий поток.

# Распределение ускоренных частиц

- Инжектированные частицы имеют примерно одинаковые энергии в системе фронта:  $\tilde{a} \propto N$

- Энергия в системе потока в момент инжекции:  $\gamma_i \propto \Gamma_u \propto \tilde{a}^{-1/2}$   
 $\Rightarrow N(\gamma_i) \propto \gamma_i^{-2}$

- Возвращаясь к фронту, частица увеличивает свой лоренц-фактор (адиабатическое сжатие):  
 $\gamma_f \sim \Gamma_u^{1/3} \gamma_i \propto \gamma_i^{4/3}$

- Частицы у фронта имеют степенное распределение

$$N(\gamma_f) \propto \gamma_f^{-3/2} \quad \Rightarrow \quad f(p) \propto p^{-5/2}$$

# Основные предсказания

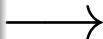
- Отношение комптоновской светимости к синхротронной  $\sim 1$ .
- Доля поглощённого внутри источника излучения постоянна ( $\approx 0.15$ ).
- Выполнение предыдущего условия требует подстройки лоренц-фактора инжектируемых электронов  $\gamma_b$ . При торможении ударной волны  $\gamma_b$  растёт, а доля ускоренных частиц уменьшается.

# Взаимосвязь процессов в релятивистской ударной волне

Процессы излучения  
синхротронное излучение с (само)комptonизацией  
от ускоренных электронов



Ускорение частиц  
конверсионный механизм

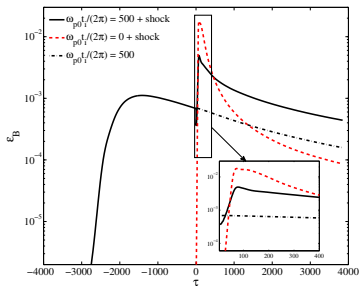


Магнитное поле  
вейбелевская неустойчивость

Для численных методов — это *terra incognita*.

Необходимо научиться обнаруживать и подавлять нефизические неустойчивости.

# Длительная инжекция порождает долгоживущее поле



## Без длительной пред-инъекции

Эволюция магнетизации показана красной линией.

Карта магнитного поля вблизи от фронта показана на нижнем рисунке справа.

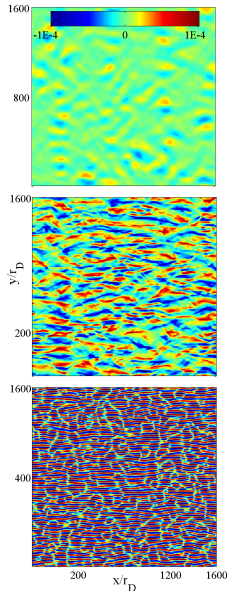
## С длительной пред-инъекцией

Эволюция магнетизации показана сплошной чёрной линией.

Карты магнитного поля:

верхний рисунок справа — непосредственно перед фронтом

средний рисунок справа — вскоре после прохождения фронта



Garasev & ED, MNRAS 461 (2016)

## О перспективах

- Можно строить обобщённые модели источников (гамма-всплески, активные ядра галактик и т.д.)
- При распространении на космологические расстояния высокоэнергичные комптоновские фотоны поглощаются, взаимодействуя с оптическим и УФ излучением.
- Уверенное предсказание исходного спектра источников и последующее сравнение с наблюдаемым поглощённым позволит вычислить плотность оптического и УФ излучения в межгалактическом пространстве.
- Плотность оптического и УФ излучения в межгалактическом пространстве напрямую связана с историей звездообразования в масштабе Вселенной.

Много нового может быть скрыто в старых данных