

## КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

## Астрофизические объекты с экстремальным энерговыделением: наблюдения и теория

А.М. Быков

*Сверхновые звёзды являются объектами с экстремальным выделением энергии и источниками основных химических элементов в галактиках. Излучение широкого спектра электромагнитных волн, нейтрино, гравитационных волн, а также ускорение ядер до ультрарелятивистских энергий сопутствуют этим грандиозным явлениям. Наблюдения за сверхновыми привели к открытию ускоренного расширения Вселенной и введению понятия "тёмная энергия". Современные наблюдения и теоретические модели указывают на множественность наблюдаемых проявлений сверхновых, обусловленную как процессами выделения энергии, так и различием свойств околозвёздной материи. Остатки сверхновых и гамма-всплески, связанные с компактными остатками, являются одними из основных объектов современных программ космических исследований во всём мире. Обсуждаются результаты наблюдений сверхновых и гамма-всплесков, физические модели ускорения нетепловых релятивистских частиц и усиления флуктуирующих магнитных полей в оболочках и остатках сверхновых, а также перспективы проверки этих моделей с помощью наблюдений на орбитальных и наземных телескопах.*

**Ключевые слова:** сверхновые звёзды, гамма-всплески, ударные волны, ускорение частиц, космические лучи

PACS numbers: 95.30. – k, 97.60.Bw, 98.70.Sa

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.04.038283>

### Содержание

1. Введение (894).
  2. Ударные волны в оболочках сверхновых (895).
  3. Нетепловые процессы в сверхновых. Магнитные поля массивных звёзд и сверхновых (896).
  4. Релятивистские сверхновые (897).
  5. Ускорение частиц и усиление магнитных полей ударными волнами сверхновых (898).
  6. Моделирование ударных волн сверхновых с эффективным ускорением частиц (900).
    - 6.1. Сверхадиабатическое усиление магнитного поля ударными волнами.
    - 6.2. Максимальные энергии ионов, ускоренных в магнитогидродинамических течениях.
    - 6.3. Ускорение частиц и усиление магнитных полей нерелятивистскими ударными волнами.
    - 6.4. Ускорение частиц и усиление магнитного поля в релятивистских сверхновых.
  7. Гамма-всплески и релятивистские сверхновые типа Ic (905).
  8. Заключение (906).
- Список литературы (907).

### 1. Введение

Сверхновые звёзды являются объектами с экстремальным выделением энергии, источниками основных хими-

ческих элементов в галактиках. Излучение широкого спектра электромагнитных волн, нейтрино, гравитационных волн и ускорение ядер до ультрарелятивистских энергий сопутствуют этим грандиозным явлениям. Наблюдения сверхновых типа Ia представляют собой на сегодня основное средство проверки возможности ускоренного расширения Вселенной (см., например, [1]). Важностью роли сверхновых (СН) в исследовании фундаментальной физической проблемы определения наличия и доли тёмной энергии во Вселенной были обусловлены беспрецедентные усилия по увеличению статистики наблюдений сверхновых в ряде проектов, таких как Palomar Transient Factory, Dark Energy Survey, Мобильная астрономическая система телескопов-роботов (MASTEP) и др. Строящийся Large Synoptic Survey Telescope (LSST) за пять лет должен зарегистрировать несколько сотен тысяч сверхновых типа Ia с красными смещениями порядка единицы, а также исследовать эффекты слабого линзирования. При этом LSST будет регистрировать многие тысячи транзиентов (переменных источников с резкой фазой нарастания потока) каждую ночь. Значительное увеличение статистики и повышение качества многоволновых наблюдений СН и транзиентных источников других типов позволили достичь за последнее десятилетие существенного прогресса в понимании феноменологии и физики СН. Современные наблюдения и теоретические модели указывают на множественность наблюдаемых проявлений сверхновых, обусловленных как процессами выделения энергии, так и различием свойств околозвёздной материи. Остатки сверхновых и гамма-всплески, связанные с компактными

А.М. Быков. Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая 26, 194021 С.-Петербург, Российская Федерация  
E-mail: byk@astro.ioffe.ru

Статья поступила 21 января 2018 г.

остатками, являются одними из основных объектов в программах космических исследований во всём мире. В настоящей статье кратко представлены результаты наблюдений сверхновых, гамма-всплесков и транзиентов, в том числе связанных с приливным разрушением звёзд. Обсуждаются физические модели нетепловых процессов в оболочках сверхновых и перспективы их проверки с помощью орбитальных и наземных телескопов нового поколения.

Наблюдаемые проявления сверхновых весьма разнообразны [2–4]. Это связано как с различными механизмами выделения огромной энергии, инициирующими вспышку сверхновой, так и с различными типами звёзд-прародителей, определяющих также особенности околозвёздной среды. Ввиду огромного количества как наблюдательных данных, так и теоретических моделей сверхновых мы ограничимся обсуждением только некоторых вопросов, касающихся нетепловых процессов в сверхновых и их остатках. Рассмотрены классы объектов, связанные с коллапсировавшими сверхновыми типа Ibc, для которых прослеживается связь с гамма-всплесками и недавно обнаруженными релятивистскими сверхновыми. Физические процессы в коллапсировавших сверхновых анализируются как с точки зрения классических аспектов физики ударных волн [5, 6], теории аккреции [7], физики космических лучей [8], так и с точки зрения бурно развивающихся моделей формирования и динамики коллимированных истечений компактных релятивистских коллапсаров и космических ускорителей частиц.

## 2. Ударные волны в оболочках сверхновых

Динамика ударной волны во внешних слоях атмосферы звезды существенно зависит от типа звезды и её эволюции перед вспышкой сверхновой. Это позволяет делать заключения о структуре звезды по наблюдаемым спектрам излучения [9, 10]. Ударная волна после коллапса ядра звезды распространяется по ней почти адиабатически. Давление за фронтом ударной волны в основном определяется излучением, и фотоны, имеющие длину свободного пробега  $\lambda$ , могут проникать на расстояния порядка  $c\lambda/v_{sh}$  перед волной, где  $v_{sh}$  — скорость ударной волны. Выход ударной волны с высокой плотностью энергии излучения за фронтом из оптически толстой среды к поверхности звезды, как ожидается, в течение первой минуты должен сопровождаться короткой и мощной вспышкой ультрафиолетового (УФ) и рентгеновского излучения со светимостью, достигающей  $10^{45}$  эрг  $s^{-1}$ . За этой вспышкой следует более продолжительное интенсивное ультрафиолетовое и оптическое излучение охлаждающейся плазмы за фронтом волны (см. обзор [11]).

Наблюдение очень короткой УФ-рентгеновской вспышки, сопровождающей прорыв ударной волны из оптически плотной среды, представляет собой существенную проблему и ещё ждёт подтверждения, в то время как большой объём наблюдений радио-, оптических и рентгеновских кривых блеска коллапсировавших сверхновых на более длительных временных масштабах весьма успешно описывается численными и аналитическими моделями распространения ударной волны во внешних слоях звезды и околозвёздной среде [4, 12, 13]. Движение сферической ударной волны и волны разрежения по слоям звезды с неоднородным распределением плотности сопровождается замедлением скорости фронта во

внутренних областях с медленным уменьшением плотности. Однако затем во внешних слоях оболочки звезды с резким падением плотности фронт волны ускоряется [14–20].

Таким образом, в зависимости от структуры распределения плотности во внешних слоях звезды формируется распределение кинетической энергии оболочки сверхновой по скоростям эжектированного вещества. Возможно ускорение до околорелятивистских скоростей самых внешних частей оболочки. Наиболее эффективно вещество оболочки сверхновых ускоряется до релятивистских скоростей в звёздах с радиативными оболочками, излучающими около эддингтоновского предела [20]. В частности, в работе [20] выполнены численные расчёты и получены приближённые выражения для кинетической энергии  $E_k (> \Gamma_f \beta_f)$  доли вещества оболочки, распространяющейся с четырёх-скоростью  $\Gamma\beta$ , большей некоторой заданной величины  $\Gamma_f \beta_f$ . Если профиль плотности вне ядра звезды,  $r_c < r < R$ , описывается как

$$\rho(r) = \rho_h \left( \frac{R}{r} - 1 \right)^n,$$

то асимптотическое выражение для распределения энергии в области нерелятивистских скоростей эжекты имеет вид

$$E_k (> \Gamma_f \beta_f) \propto (\Gamma_f \beta_f)^{-(5.35\gamma_p-2)}, \quad \Gamma_f \beta_f \ll 1, \quad (1)$$

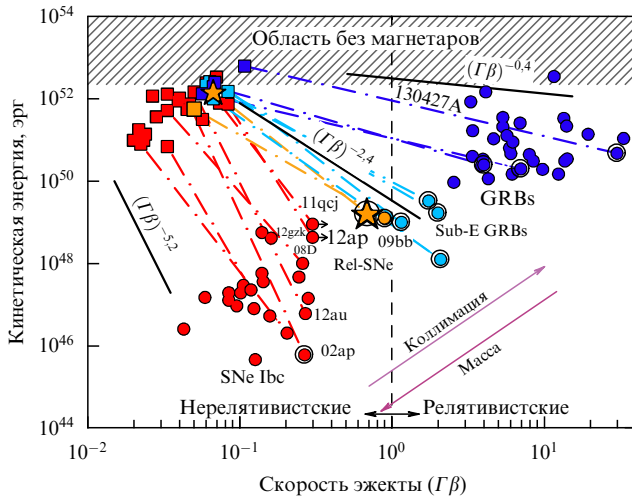
тогда как для релятивистской эжекты,  $\Gamma_f \beta_f \gg 1$ , распределение кинетической энергии гораздо более пологое:

$$E_k (> \Gamma_f \beta_f) \propto (\Gamma_f \beta_f)^{-(1.58\gamma_p-1)}, \quad (2)$$

где  $\gamma_p = (1 + 1/n)$  [20].

На рисунке 1 из статьи [21] красными символами показаны результаты анализа наблюдений некоторой выборки сверхновых типа Ibc, демонстрирующие хорошее согласие с распределением (1) при  $n \approx 3$ . Сверхновые типа Ibc статистически составляют около 19 % всех сверхновых [22]. Модели выхода ударной волны в околозвёздную среду с учётом вклада в излучение радиоактивного  $^{56}\text{Ni}$ , синтезированного при распространении ударной волны, позволяют количественно описывать наблюдаемые кривые блеска многих коллапсировавших звёзд [4, 12, 13]. Однако остаются нерешёнными некоторые вопросы формирования ударной волны при коллапсе массивной звезды. Развита модель, в которой поток нейтрино от коллапсировавшего ядра вызывает ударную волну, распространяющуюся в наружные слои.

Современные модели учитывают эффекты общей теории относительности (ОТО), переноса нейтрино, отклонения от сферичности, неустойчивости и турбулентности [23–27]. С другой стороны, длинные гамма-всплески (показанные на рис. 1 фиолетовым цветом), происхождение которых связано с коллапсом массивных звёзд [28, 29], требуют очень пологого распределения энергии по скоростям эжекты. Модели ускорения ударной волны во внешних слоях оболочки сверхновой с резким падением плотности не воспроизводят необходимого количества кинетической энергии релятивистской эжекты. Альтернативой являются модели гамма-всплесков и релятивистских сверхновых с доминирующей ролью магнитных полей коллапсара как источника



**Рис. 1.** (В цвете онлайн.) Популяции источников с различными распределениями кинетической энергии по четырём скоростям эжекты для объектов трёх типов, связанных с коллапсирующими сверхновыми. Красным цветом показаны профили пространственной компоненты четырёх-скорости эжекты для основной популяции сверхновых типа Ibc (SNe Ibc) с нерелятивистскими скоростями эжекты, синим цветом — профили для источников гамма-всплесков (Gamma Ray Bursts, GRB) с ультрарелятивистскими скоростями эжекты. Профили распределения энергии эжекты объектов промежуточных типов (пока малочисленных из-за сложности их наблюдений) показаны соответственно оранжевым (релятивистские сверхновые (Rel-SNe) SN 2009bb и SN 2012ap без гамма-всплеска) и голубым (субэнергетичные (Sub-E) гамма-всплески) цветами. (Из работы [21].)

энергии всплесков и механизма коллимации релятивистского течения [30–32], которые обсуждаются в разделе 7.

### 3. Нетепловые процессы в сверхновых. Магнитные поля массивных звёзд и сверхновых

С переходом ударной волны сверхновой из столкновительного режима в бесстолкновительный появляется возможность формирования нетепловых компонентов со значительной плотностью энергии. Плотность среды  $\rho_b$ , при которой происходит прорыв ударной волны, имеющей скорость  $v_{sh}$ , связана с радиусом прорыва  $R_b$  как

$$\rho_b \sim \frac{cm_p}{v_{sh}\sigma_T R_b}, \quad (3)$$

где  $\sigma_T$  — томсоновское сечение,  $m_p$  — масса протона [33]. Для радиуса  $R_b \sim 10^{14}$  см частота кулоновских столкновений протонов на фронте ударной волны в области прорыва оболочки  $\nu_{Coul} \approx 0,02 v_9^{-4} R_{14}^{-1}$  [с<sup>-1</sup>] много меньше как ионной плазменной частоты в этой области  $\omega_p = (4\pi\rho c^2/m_p^2)^{1/2} \sim 10^9 v_9^{-1/2} R_{14}^{-1/2}$  [с<sup>-1</sup>], так и циклотронной частоты иона  $\omega_B \sim 6 \times 10^3 B$  [с<sup>-1</sup>], если магнитные поля  $B$  в оболочке выше 1 мГс. Приведённые оценки указывают на то, что после прорыва оболочки ударная волна становится бесстолкновительной на расстояниях порядка нескольких десятков радиусов звезды-прародителя голубого гиганта или нескольких радиусов красного гиганта. В разделе 5 рассмотрены более детальные модели структуры бесстолкновительных ударных волн в разреженной плазме.

Распространение бесстолкновительной ударной волны и эффективность ускорения энергетических частиц в околозвёздной среде коллапсировавших массивных звёзд определяются темпом потери массы и свойствами ветра, а также магнитными полями на различных фазах эволюции звезды-прародителя.

Магнитные поля на поверхности горячих массивных звёзд, прародителей коллапсировавших сверхновых, играют существенную роль в динамике интенсивных ветров, ускоренных излучением горячей звезды [34], а крупномасштабные (дипольные) компоненты также определяют величину поля в протяжённом ветре звезды, по которому после вспышки распространяется ударная волна сверхновой. Наблюдения магнитных полей звёзд ранних спектральных классов O- и B-типов весьма сложны. Основным методом определения напряжённости крупномасштабных (в частности, дипольных) магнитных полей в атмосферах горячих звёзд является использование чувствительных спектрополяриметров, позволяющих оценивать напряжённость магнитного поля посредством наблюдения круговой поляризации в зеемановском расщеплении линий. Масштабная наблюдательная программа [35] включала в себя анализ 4800 спектров с круговой поляризацией от 560 звёзд O- и B-типов с широким диапазоном масс, температур и скоростей вращения. Крупномасштабные магнитные поля с напряжённостями от 50 Гс до нескольких килогаусс детектированы примерно для 7% звёзд из этой выборки.

Наблюдения M-сверхгиганта Бетельгейзе (Betelgeuse,  $\alpha$  Ori, HD39801) со спектрополяриметром Narval [36] позволили измерить значительную круговую поляризацию (параметр Стокса  $V$ ). Соответствующее крупномасштабное магнитное поле (усреднённое по поверхности звезды) имеет напряжённость порядка 1 Гс. Недавние высокоточные наблюдения линий  $^{28}\text{SiO}$  с телескопом ALMA (Atacama Large Millimeter Array) позволили оценить скорость вращения на экваторе, которая оказалась весьма небольшой:  $V_{eq} \sin i = 5,47 \pm 0,25$  км с<sup>-1</sup> [37]. Красный гигант Бетельгейзе с массой  $\gtrsim 15 M_\odot$  и радиусом порядка 1000 радиусов Солнца имеет высокую вероятность стать сверхновой типа IIp или IIl в недалёком будущем, и поэтому он представляет особый интерес. Наблюдательные данные о структуре магнитного поля в ветре массивных звёзд пока немногочисленны [38]. Магнитогидродинамическое (МГД) моделирование [34] описывает структуру поля в области формирования анизотропного ветра на расстояниях порядка нескольких радиусов звезды. Моделирование ускорения частиц при распространении ударных волн сверхновых в ветре звезды-прародителя [39], как правило, предполагает упрощённую конфигурацию поля с асимптотической доминантой на больших расстояниях медленно убывающего тангенциального поля, обусловленного вращением звезды.

Оценки магнитного поля в сверхновых и их остатках можно получить из наблюдений радиоизлучения, которое было зарегистрировано в течение первых месяцев эволюции от нескольких десятков коллапсировавших сверхновых. Спектры радиоизлучения коллапсировавших сверхновых типа II и Ibc весьма различны. Так, SN 1994I типа Ibc имеет индекс радиоизлучения  $\alpha \sim 1,22$ , тогда как у яркой SN 1993J типа IIb  $\alpha \sim 0,81$  [40]. Различна и временная эволюция яркостной температуры этих сверхновых. Оценённая из наблюдений скорость

потери массы звездой типа Вольфа–Райе — вероятного прародителя SN 1994I —  $\dot{M} \gtrsim 10^{-4} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ , в то время как для SN 1993J  $\dot{M} < 10^{-5} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$  [40]. Происхождение SN 1993J связывают со взрывом звезды-сверхгиганта массой порядка  $15\text{--}20 M_{\odot}$ , потерявшей водородную оболочку и находившейся в тесной двойной системе с компаньоном, имеющим сравнимую массу. Величины магнитного поля, оценённые из радиоданных, порядка 2 Гс при радиусе ударной волны  $1,6 \times 10^{16}$  см для SN 1993J, а для SN 1994I — около 2 Гс при радиусе ударной волны  $3 \times 10^{15}$  см. Есть основания считать, что в сверхновых типа Ibс радиоизлучение сосредоточено в узком слое около головной ударной волны, в то время как область излучения существенно шире в сверхновых типа II с оболочками, перемешанными вследствие неустойчивости Рэлея–Тэйлора [41].

Кривые блеска радиоизлучения часто имеют возрастающий во времени радиопоток, впоследствии убывающий по степенному закону. Для оценки магнитных полей по кривым блеска радиоизлучения сверхновых необходимо конкретизировать механизм поглощения низкочастотного излучения. Оптическая толщина  $\tau_{\text{ff}}$  по свободно-свободному поглощению излучения плазмой около-звёздного ветра со скоростью  $V_w$  зависит от характеристик ветра:  $\tau_{\text{ff}} \propto (\dot{M}/V_w)^2 R^{-3} v^{-2,1}$ , что делает её существенной для звёзд с интенсивной потерей массы в виде медленного ветра, типичной для сверхновых типа II. Помимо того, механизм синхротронного самопоглощения может играть доминирующую роль, в особенности для звёзд типа Вольфа–Райе с быстрым разрежённым ветром, в формировании радиоспектров коллапсировавших сверхновых [42]. В модели синхротронного самопоглощения поток радиоизлучения на частоте  $\nu$  в оптически толстой области спектра  $F_{\nu} \propto R^2 B^{-1/2} \nu^{5/2}$ , тогда как излучение на частотах, лежащих в оптически тонкой области,  $F_{\nu} \propto R^3 N_0 B^{(s+1)/2} \nu^{-(s-1)/2}$ . Здесь предполагается степенное распределение релятивистских радиоизлучающих электронов по лоренц-факторам  $\propto N_0 \gamma^{-s}$ . Для сверхновых с доминирующим синхротронным самопоглощением анализ кривых радиоблеска позволяет оценить радиус излучающей области  $R$  в момент максимума блеска радиоизлучения.

Анализ наблюдаемого излучения сверхновых типа Ibс, вероятными прародителями которых являются звёзды Вольфа–Райе, указывает на необходимость высокой эффективности усиления магнитного поля за фронтом ударной волны сверхновой с плотностью энергии поля  $\epsilon_B \sim 0,1$  от плотности энергии плазмы за фронтом волны [43]. Рентгеновское излучение при этом, также имеющее нетепловую природу, связано с обратным комптоновским рассеянием излучения релятивистскими электронами. В разделе 4 обсуждены наблюдения магнитных полей в интересном классе сверхновых с релятивистскими скоростями эжекты, а в разделе 5 рассмотрены модели усиления магнитных полей в сверхновых.

#### 4. Релятивистские сверхновые

Среди значительного многообразия сверхновых можно выделить относительно редкую группу объектов, которые демонстрируют свойства, промежуточные между свойствами большинства коллапсировавших сверхновых и источников гамма-всплесков. Особенность этой группы событий состоит в наличии релятивистских

скоростей движения эжекты. Обычно эти сверхновые обладают кривыми блеска и спектрами, характерными для коллапсировавших SN Ibс, но имеют релятивистское течение, приводящее, в частности, к аномально высокой светимости в радиодиапазоне в течение первого года жизни сверхновой.

SN 2009bb типа Ic является представителем данного класса сверхновых, в которых отсутствует гамма-всплеск, но присутствует релятивистское течение, возможно, барионного вещества [21, 44]. Сверхновая SN 2009bb имела необычно высокую светимость в радиодиапазоне для сверхновых данного типа и спектр, характерный для механизма синхротронного самопоглощения с относительно низкой частотой спектрального пика. В первом наблюдении в радиодиапазоне, примерно через 20 сут после вспышки, была измерена светимость уровня  $3,6 \times 10^{28} \text{ эрг с}^{-1} \text{ Гц}^{-1}$  на частоте 6 ГГц. Эта величина более чем на порядок превышает радиосветимости обычных сверхновых типа Ibс, но является сравнимой с радиосветимостями гамма-всплесков на соответствующей фазе послесвечения. Модель синхротронного самопоглощения позволила определить на момент первого наблюдения радиус ударной волны  $R \approx 4,4 \times 10^{16}$  см, релятивистскую скорость волны с  $\Gamma_{\text{sh}} \gtrsim 1,3$  и энергию релятивистского течения  $E = (1,3 \pm 0,1) \times 10^{49}$  эрг [44].

Возможность ускорения малой доли барионного вещества до релятивистских скоростей за время прохождения ударной волны через самые внешние слои взорвавшейся звезды с быстро убывающей плотностью обсуждалась в разделе 2. Однако уравнения (1), (2), полученные в работе [20], предсказывают одновременно аномально большую энергию части эжекты, движущейся с нерелятивистскими скоростями (см. рис. 1). Поэтому возможным источником энергии эжекты релятивистских сверхновых может быть коллимированный выброс энергии из центрального компактного объекта. В частности, в работе [31] выполнено моделирование распределения скоростей эжекты сверхновой с учётом выброса релятивистских струй центрального компактного источника различной продолжительности (4,0, 7,5 и 15,0 с) при одинаковой полной энергии выброса  $3 \times 10^{51}$  эрг. Результаты расчёта демонстрируют отсутствие заметной доли энергии в эжекте сверхновой с  $\beta\Gamma \gtrsim 0,3$  при продолжительности 4,0 с; в этом случае наблюдаемые последствия трудно отличить от характерных модельных свойств гидродинамического коллапса сверхновой типа Ic. В то же время действие источника продолжительностью 7,5 с обеспечивает пологое распределение энергии по четырём-скорости эжекты до значений  $\beta\Gamma \gtrsim 1$ , согласующееся с ожидаемым распределением для SN 2009bb. Действие центрального источника продолжительностью 15,0 с протягивает пологое распределение энергии до величины  $\beta\Gamma \gtrsim 100$ , характерной для моделей гамма-всплесков. Среди возможных механизмов продолжительной активности центрального источника рассматривают аккрецию на вращающийся компактный остаток, а также миллисекундные магнетары. Так, в частности, некоторые наблюдаемые особенности яркой SN 2011kl, ассоциированной с ультрадлинным гамма-всплеском GRB111209A, могут быть объяснены в рамках модели магнетара [45].

Релятивистская радиоизлучающая эжекта была ранее обнаружена в сверхновой SN 1998bw типа Ic и, в отличие от эжекты в SN 2009bb, была ассоциирована с гамма-всплеском GRB 980425 [46, 47]. Радиопоток от SN 1998bw

убывал со временем гораздо быстрее, чем радиопоток от SN 2009bb. Наблюдения SN 2012ар типа Ic выявили наличие умеренно релятивистской эжекты без наблюдаемого гамма-всплеска, но с существенно меньшим временем её торможения, чем для SN 2009bb [48]. Торможение эжекты в околозвёздной среде характеризуют индексом  $m$  закона расширения головной ударной волны оболочки  $R(t) \propto t^m$ .

Для сверхновых различных типов закон расширения существенно различается. Закон расширения зависит от массы и энергии эжекты, распределения вещества в околозвёздной среде. Распределение вещества определяется прародителем сверхновой, а также свойствами звёзд-компаньонов в случае её нахождения в двойной системе или компактном скоплении звёзд. Закон расширения в начальной фазе (определяющийся массой эжекты) близок к баллистическому до момента набора массы, сравнимой с массой эжекты. Радионаблюдения SN 2012ар позволили определить, что  $m = 0,74 \pm 0,08$  в течение первого месяца расширения. Использование модели распространения релятивистской ударной волны [49] позволяет оценить скорость потери массы звезды-прародителя:  $\dot{M} \sim 6 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ . Для нерелятивистского закона распространения волны  $\dot{M} \sim 6 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$  [48]. Такой интервал скоростей потери массы характерен для звёзд типа Вольфа – Райе.

Детальные наблюдения кривой блеска SN 2009bb позволили оценить, помимо энергии и скорости расширения релятивистской эжекты, эволюцию магнитного поля за фронтом ударной волны в рамках модели спектров синхротронного самопоглощения [50]. Величина магнитного поля уменьшалась от  $570 \pm 48$  мГс при радиусе волны  $R = (3,4 \pm 0,3) \times 10^{17}$  см до  $43 \pm 3$  мГс при  $R = (3,4 \pm 0,3) \times 10^{18}$  см, что совместимо с законом  $B \propto R^{-1}$ . Следует иметь в виду, что оценка поля [50] получена при предположении о равномерном распределении энергии между излучающими электронами и магнитным полем, которое может иметь заметную турбулентную компоненту. Оценённая в [50] напряжённость магнитного поля порядка 0,5 Гс на расстоянии от звезды  $3 \times 10^{17}$  см может быть результатом сжатия поля звёздного ветра на фронте ударной волны. Это предполагает наличие полей выше 1 кГс на звезде-прародителе — источнике ветра. Другой возможный сценарий связан с усилением флуктуирующих магнитных полей за счёт конверсии энергии ударной волны в анизотропные распределения ускоренных релятивистских частиц, усиливающих затем турбулентные магнитные поля (см. раздел 6.1). Оба сценария имеют свои сложности при попытке воспроизвести высокие оценки значения магнитного поля в SN 2009bb, приведённые в [50].

Концентрация плазмы в быстром сферически-симметричном ветре звезды Вольфа – Райе с постоянной скоростью потери массы  $\dot{M}$  на расстоянии  $R_{17}$  (в единицах  $10^{17}$  см) от звезды составляет  $n \approx 2 \dot{M}_{-5} R_{17}^{-2} V_{w8}^{-1} [\text{см}^{-3}]$ . Здесь скорость ветра  $V_{w8}$  выражена в единицах  $10^3 \text{ км с}^{-1}$ , скорость потери массы звезды — в единицах  $10^{-5} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ . Плотность кинетической энергии в умеренно релятивистской ударной волне на расстоянии  $R_{17}$  в таком ветре позволяет усилить магнитные поля до значений, несколько превышающих 0,1 Гс, при условии эффективной конверсии кинетической энергии ударной волны в энергию флуктуирующего магнитного поля с  $\epsilon_B \sim 0,1$ , согласующейся с выводом [43]. Следует иметь в виду, что

реалистичные модели должны учитывать анизотропный характер звёздных ветров с возможностью формирования более плотных экваториальных дисков.

В разделе 5 рассмотрены некоторые возможные механизмы усиления магнитных полей и ускорения частиц как нерелятивистскими, так и релятивистскими ударными волнами.

## 5. Ускорение частиц и усиление магнитных полей ударными волнами сверхновых

Важной особенностью бесстолкновительных ударных волн в космической плазме является возможность формирования в окрестности фронта волны распределения нетепловых частиц, простирающегося в случае сверхновых до ультрарелятивистских энергий. Первые работы Р.З. Сагдеева по исследованию структуры бесстолкновительных ударных волн в плазме, выполненные более полувека тому назад, указывали на важную роль эффектов отражения частиц от сильных нелинейных флуктуаций магнитного поля, ответственных за механизм бесстолкновительной диссипации в быстрых ударных волнах [51, 52]. Сильная нелинейность и важная роль стохастичности в диссипативных процессах существенно ограничивают применение аналитических моделей. Наиболее детальное описание микроскопической структуры ударных волн можно получить методами прямого плазменного моделирования, в частности методом "частиц в ячейке" (particle-in-cell, PIC). Данная модель наиболее эффективна при описании релятивистских ударных волн [53–55]. С другой стороны, очень широкий динамический диапазон масштабов турбулентных флуктуаций и протяжённые жёсткие спектры энергий ускоренных частиц нерелятивистских ударных волн требуют развития приближённых подходов, таких как гибридное моделирование [56] и методы Монте-Карло [57, 58].

*Модели бесстолкновительных ударных волн сверхновых.* Трёхмерное моделирование нерелятивистских ударных волн в электрон-ионной плазме методом PIC с полным описанием электронов и ионов и реалистичным отношением масс  $m_p/m_e$  требует очень больших (часто нереалистичных) вычислительных ресурсов. Поскольку в сверхзвуковых барионных течениях ионы вносят основной вклад в поток энергии-импульса перед фронтом волны, моделирование структуры ударной волны можно выполнить с помощью гибридного подхода PIC [52, 59, 60]. Гибридное моделирование рассматривает полную динамику ионов в самосогласованных полях, а электроны описываются как безмассовая жидкость. Самосогласованные электромагнитные поля в гибридной модели рассчитаны в приближении электронной нейтрализующей жидкости в отсутствие тока смещения. Поэтому такой метод применим в основном к нерелятивистским течениям, а его применение к релятивистским течениям требует выполнения специальных условий. Гибридные модели позволяют рассчитывать структуру ударной волны на пространственных масштабах более  $10^4 l_i$ , где  $l_i$  — инерционная длина ионов,

$$l_i = \sqrt{\frac{m_p c^2}{4\pi n_i e^2}} \approx 2 \times 10^7 n_i^{-1/2} [\text{см}]. \quad (4)$$

Здесь концентрации электронов  $n_e$  и ионов  $n_i$  выражены в  $\text{см}^{-3}$ .

Алгоритм работы гибридной версии метода PIC для моделирования ударных волн сводится к решению системы уравнений [59, 60]:

$$\frac{d\mathbf{r}_k}{dt} = \mathbf{V}_k,$$

$$\frac{d\mathbf{V}_k}{dt} = \frac{Z_k}{m_k} (\mathbf{E} + \mathbf{V}_k \times \mathbf{B}), \quad (5)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mathbf{J}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E}, \quad (7)$$

$$\mathbf{E} = \frac{1}{n} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} - \frac{1}{n} (\mathbf{J} \times \mathbf{B}), \quad (8)$$

где  $\mathbf{r}_k, V_k, Z_k, m_k$  — координаты, скорости, заряд и масса ионов сорта  $k$ ,  $\mathbf{E}, \mathbf{B}$  — электрическое и магнитное поля,  $n$  и  $\mathbf{J}$  — плотность заряда и ток ионов. Уравнение (8) удобно представить в виде

$$E_k = -\frac{1}{n} \frac{\partial P_{jk}^B}{\partial x_j} - \frac{1}{n} (\mathbf{J} \times \mathbf{B})_k, \quad (9)$$

где  $P_{jk}^B = (B^2/2) \delta_{jk} - B_j B_k$  — тензор магнитного давления.

Здесь и далее все переменные нормированы на инерциальную длину  $l_i$ , гирочастоту  $\Omega_i$ , массу  $M_0$ , заряд иона  $Z_0$  с наименьшими пространственным и временным масштабами, а также на среднее магнитное поле  $B_0$  и плотность невозмущенной плазмы  $\rho_0$ . Такая нормировка позволяет применять полученные результаты к плазмам различного состава посредством пространственно-временного масштабирования. Зарядовые состояния ионов считаются неизменными на масштабах порядка ширины фронта бесстолкновительной ударной волны, т.е. порядка нескольких десятков инерционных длин иона  $l_i$ , что, по-видимому, выполняется для плазмы с концентрацией ионов менее  $10^{14} \text{ см}^{-3}$ .

В уравнениях гибридного варианта PIC-модели (4)–(8) электромагнитные поля и положения ионов взаимозависимы, что делает задачу самосогласованной. Задачи такого типа удобно решать с помощью известного численного метода "перескоков" (в англоязычной литературе — leapfrog), имеющего второй порядок точности по времени. В этом методе положения и скорости частиц известны на шаге  $n$ , а величины электромагнитного поля — на шаге  $n + 1/2$ .

Моделирование требует инициализации ударной волны, которая осуществляется методом отражения сверхзвукового потока частиц от неподвижной проводящей стенки, расположенной в плоскости  $x = 0$ ; в результате формируется фронт ударной волны, движущийся в положительном направлении оси  $x$ . Постоянная инжекция сверхзвукового потока частиц с максвелловским распределением осуществляется на противоположном конце моделируемого пространства, где находится открытая граница. Тепловые скорости инжектируемых частиц разного сорта обычно одинаковы, т.е. отношение температур ионов равняется отношению их масс. По координатам  $y$  и  $z$  заданы периодические граничные условия.

Расчёты с использованием различных версий метода [52] показали, что для бесстолкновительных ударных

волн ширина профиля магнитного поля в квазиперпендикулярных ударных волнах значительно меньше  $\sim 10l_i$ , тогда как для квазипролонгальных ударных волн профили ударного фронта гораздо шире, их характерная ширина  $\gtrsim 100l_i$ . На рисунках 2–4 [59, 60] приведены результаты трёхмерного гибридного моделирования структуры бесстолкновительных ударных волн с различными углами наклона магнитного поля к нормали к фронту. Квазипролонгальная волна с альвеновским числом Маха 10,0, распространяющаяся в электрон-протонной плазме с малой примесью кислорода OII, имеет углы наклона к заданному внешнему магнитному полю  $\theta = 10^\circ$  (см. рис. 2) и  $\theta \approx 90^\circ$  (см. рис. 4). Расчёты выполнены для изначально холодной плазмы с малым отношением теплового давления к магнитному:  $\beta \sim 0,02$ . Волна распространяется вдоль оси  $x$ . На рисунках показана проекция фазового пространства частиц  $x - V_x$ . Отражающая стенка расположена слева, а холодный сверхзвуковой и сверхальвеновский потоки ионов инжектируются справа. На рисунках 2 и 4 представлено фазовое пространство протонов для различных углов наклона ударной волны, а на рис. 3 — для однозарядных ионов кислорода в продольной волне.

Моделирование бесстолкновительных ударных волн в многокомпонентной плазме с различными углами

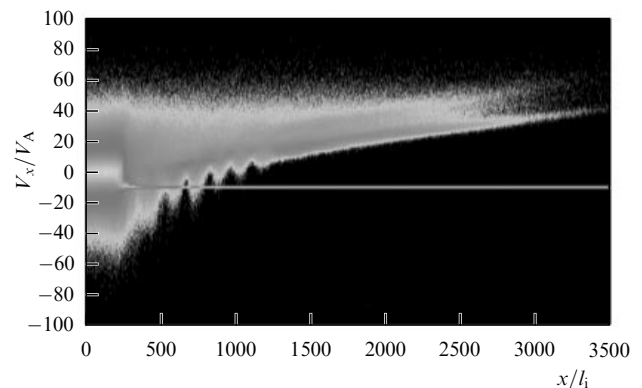


Рис. 2. (В цвете онлайн.) Фазовое пространство  $x - V_x$  ионов водорода в квазипараллельной ударной волне с альвеновским числом Маха 10,0, отношением теплового давления к магнитному  $\beta = 0,002$  и углом наклона магнитного поля к нормали к фронту  $\theta = 10^\circ$  [60].

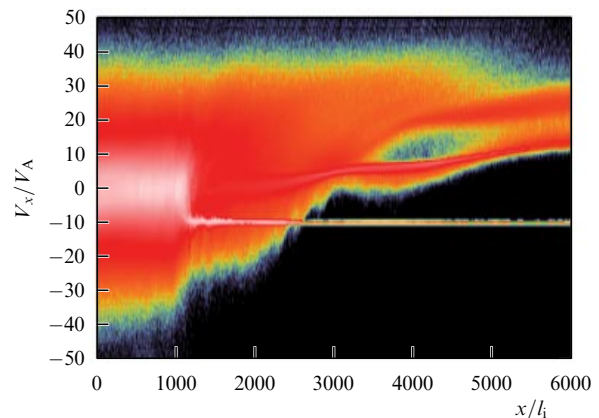
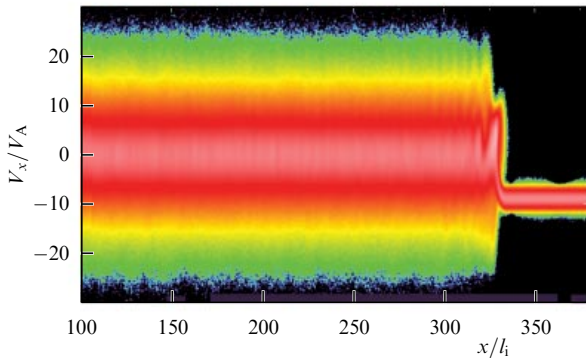


Рис. 3. (В цвете онлайн.) Фазовое пространство  $x - V_x$  ионов OII в квазипараллельной ударной волне с альвеновским числом Маха 10,0, отношением теплового давления к магнитному  $\beta = 0,002$  и углом наклона магнитного поля относительно нормали к фронту  $\theta = 10^\circ$  [60].



**Рис. 4.** (В цвете онлайн.) Фазовое пространство  $x-V_x$  ионов водорода в перпендикулярной ударной волне с альвеновским числом Маха 9,0, отношением теплового давления к магнитному  $\beta = 2,0$  и углом наклона магнитного поля относительно нормали к фронту, близким к  $\theta = 90^\circ$  [60].

наклона вектора магнитного поля к нормали к фронту наглядно показало возникновение в квазипродольных ударных волнах чётко выраженного предвестника — области перед фронтом волны, возмущённой отражёнными и ускоренными частицами. Из рисунка 3 можно видеть, что перед фронтом волны с малым углом наклона  $\theta$  имеется значительная популяция отражённых энергетичных тяжёлых частиц примесного иона кислорода. Для преобладающего иона водорода эффект предвестника присутствует также на рис. 2, однако он выражен слабее. В то же время популяция энергетичных ионов в случае квазиперечной волны на рис. 4 не выражена. Поперечные скорости отражённых частиц обоих сортов в предвестнике испытывают квазипериодические возмущения, близкие к гармоническим. Надтепловые частицы в предвестнике ввиду отсутствия кулоновской релаксации будут инжектированы в механизм ускорения Ферми. Набор энергии частицами в механизме Ферми происходит за счёт многократного пересечения фронта ударной волны быстрыми надтепловыми частицами, вовлечёнными в процесс ускорения [61–64]. Ионы и электроны, ускоренные механизмом Ферми до высоких энергий, будут формировать нетепловое излучение остатков сверхновых, которое наблюдается в диапазоне от радио- до гамма-лучей, а также служить источником космических лучей.

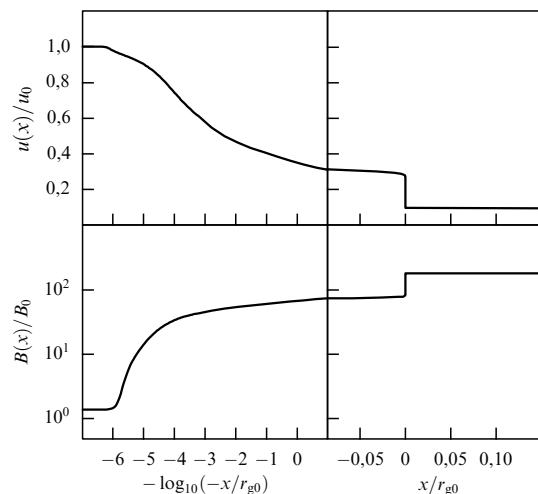
## 6. Моделирование ударных волн сверхновых с эффективным ускорением частиц

В бесстолкновительной плазме неравновесное распределение частиц, возмущённых вариацией поля, не возвращается к максвелловскому на характерных временах процесса. Медленность кулоновской релаксации приводит к формированию сильнонеравновесных распределений с инжекцией частиц плазмы в режиме эффективного ускорения частиц механизмом Ферми. В протяжённых ударных волнах сверхновых это формирует спектры частиц, в которых наряду с квазитепловыми пиками имеются кусочно-степенные участки, простирающиеся до энергий, на много порядков превышающих тепловые. Более того, угловые распределения ускоренных частиц имеют заметную степень анизотропии. Неустойчивости плазмы с анизотропными релятивистскими

компонентами приводят к эффективным механизмам усиления магнитных флуктуаций, как резонансных с длинами волн, близкими к гирорадиусам ускоренных частиц, так и нерезонансных (коротковолновых и длинноволновых) [65–69].

Таким образом, одновременно формируются протяжённые спектры магнитных флуктуаций с амплитудами, превышающими амплитуду квазиоднородного начального поля. В результате возникает возможность трансформации значительной доли плотности кинетической энергии натекающего потока в давление ускоренных высокоэнергетичных частиц. В свою очередь высокоэнергетичные частицы проникают далеко в область натекающего потока плазмы. Пондеромоторные силы, обусловленные градиентом давления ускоренных частиц, замедляют натекающий поток плазмы перед фронтом, а неустойчивости, связанные с анизотропией нетепловых частиц, могут эффективно усиливать флуктуирующие магнитные поля в предвестнике ударной волны. Эффект торможения исходно холодного сверхальвеновского потока, натекающего на фронт ударной волны в предвестнике перед вязким скачком, иллюстрирует рис. 5. Протяжённый предвестник сформирован за счёт ускорения частиц, убегающих в область перед фронтом, где имеет место эффективное усиление магнитного поля.

Точное моделирование структуры бесстолкновительной ударной волны с учётом эффектов ускорения нетепловых частиц требует не ограниченного приближениями теории возмущений самосогласованного описания многокомпонентной системы с широким диапазоном масштабов, на которых развиваются все физические процессы, в том числе сильная МГД-турбулентность с её динамикой. Действительно, микроскопическое моделирование методами PIC требует разрешения масштабов  $L_{\text{cell}} < c/\omega_{\text{pe}}$ , которые меньше электронных длин



**Рис. 5.** Макроскопические профили скорости плазмы  $u(x)$  и величины магнитного поля  $B$  в предвестнике и за фронтом движущейся со скоростью  $5000 \text{ км с}^{-1}$  сильной квазипродольной ударной волны, модифицированной давлением релятивистских частиц, ускоренных механизмом Ферми. Расчёт выполнен нелинейным методом Монте-Карло [57]. Микроскопическая структура вязкого скачка скорости при  $x = 0$  должна включать в себя тонкую структуру, соответствующую вариациям фазовой плотности, показанным на рис. 2. Однако расчёт с помощью метода Монте-Карло не позволяет разрешить эту тонкую структуру.

$l_e = c/\omega_{pe}$ , где  $\omega_{pe} = (4\pi n_e e^2/m_e)^{1/2}$ . Шаг расчёта по времени  $t_{\text{step}}$  должен удовлетворять условию  $t_{\text{step}}\omega_{pe} < 1$ . Моделирование течения с ударной волной, модифицированной нетепловыми частицами с жёстким спектром энергий, простирающимся до энергии  $E_{\text{max}}$ , должно проводиться в области размером, не меньшим глубины проникновения энергетичных частиц в предфронт ударной волны,  $L_{CR} = D(E_{\text{max}})/v_{sh}$ , где  $D(E)$  — коэффициент диффузии энергетичных ускоренных частиц. Минимальная оценка величины  $L_{CR}$  предполагает, что пробег частицы относительно рассеяния не должен быть меньше её гирорадиуса  $r_g$  и, соответственно,  $L_{CR} \gtrsim r_g(E_{\text{max}})c/(3v_{sh})$ . Таким образом, число пространственных ячеек, необходимое для полного микроскопического моделирования методом PIC с параметром  $f = m_p/m_e$ , составляет

$$\frac{D(E_{\text{max}})/v_{sh}}{c/\omega_{pe}} \sim 6 \times 10^{11} \left( \frac{E_{\text{max}}}{1 \text{ ТэВ}} \right) \left( \frac{v_{sh}}{1000 \text{ км с}^{-1}} \right)^{-1} \times \left( \frac{B}{1 \text{ мкГс}} \right)^{-1} \left( \frac{n_e}{\text{см}^{-3}} \right)^{1/2} \left( \frac{f}{1836} \right)^{1/2}. \quad (10)$$

Характерное время ускорения частиц механизмом Ферми на ударной волне  $\tau_{\text{acc}}(E_{\text{max}}) \propto D(E_{\text{max}})/v_{sh}^2$ . Число шагов по времени, необходимое для ускорения частицы до энергии  $E_{\text{max}}$ :

$$\tau_{\text{acc}}(E_{\text{max}})\omega_{pe} \sim 6 \times 10^{14} \left( \frac{E_{\text{max}}}{1 \text{ ТэВ}} \right) \left( \frac{v_{sh}}{1000 \text{ км с}^{-1}} \right)^{-2} \times \left( \frac{B}{1 \text{ мкГс}} \right)^{-1} \left( \frac{n_e}{\text{см}^{-3}} \right)^{1/2} \left( \frac{f}{1836} \right)^{1/2}. \quad (11)$$

Для нерелятивистских ударных волн в остатках сверхновых требования к вычислительным ресурсам чрезвычайно высоки, даже для искусственно заниженных значений  $f$ . Использование гибридной PIC-модели с жидкостным описанием электронов и разрешением порядка гирорадиуса теплового иона энергии  $E_{\text{th}}$  несколько облегчает эти требования, но удовлетворить их для трёхмерного расчёта на сегодняшний день по-прежнему чрезвычайно трудно:

$$\frac{D(E_{\text{max}})/v_{sh}}{r_{g0}} \sim 7 \times 10^7 \left( \frac{E_{\text{max}}}{1 \text{ ТэВ}} \right) \times \left( \frac{v_{sh}}{1000 \text{ км с}^{-1}} \right)^{-1} \left( \frac{E_{\text{th}}}{1 \text{ кэВ}} \right)^{-1/2}. \quad (12)$$

Ещё одной проблемой является сложность учёта в гибридной модели обратного тока электронов, играющего существенную роль в важной неустойчивости Белла [66, 68].

Ввиду необходимости вести расчёт в очень большом динамическом диапазоне масштабов флуктуаций и энергий частиц, PIC-методы прямого моделирования на сегодня не позволяют в полной мере учесть эффекты модификации ударных волн нетепловыми частицами, т.е. "макроскопическую" структуру такого течения. Тем не менее роль этих методов чрезвычайно велика для понимания микропроцессов в космической плазме.

В настоящее время разработано и реализовано несколько подходов к упрощённому описанию структуры многокомпонентной сильной ударной волны с различными способами параметризации механизма переноса

частиц высоких энергий в протяжённом предвестнике ударной волны и структуры вязкого скачка в межзвёздной плазме. Использование конвективно-диффузионного уравнения переноса позволяет моделировать спектры частиц, ускоренных при распространении сферической ударной волны в остатках сверхновых [70–75]. Диффузионные модели позволяют получать нестационарные спектры ускоренных частиц с реалистичным описанием оболочки сверхновой. Такие модели предполагают параметризацию закона инжекции частиц и упрощённое описание нелинейных механизмов усиления магнитных полей. Нелинейное моделирование методом Монте-Карло, как правило, проводится для плоских стационарных квазипараллельных ударных волн. Однако оно не требует параметризации скорости инжекции, позволяет более последовательно описать нелинейные эффекты и не ограничивается предположением о диффузионном переносе частиц (например, допускает супердиффузионные режимы переноса в области возрастания турбулентности [58]). Поэтому использование той или иной модели диктуется конкретными особенностями задачи.

Ранее отмечалось, что интерпретация наблюдений радиосверхновых указывает на весьма высокую плотность энергии магнитного поля за фронтом ударной волны. Наблюдения галактических остатков сверхновых указывают на эффективное ускорение частиц до энергий выше 10 ТэВ. Для иллюстрации возможности усиления флуктуирующих магнитных полей и ускорения частиц до высоких энергий далее будут кратко представлены результаты нелинейного макроскопического моделирования бесстолкновительных квазипродольных ударных волн в сильнонеравновесной турбулентной плазме с релятивистскими компонентами, полученные методами Монте-Карло [57, 58, 76–78]. Сначала, однако, обсудим механизм усиления магнитных флуктуаций, играющий важную роль в моделировании нетепловых процессов в ударных волнах сверхновых.

### 6.1. Сверхадиабатическое усиление магнитного поля ударными волнами

Свободная энергия неоднородных анизотропных распределений релятивистских частиц, ускоренных в протяжённом предвестнике сильной нерелятивистской ударной волны, является источником значительного неадиабатического усиления флуктуаций магнитного поля определённых длин волн. Релятивистские частицы могут содержать заметную часть кинетической энергии натекающего нерелятивистского потока плазмы. Взаимодействие релятивистских ускоренных протонов с плазмой натекающего потока можно, следуя [66], описать уравнением движения фоновой плазмы

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u}\nabla) \mathbf{u} \right) = -\nabla P + \frac{1}{c} (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) + e(n_i - n_e) \mathbf{E} + \nu \Delta \mathbf{u}, \quad (13)$$

где  $\mathbf{u}$  и  $\mathbf{j}$  — макроскопическая скорость и электрический ток фоновой плазмы. Вязкость  $\nu$  обусловлена как столкновительными, так и коллективными плазменными процессами. Поскольку дебаевский радиус ансамбля ускоренных релятивистских частиц больше типичных размеров задачи, условие квазинейтральности  $n_i + n^{ct} = n_e$  связывает концентрации электронов  $n_e$  и протонов  $n_i$



фоновой плазмы с малой концентрацией  $n^{\text{cr}}$  энергосо-держажущей релятивистской компоненты. Электрические токи, как фоновой плазмы  $\mathbf{j}$ , так и релятивистской  $\mathbf{J}^{\text{cr}}$ , являются источниками магнитного поля в идеально проводящей среде. Током смещения в условиях медленного МГД-течения можно пренебречь:

$$\text{rot } \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} (\mathbf{j} + \mathbf{J}^{\text{cr}}), \quad \mathbf{E} = -\frac{1}{c} (\mathbf{u} \times \mathbf{B}). \quad (14)$$

Уравнение индукции принимает вид

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + v_m \Delta \mathbf{B}, \quad (15)$$

где  $v_m$  — магнитная вязкость. Если невозмущённое магнитное поле являлось однородным, то в уравнении (14) должно выполняться условие компенсации токов.

Таким образом, уравнение движения (13) сводится к виду

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \nabla) \mathbf{u} \right) = -\nabla P + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} - \frac{1}{c} (\mathbf{J}^{\text{cr}} - en^{\text{cr}} \mathbf{u}) \times \mathbf{B} + v \Delta \mathbf{u}. \quad (16)$$

Ток релятивистских частиц  $\mathbf{J}^{\text{cr}}$  индуцирует обратный ток в фоновой плазме [66]. Рассматривая в уравнении (16) ток релятивистских частиц как заданный извне, А. Белл выполнил линейный анализ устойчивости системы к малым возмущениям  $\propto \exp(\gamma t + i\mathbf{k}\mathbf{r})$ , где  $\gamma$  — скорость роста возмущений. Белл обнаружил, что в определённой области параметров в пондеромоторную силу, действующую на плазму, основной вклад вносит слагаемое с внешним током  $\mathbf{J}^{\text{cr}} \times \mathbf{B}/c$ . Это условие выполняется для флуктуаций магнитного поля с  $k < k_1$ , где

$$k_1 = \frac{4\pi J_0^{\text{cr}}}{c B_0}. \quad (17)$$

При этом в системах с большим током релятивистских частиц  $\mathbf{J}^{\text{cr}}$  происходит быстрое возрастание коротковолновых флуктуаций магнитного поля с длинами волн, меньшими гирорадиусов релятивистских протонов,  $r_{g0}k > 1$ .

В случае холодной фоновой плазмы, в которой скорость звука много меньше альвеновской скорости  $V_A$  (что обычно выполняется в случае ударных волн сверхновых), линейную скорость возрастания белловской неустойчивости в интервале волновых чисел  $r_{g0}^{-1} < k < k_1$  можно представить в виде

$$\gamma \approx \gamma_{\text{max}} \frac{k_z}{k}, \quad (18)$$

где  $k_z$  — проекция волнового вектора на направление невозмущённого поля,

$$\gamma_{\text{max}} = V_A \sqrt{k_1 |k| - k^2}. \quad (19)$$

Условие применимости приближения холодной плазмы в уравнении (19) выглядит как

$$\left( \frac{V_A}{v_{T1}} \right)^2 > k_1 r_{g0} \frac{V_A}{c}, \quad (20)$$

где  $v_{T1}$  — скорость теплового иона.

Неустойчивые моды Белла, в отличие от альвеновских волн, имеют скорость роста, существенно большую вещественной части частоты. Другая важная особенность этих мод состоит в том, что плотность кинетической энергии в них больше плотности магнитной энергии,

$$|\mathbf{v}(\mathbf{k})|^2 \approx \frac{1}{4\pi\rho} \frac{k_1}{|k_z|} |\mathbf{b}(\mathbf{k})|^2, \quad (21)$$

поскольку  $k_1 > k_z$ .

Если ток представить как  $J_0^{\text{cr}} \approx |A_{1,0}| en_{\text{cr}} c$ , где  $|A_{1,0}|$  — мера анизотропии релятивистских протонов, то условие неустойчивости можно выразить в виде

$$|A_{1,0}| > \frac{B^2}{4\pi E_{\text{cr}}}, \quad (22)$$

где  $E_{\text{cr}}$  — плотность энергии релятивистских ускоренных частиц.

Для длинноволновых флуктуаций с  $r_{g0}k < 1$  неустойчивость Белла не развивается. Это связано с тем, что ток релятивистских частиц  $\mathbf{J}^{\text{cr}}$  имеет сильный отклик на флуктуации магнитного поля, наложенные на систему [79]. Для длинноволновых флуктуаций  $\mathbf{J}^{\text{cr}}$  уже не является постоянным и заданным внешним током. В этом диапазоне длин волн развиваются другие неустойчивости, более медленные, чем коротковолновая неустойчивость Белла. С другой стороны, длинноволновые флуктуации с  $r_{g0}k \lesssim 1$  эффективно рассеивают в ускорителе частицы самых высоких энергий и поэтому являются важными для формирования спектров протонов и ядер [69, 79].

## 6.2. Максимальные энергии ионов, ускоренных в магнитогидродинамических течениях

Во многих случаях ускорение релятивистских частиц высоких энергий происходит при взаимодействии с МГД-течениями высокопроводящей плазмы, которые можно характеризовать лоренц-фактором течения  $\Gamma_{\text{flow}}$  и безразмерной скоростью  $\beta_{\text{flow}}$ . Электрические поля в МГД-течениях индуцированы движениями плазмы с вмороженными магнитными полями. Несмотря на большое разнообразие МГД-течений, включающих в себя ударные волны, течения с градиентами скорости, сталкивающиеся сверхзвуковые потоки и др., оказывается возможным получить некоторые весьма общие оценки максимальных достижимых энергий ускоренных частиц [80]. Такие оценки основаны на предельно достижимом темпе ускорения частиц в МГД-течениях. Время рассеяния частицы  $\tau_s$  ограничено обратной гирочастотой частицы:  $\tau_s \sim \eta \omega_B^{-1}$ , где  $\eta \geq 1$ . Время ускорения частиц  $\tau_a$  в случае ускорения Ферми  $\tau_a \sim \beta_{\text{flow}}^{-2} \tau_s$ . Оценка максимальной энергии ускоренной частицы исходит из условия, что время  $\tau_a(E)$  должно быть меньше динамического времени удержания частиц в сопутствующей системе отсчёта. Для частицы с зарядом  $Z$ , взаимодействующей с МГД-течением, можно оценить магнитную светимость  $\mathcal{L}_M$ , определяемую потоком электромагнитной энергии, генерируемой источником энергии с углом раствора  $\theta_m$ :

$$\mathcal{L}_M > 6 \times 10^{44} \theta_m^2 \beta_{\text{flow}}^{-1} \Gamma_{\text{flow}}^2 \eta^2 Z^{-2} E_{20}^2 \text{ [эрг с}^{-1}\text{]}, \quad (23)$$

где  $E_{20}$  — энергия ускоренной частицы в единицах  $10^{20}$  эВ. Заметим, что, согласно [80], вычисление предела  $\theta_m \rightarrow 0$  приводит к результату

$$\mathcal{L}_M \sim 10^{45} \eta^2 \beta_{\text{low}}^{-3} Z^{-2} E_{20}^2 \text{ [эрг с}^{-1}\text{]}.$$

Оценка (23) применима к ионам в относительно разреженных течениях, поскольку при её выводе не учтены потери энергии частицы. Условие вмороженности магнитного поля, использованное при выводе соотношения (23), нарушается в токовых слоях, формирующихся при перезамыкании силовых линий магнитного поля. Ускорение частиц при перезамыкании силовых линий эффективно для систем, в которых плотность энергии определяется в основном магнитным полем [81, 82].

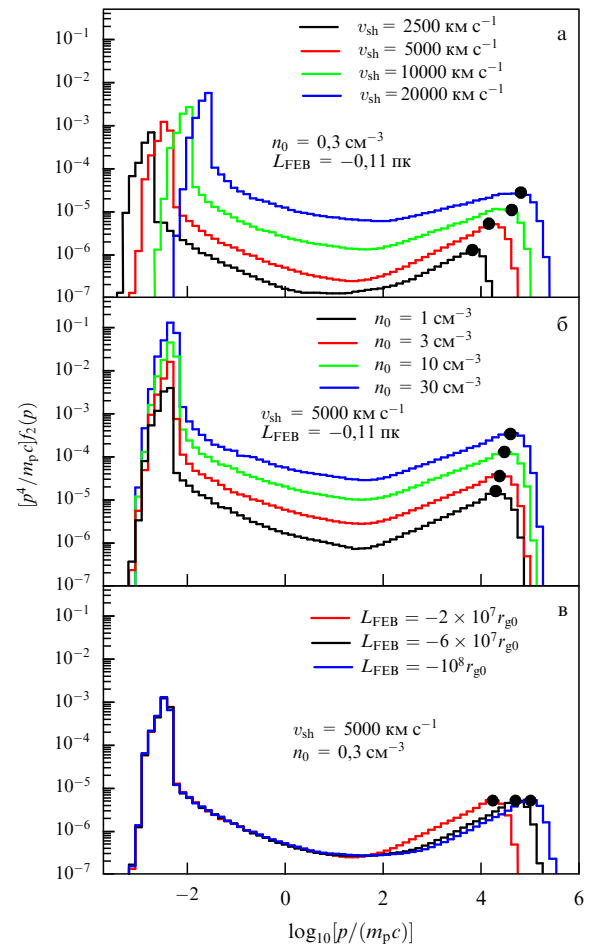
Результаты моделирования ускорения частиц релятивистскими ударными волнами методом PIC [54] продемонстрировали, что в этом случае  $E_{\text{max}} \propto t^{1/2}$ , т.е. ускорение происходит существенно медленнее, чем ожидается в режиме боровской диффузии, соответствующей  $\eta \sim 1$ . Данный результат связан с преобладанием в релятивистских ударных волнах с  $\Gamma_{\text{low}} \gg 1$  коротковолновых вейбелевских флуктуаций, на которых рассеяние частиц существенно медленнее, чем в боровском режиме.

Применительно к ускорению частиц в сверхновых из (23) следует, что умеренно релятивистские ударные волны в сверхновых с  $\beta_{\text{low}} \Gamma_{\text{low}} \sim 1$  оптимальны для достижения максимальной энергии при заданной мощности источника  $\mathcal{L}_M$ . Такие течения реализуются в релятивистских сверхновых и пульсарных туманностях с головной ударной волной [83]. Далее будут представлены некоторые результаты моделирования методом Монте-Карло процессов ускорения частиц в таких объектах.

### 6.3. Ускорение частиц и усиление магнитных полей нерелятивистскими ударными волнами

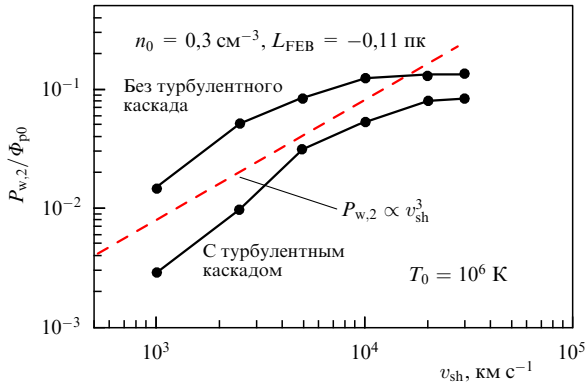
Сильная нелинейная связь между инжекцией, структурой ударной волны и усилением магнитного поля делает использование метода Монте-Карло особенно полезным. Этот метод позволяет итеративно получить профиль скорости ударной волны и функцию распределения частиц, согласующиеся с законами сохранения потоков массы, импульса и энергии, и учесть нелинейную обратную связь со стороны ускоренных высокоэнергетичных частиц. На рисунке 6 приведены результаты расчёта макроскопической структуры протяжённого фронта сильной бесстолкновительной ударной волны, распространяющейся со скоростью  $v_{\text{sh}}$  в турбулентной плазме с концентрацией  $n_0$  в магнитном поле  $B_0 = 3$  мкГс при различных значениях  $v_{\text{sh}}$  и  $n_0$ , указанных на рисунке. Расстояние измеряется в единицах  $r_{g0} = m_p v_{\text{sh}} c / (eB_0)$  [57]. Расчёты выполнены в системе покоя вязкого скачка для течения, зависящего от одной координаты (импульсы частиц при этом трёхмерные). Для учёта конечности размера системы наложено граничное условие свободного ухода частиц с поверхности, находящейся на расстоянии  $10^6 r_{g0}$  от вязкого скачка.

На рисунке 7 показана эффективность конверсии плотности энергии натекающего на фронт потока плазмы  $\Phi_{p0} = 0,5 \rho_0 v_{\text{sh}}^2$  в плотность энергии магнитных флуктуаций  $P_{w,2} = B^2 / (8\pi)$ , рассчитанная методом Монте-Карло. Эффективность конверсии зависит от скорости ударной волны и достигает 10 % для нерелятивистских волн, но может быть несколько выше ( $\sim 18$  %) для суб-

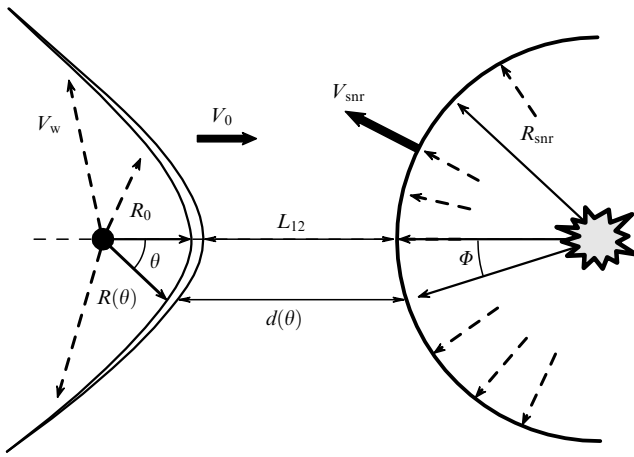


**Рис. 6.** (В цвете онлайн.) Спектры и максимальные энергии ускоренных частиц при различных значениях скорости ударной волны  $v_{\text{sh}}$  (а), плотности плазмы  $n_0$  (б) и положения границы свободного ухода  $L_{\text{FEB}}$  (в) [57]. Показана модельная функция распределения в фазовом пространстве (умноженная на  $p^4$ ) для протонов, ускоренных нерелятивистскими ударными волнами. Функция распределения протонов рассчитана в системе покоя ударной волны. В спектре частиц проявляются квазитепловой пик и протяжённые кусочно-степенные распределения. Спектры рассчитаны с помощью нелинейной модели Монте-Карло, которая учитывает усиление флуктуирующего магнитного поля неустойчивостями анизотропного распределения быстрых частиц в предвестнике и нелинейную модификацию профиля скорости плазмы. Чёрными кружками отмечены максимальные значения функции распределения ускоренных протонов  $f_2$ .

релятивистских скоростей волны. Расчёты были выполнены для различных моделей переноса энергии по спектру магнитных флуктуаций. Результаты зависят от наличия или отсутствия колмогоровского каскада по спектру. Модель не учитывает, однако, диссипацию энергии турбулентных флуктуаций. Сильная диссипация турбулентности может существенно изменить характер спектров частиц и турбулентности. В частности, в этом режиме можно ожидать более мягких спектров протонов, чем представленные на рис. 7, меньшей величины полной степени сжатия плазмы и менее существенной модификации течения убегающими космическими лучами, чем показанная на рис. 6. Микроскопическая теория диссипации турбулентных флуктуаций в сильнонелинейном режиме пока отсутствует, что затрудняет построение более реалистичных моделей ускорения частиц сильными ударными волнами.



**Рис. 7.** Модельная эффективность конверсии  $\varepsilon_B$  энергии натекающего на фронт потока плазмы (плотность энергии  $\Phi_{p0}$ ) в магнитные флуктуации с плотностью энергии  $P_{w,2}$  за фронтом волны как функция скорости ударной волны  $v_{sh}$  [57].

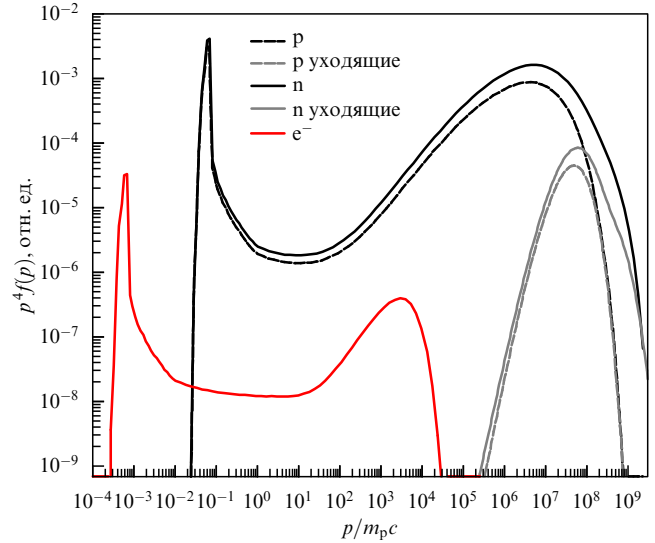


**Рис. 8.** Геометрия столкновения ударной волны сверхновой (правый источник) с потоком сверхзвукового ветра компактного скопления молодых массивных звёзд [84, 85].

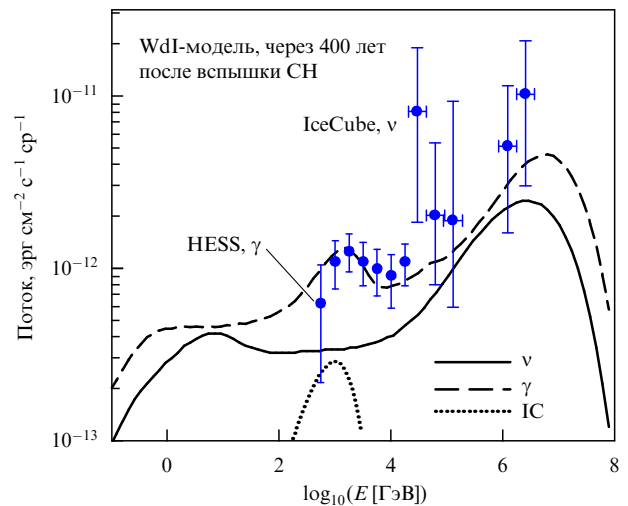
Максимальные энергии протонов, ускоренных нерелятивистскими ударными волнами остатков сверхновых, на рис. 6 составляют  $\lesssim 100$  ТэВ. Анализ спектра и анизотропии галактических космических лучей указывает на вероятный вклад галактических источников космических лучей с энергиями более чем 1 ПэВ. Такими источниками могут быть сверхновые, взрывающиеся в компактных скоплениях массивных звёзд, формирующих сверхзвуковой ветер. Столкновение ударной волны сверхновой с ветром скопления иллюстрирует рис. 8. Ускорение частиц в сталкивающихся сверхзвуковых течениях позволяет существенно увеличить максимально достижимые энергии ускоренных частиц [84, 85].

На рисунке 9 показаны модельные спектры протонов ( $p$ ), ядер всех сортов ( $n$ ) и электронов ( $e^-$ ) (красная кривая), ускоренных в области столкновения оболочки сверхновой с интенсивным ветром скопления молодых звёзд. Верхние чёрные кривые показывают спектр ядер в источнике, тогда как нижние относительно узкие кривые — спектры частиц, уходящих из источника. Особенностью данной модели является наличие жёсткой части спектра в области энергий частиц, начинающейся с 10 ГэВ.

На рисунке 10 приведены спектры гамма-излучения (штриховая и пунктирная кривые) и нейтрино (сплошная

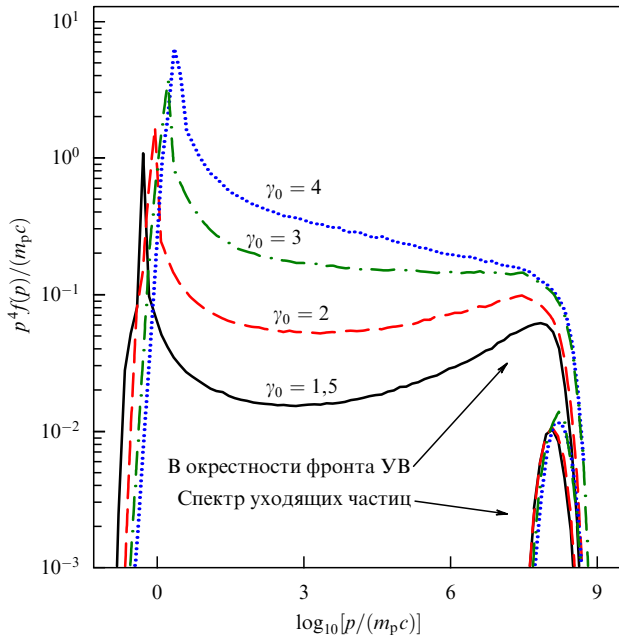


**Рис. 9.** (В цвете онлайн.) Модельные спектры космических лучей, рассчитанные для оболочки сверхновой, сталкивающейся с интенсивным ветром компактного скопления молодых массивных звёзд, показанным на рис. 8 [84, 85].

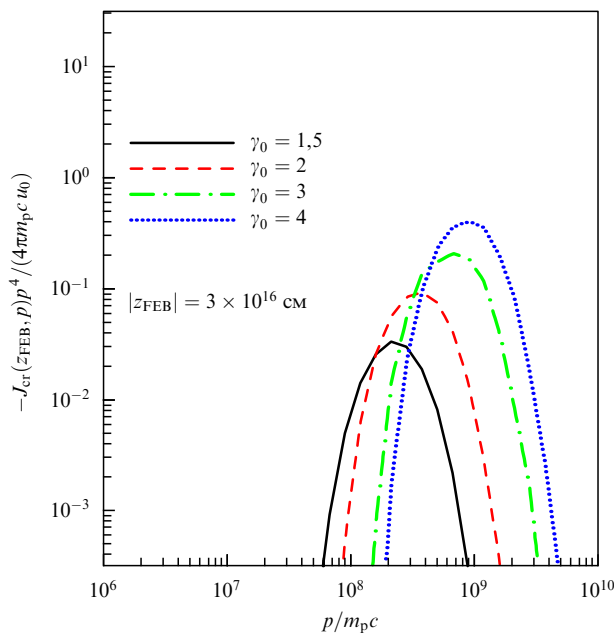


**Рис. 10.** Спектры гамма-излучения ( $\gamma$ ) и нейтрино ( $\nu$ ) высоких энергий, рассчитанные в модели сверхновой, сталкивающейся с ветром скопления массивных молодых звёзд. Источники такого типа могут объяснить некоторые высокоэнергетичные нейтринные события, наблюдаемые нейтринной обсерваторией IceCube (IC) [85].

кривая), формируемые ускоренными частицами в области столкновения оболочки сверхновой с интенсивным ветром скопления молодых звёзд на примере галактического скопления молодых звёзд Westerlund I (WdI). Приведены спектры излучения источника через 400 лет после вспышки сверхновой в скоплении WdI [84, 85]. Нейтрино и основная часть гамма-квантов излучаются при неупругих столкновениях ускоренных протонов с окружающей средой (вклад в гамма-излучение от комптоновского рассеяния ускоренных электронов показан пунктирной кривой). Показаны также потоки гамма-излучения, наблюдаемые наземным черенковским телескопом HESS (High Energy Stereoscopic System), и оценки потоков высокоэнергетичных нейтрино, детектированных нейтринной обсерваторией IceCube (в окрестности скопления WdI).



**Рис. 11.** Спектры протонов в системе покоя ударной волны, рассчитанные в нелинейной модели, с учётом обратного влияния ускоренных частиц на структуру фронта волны. Показаны функции распределения в фазовом пространстве (умноженные на  $p^4$ ) для протонов, ускоренных механизмом Ферми, рассчитанные в системе покоя ударной волны. В спектре частиц отчётливо проявляются квазитепловой пик и протяжённые кусочно-степенные распределения. Спектры вычислены с помощью численной нелинейной модели Монте-Карло (см. [57, 86]). Модель учитывает усиление флуктуирующего магнитного поля неустойчивостями анизотропного распределения быстрых частиц в предвестнике и нелинейную модификацию профиля скорости плазмы. Различные кривые соответствуют различным значениям четырёх-скорости плоской ударной волны.



**Рис. 12.** Функция распределения в фазовом пространстве (умноженная на  $p^4$ ) для протонов, покидающих область ускорения частиц ударной волной. Функция распределения протонов рассчитана в системе покоя околозвёздной среды, через которую движется ударная волна;  $z_{\text{FEB}}$  — положение границы свободного ухода частиц,  $J_{\text{cr}}(z_{\text{FEB}}, p)$  — спектральная плотность потока ускоренных протонов через границу свободного ухода.

### 6.4. Ускорение частиц и усиление магнитного поля в релятивистских сверхновых

Как показывают обсуждавшиеся в разделе 4 радионаблюдения SN 2009bb [44], ударные волны сверхновых могут иметь умеренно релятивистские скорости с  $\beta\Gamma \sim 1$  в течение нескольких месяцев после взрыва сверхновой. Как можно ожидать на основе обсуждения в разделе 6.2, такие объекты могут ускорять частицы до энергий выше 1 ПэВ. Результаты расчёта спектров протонов, выполненные в рамках нелинейной модели Монте-Карло с учётом усиления магнитной турбулентности неустойчивостями анизотропных распределений ускоренных частиц, показаны на рис. 11 (спектр частиц в ударной волне представлен в её системе покоя) и рис. 12 (спектр уходящих частиц в системе удалённого наблюдателя). В расчёте предполагалось, что магнитное поле ветра звезды Вольфа–Райе — прародителя сверхновой — имеет равные между собой регулярную и случайную компоненты с полной величиной 0,01 Гс на расстоянии  $10^{17}$  см от звезды. Турбулентное магнитное поле за фронтом ударной волны с  $\Gamma \sim 1,5$  порядка 0,2 Гс.

## 7. Гамма-всплески и релятивистские сверхновые типа Ic

Существующие модели гамма-всплесков предполагают наличие сильно коллимированного релятивистского течения, с лоренц-фактором порядка 100, в котором происходит быстрая и эффективная конверсия кинетической или магнитной энергии в наблюдаемое гамма-излучение [87–89]. На рисунке 1 показаны возможные распределения энергии эжекты по четырём скоростям, различающие возможные популяции источников излучения, возникающие после коллапса массивной звезды. Гамма-всплески, отмеченные фиолетовым цветом, отличаются очень пологим распределением энергии. Релятивистские сверхновые, движимые протяжённым во времени выделением энергии от центрального компактного источника, имеют промежуточное распределение между распределениями гамма-всплесков и обычных сверхновых типа Ic. Длинные, относительно мягкие гамма-всплески могут быть связаны с коллапсом ядра массивной вращающейся звезды, который в определённой области параметров звезды не сопровождается формированием распространяющейся от центра звезды сильной ударной волны, характерной для сверхновых типа Ibс [90]. Аккреция вещества на быстро вращающуюся чёрную дыру является возможным сценарием формирования коллимированных релятивистских струй в коллапсах [91, 92] с последующим формированием гамма-всплеска. Коллапс звезды, в котором релятивистская струя от центрального источника не прорывает оболочку звезды, может быть источником нейтрино высоких энергий без сопутствующего гамма-излучения [93].

Популяцию жёстких гамма-всплесков, продолжительность которых не превышет 2 с, не удаётся описать подобной моделью. Популярные модели коротких гамма-всплесков основаны на идее слияния нейтронной звезды с другой нейтронной звездой или чёрной дырой (хотя не исключены и другие сценарии слияния компактных звёзд, не приводящие к формированию источника гамма-всплеска) [94–96]. Потери энергии и углового момента посредством излучения гравитационных волн позволяют сформироваться чёрной дыре с высоким темпом

аккреции вещества, оставшегося от слияния. Аккреция сопровождается выделением энергии вследствие аннигиляции потоков нейтрино и антинейтрино или за счёт магнито-вращательных эффектов аккрецирующих чёрных дыр [92, 97]. Слияние сопровождается выбросом вещества, богатого нейтронами, и активным нуклеосинтезом в ходе  $r$ -процесса, который производит значительную часть наблюдаемых стабильных изотопов с атомным весом более 60. Релятивистские истечения и гиперновые играли, вероятно, существенную роль и в нуклеосинтезе в эпоху первых звёзд (III поколение) [98].

Замечательным подтверждением адекватности модели коротких гамма-всплесков стало наблюдение гамма-излучения обсерваториями Fermi и INTEGRAL (INTERNATIONAL GAMMA-RAY ASTROPHYSICS LABORATORY) [99, 100] через несколько секунд после детектирования обсерваториями Advanced LIGO (LASER INTERFEROMETER GRAVITATIONAL-WAVE OBSERVATORY) и Advanced Virgo гравитационных волн от источника GW170817 [101]. В сценариях слияния компактных звёзд [95], так же как и в моделях приливного разрушения звёзд массивными чёрными дырами [102], расчёты предсказывают формирование релятивистских истечений плазмы с ударными волнами.

Моделирование собственного излучения на начальной фазе гамма-всплеска требует исследования механизмов конверсии энергии, выделившейся при коллапсе, в наблюдаемое жёсткое нетепловое излучение. Механизмы конверсии зависят от начальной замагниченности релятивистского течения, которую удобно характеризовать параметром

$$\sigma = \frac{F_b}{F_p} = \frac{B^2}{4\pi\rho c^2\Gamma} = \frac{B'^2}{4\pi\rho'c'^2}, \quad (24)$$

где  $F_b$  — плотность потока энергии электромагнитного поля,  $F_p$  — плотность потока энергии плазмы,  $B$  — величина магнитного поля,  $\rho$  — плотность вещества (которое может быть электрон-позитронной плазмой с примесью барионов) в лабораторной системе отсчёта, относительно которой течение движется с лоренц-фактором  $\Gamma$ . Величины, помеченные штрихом ( $B'$  и  $\rho'$ ), измерены в системе отсчёта, сопутствующей течению. Формирование спектров ускоренных частиц и излучения всплеска в течении замагниченной плазмы с  $\sigma > 1$  обычно предполагает диссипацию магнитного поля под действием механизмов магнитного пересоединения, которые давно изучаются для моделирования вспышечных процессов на Солнце и в магнитосфере Земли и других планет [82, 103–105], а также магнетаров [106]. В релятивистской плазме процессы магнитного пересоединения исследовались, в частности, в работе [81]. В сочетании с ускорением Ферми эти процессы могут позволить объяснить спектры гамма-всплесков и их послесвечения [88, 89].

Приливные разрушения звёзд массивными чёрными дырами представляют собой интересную популяцию транзиентных источников. Звезда массой  $M_*$  и радиусом  $R_*$ , попавшая в окрестность радиусом  $R_t$ ,

$$R_t = R_* \left( \frac{\eta_t M_{\text{ВН}}}{M_*} \right)^{1/3},$$

массивной чёрной дыры массой  $M_{\text{ВН}}$ , будет разрушена приливными силами. Параметр  $\eta_t$  зависит от структуры звезды. Приливные разрушения звёзд сверхмассивными

чёрными дырами приводят к аккреции части разорванной звезды на чёрную дыру, сопровождающейся яркой вспышкой, продолжительностью до нескольких лет. Оставшаяся часть вещества звезды (с массой, сравнимой с захваченной) выбрасывается с максимальной скоростью порядка  $10^4 \text{ км с}^{-1}$  [102, 107]. Такие быстрые сверхальвовские истечения, как показано выше, должны ускорять частицы до высоких энергий и служить источниками нетеплового излучения. В настоящее время эти истечения рассматриваются как возможные источники нейтрино и космических лучей сверхвысоких энергий [108–110].

Транзиентный источник Swift J164449.3+573451 представляет собой интересный пример вспышечной аккреции на чёрную дыру массой порядка  $10^6 - 10^7 M_\odot$ . Радио- и рентгеновские наблюдения указывают на появление умеренно релятивистского истечения, связанного с аккрецией вещества звезды, разрушенной приливным взаимодействием с массивной чёрной дырой [111–113].

Анализ статистики рентгеновских источников, которые демонстрировали убывание потока более чем на порядок за два десятилетия, позволил авторам работы [114] оценить частоты транзиентов, связанных с приливными разрушениями звёзд массивными чёрными дырами. Полученная частота,  $\sim 3 \times 10^{-5}$  событий в год на галактику для красных смещений  $z < 0,18$ , разумно согласуется с оценками для более близких областей Вселенной. Значительный прогресс в понимании физики ярких переменных источников излучения высоких энергий будет достигнут в ближайшие годы с появлением новой генерации чувствительных детекторов рентгеновского [115, 116] и гамма-излучения [117–119].

## 8. Заключение

Выделение огромной энергии, достигающей величины порядка энергии связи звезды  $\sim 10^{53}$  эрг, за несколько секунд при коллапсе массивной звезды или при слиянии компактных релятивистских звёзд с нейтронной звездой сопровождается мощным излучением во всём диапазоне электромагнитного спектра, излучением гравитационных волн, интенсивных потоков нейтрино и космических лучей. Структура течения плазмы, включающего в себя релятивистские и нерелятивистские компоненты, кривые блеска и спектры электромагнитного излучения зависят от характера и продолжительности процесса выделения энергии от центрального источника.

В частности, наряду с процессом формирования ударной волны, при коллапсе ядра звезды [26] мощным дополнительным источником энергии и импульса может быть быстро вращающийся центральный компактный объект — магнетар или чёрная дыра. Взаимодействие сильно замагниченной релятивистской струи или ветра, формируемых центральным компактным источником, с веществом звезды и околосвездными оболочками может являться существенным фактором, определяющим характер кривой блеска и спектры излучения [120]. Последующие наблюдения спектров остатка сверхновой позволяют охарактеризовать структуру и состав эжекта — вещества оболочки звезды, выброшенного вспышкой сверхновой [121].

Наблюдения послесвечения источника GW170817/GRB170817A в радио-, оптическом и рентгеновском диапазонах в течение более чем 250 сут после короткого гамма-

всплеска позволили установить, что спектр послесвечения источника не испытывает видимых изменений, а убывание потока излучения после первых 200 сут связано с геометрическими факторами расширения системы [122–124].

Послесвечение источника GW 170817/GRB 170817A в диапазоне, охватывающем почти девять декад (от 1 ГГц до  $10^{18}$  Гц), хорошо описывается единым степенным спектром с фотонным индексом около 1,6. Послесвечение GRB 170817A в течение примерно одного года, по-видимому, является синхротронным излучением релятивистских электронов и позитронов. Ускорение излучающих релятивистских частиц, вероятно, связано с наличием истечения замагниченной плазмы с умеренно релятивистскими скоростями. Хотя детальные расчёты формирования и эволюции течения — дело будущего, данные наблюдений согласуются с моделью источника в виде структурированной релятивистской струи, наблюдаемой под углом к оси течения [122–127].

Умеренно релятивистские ударные волны, сопровождающие распространение структурированной струи GRB 170817A в окружающей разрежённой среде, могут быть эффективным источником космических лучей с энергиями выше 1 ПэВ. Если такие слияния происходят в Галактике с частотой порядка  $10^{-5}$  событий в год, то их вклад в наблюдаемый спектр космических лучей может быть существенным, наряду с вкладом релятивистских сверхновых, которые могут ускорять космические лучи до более высоких энергий, порядка  $10^{18}$  эВ [86].

Оценка частоты слияний нейтронных звёзд в Галактике — от  $5 \times 10^{-6}$  до  $5 \times 10^{-4}$  событий в год — пока является весьма неопределённой [128]. Слияние двух нейтронных звёзд, породившее источник GW 170817/GRB 170817A, создаёт оптимальные условия для формирования некоторых тяжёлых элементов в процессе быстрого захвата нейтронов ( $r$ -процесс). В частности, авторы работы [128] оценили с учётом неопределённостей количество золота, произведённого в GW 170817, в 3–13 масс Земли, а европия — в 1–5 земных масс. Моделирование процессов перераспределения выделенной энергии между различными компонентами течения расширяющейся плазмы, усиление электромагнитных полей, ускорение частиц и излучение, которое мы обсуждали выше, позволяют рассчитывать временную эволюцию спектров излучения.

Сегодня доступны детальные наблюдения источников с высокой чувствительностью в широком диапазоне электромагнитного спектра и чувствительные детекторы нейтрино предоставляют уникальную возможность проверки моделей, основанных на использовании фундаментальных законов в экстремальных условиях.

Автор благодарен своим коллегам А.Е. Владимирову, П.Е. Гладилину, А.М. Красильщикову, Ю.А. Кропоткиной, К.П. Левенфиш, С.М. Осипову, А.Е. Петрову, И.Н. Топтыгину, Ю.А. Уварову и Д. Эллисону (D.C. Ellison) за совместные работы в области астрофизики высоких энергий. Работа поддержана программой ПЗ Президиума РАН "Физика фундаментальных взаимодействий и ядерные технологии".

## Список литературы

1. Goobar A, Leibundgut B *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **61** 251 (2011)
2. Filippenko A V *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **35** 309 (1997)
3. Gal-Yam A *Science* **337** 927 (2012)

4. Branch D, Wheeler J C *Supernova Explosions* (Berlin: Springer-Verlag, 2017)
5. Зельдович Я Б, Райзер Ю П *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: Наука, 1966); Zel'dovich Ya B, Raizer Yu P *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena* Vol. 1, 2 (New York: Academic Press, 1966, 1967)
6. Фортов В Е *Мощные ударные волны* (М.: Физматлит, 2018)
7. Shakura N I, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **24** 337 (1973)
8. Березинский В С и др. *Астрофизика космических лучей* (Под ред. В Л Гинзбурга) 2-е изд. (М.: Наука, 1989); Пер. на англ. яз.: Berezhinskii V S et al. *Astrophysics of Cosmic Rays* (Ed. V L Ginzburg) (Amsterdam: North-Holland, 1990)
9. Grassberg E K, Imshennik V S, Nadyozhin D K *Astrophys. Space Sci.* **10** 28 (1971)
10. Имшенник В С, Надёжин Д К *УФН* **156** 561 (1988); Imshennik V S, Nadezhin D K *Sov. Sci. Rev. E* **8** 1 (1989) Pt. 1
11. Blinnikov S, in *Handbook of Supernovae* (Eds A W Alsabti, P Murdin) (Berlin: Springer, 2017) p. 843
12. Chevalier R A, Fransson C, in *Handbook of Supernovae* (Eds A W Alsabti, P Murdin) (Berlin: Springer, 2017) p. 875
13. Waxman E, Katz B, in *Handbook of Supernovae* (Eds A W Alsabti, P Murdin) (Berlin: Springer, 2017) p. 967
14. Гандельсман Г М, Франк-Каменецкий Д А *ДАН СССР* **107** 811 (1956); Gandel'man G M, Frank-Kamenetskii D A *Sov. Phys. Dokl.* **1** 223 (1956)
15. Компанеец А С *ДАН СССР* **109** 49 (1956); Kompaneets A S *Sov. Phys. Dokl.* **5** 46 (1960)
16. Chevalier R A *Astrophys. J.* **258** 790 (1982)
17. Климишин И А *Ударные волны в оболочках звезд* (М.: Наука, 1984)
18. Гнатык Б И *Письма в Астрон. журн.* **11** 785 (1985); Gnatyk B I *Sov. Astron. Lett.* **11** 331 (1985)
19. Литвинова И Ю, Надежин Д К *Письма в Астрон. журн.* **16** 61 (1990); Litvinova I Y, Nadezhin D K *Sov. Astron. Lett.* **16** 29 (1990)
20. Tan J C, Matzner C D, McKee C F *Astrophys. J.* **551** 946 (2001)
21. Margutti R et al. *Astrophys. J. Lett.* **808** L21 (2015)
22. Li W et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **412** 1441 (2011)
23. Woosley S, Janka T *Nature Phys.* **1** 147 (2005)
24. Ott C D et al. *Astrophys. J.* **768** 115 (2013)
25. Couch S M et al. *Astrophys. J. Lett.* **808** L21 (2015)
26. Burrows A et al. *Space Sci. Rev.* **214** 33 (2018)
27. Summa A et al. *Astrophys. J.* **852** 28 (2018)
28. Woosley S E, Bloom J S *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **44** 507 (2006)
29. Gehrels N, Ramirez-Ruiz E, Fox D B *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **47** 567 (2009)
30. Mészáros P, Gehrels N *Res. Astron. Astrophys.* **12** 1139 (2012)
31. Lazzati D et al. *Astrophys. J.* **750** 68 (2012)
32. Piran T et al., arXiv:1704.08298
33. Katz D, Sapir N, Waxman E *Proc. Int. Astron. Union* **7** (S279) 274 (2011)
34. Ud-Doula A, Owocki S P, Townsend R H D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **385** 97 (2008)
35. Wade G A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **456** 2 (2016)
36. Aurière M et al. *Astron. Astrophys.* **516** L2 (2010)
37. Kervella P et al. *Astron. Astrophys.* **609** A67 (2018)
38. Walder R, Folini D, Meynet G *Space Sci. Rev.* **166** 145 (2012)
39. Ellison D C et al. *Astrophys. J.* **744** 39 (2012)
40. Weiler K W et al. *Astrophys. J.* **740** 79 (2011)
41. Björnsson C-I, Keshavarzi S T *Astrophys. J.* **841** 12 (2017)
42. Chevalier R A *Astrophys. J.* **499** 810 (1998)
43. Chevalier R A, Fransson C *Astrophys. J.* **651** 381 (2006)
44. Soderberg A M et al. *Nature* **463** 513 (2010)
45. Mazzali P A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **458** 3455 (2016)
46. Kulkarni S R et al. *Nature* **395** 663 (1998)
47. Li Z-Y, Chevalier R A *Astrophys. J.* **526** 716 (1999)
48. Chakraborti S et al. *Astrophys. J.* **805** 187 (2015)
49. Blandford R D, McKee C F *Phys. Fluids* **19** 1130 (1976)
50. Chakraborti S et al. *Nature Commun.* **2** 175 (2011)
51. Сагдеев Р З, в сб. *Вопросы теории плазмы* Т. 4 (Под ред. М А Леонтовича) (М.: Госатомиздат, 1964) с. 20; Пер. на англ. яз.: Sagdeev R Z, in *Reviews of Plasma Physics* Vol. 4 (Ed. M A Leontovich) (New York: Consultants Bureau, 1966) p. 23
52. Marcowith A et al. *Rep. Prog. Phys.* **79** 046901 (2016)
53. Spitkovsky A *Astrophys. J. Lett.* **673** L39 (2008)
54. Sironi L, Spitkovsky A, Arons J *Astrophys. J.* **771** 54 (2013)
55. Pelletier G, Bykov A, Ellison D, Lemoine M *Space Sci. Rev.* **207** 319 (2017)

56. Lipatov A S *The Hybrid Multiscale Simulation Technology: an Introduction with Application to Astrophysical and Laboratory Plasmas* (Berlin: Springer, 2002)
57. Bykov A M et al. *Astrophys. J.* **789** 137 (2014)
58. Bykov A M, Ellison D C, Osipov S M *Phys. Rev. E* **95** 033207 (2017)
59. Кропотина Ю А и др. *ЖТФ* **85** 73 (2015); Kropotina Yu A et al. *Tech. Phys.* **60** 231 (2015)
60. Кропотина Ю А и др. *ЖТФ* **86** 40 (2016); Kropotina Yu A et al. *Tech. Phys.* **61** 517 (2016)
61. Крымский Г Ф *ДАН СССР* **234** 1306 (1977); Krymskii G F *Sov. Phys. Dokl.* **22** 327 (1977)
62. Axford W I, Leer E, Skadron G, in *15th Intern. Cosmic Ray Conf., Plovdiv, Bulgaria, August 13–26, 1977, Conf. Papers* Vol. 11 (Sofia: B'lgarska Akademiia na Naukite, 1977) p. 132
63. Bell A R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **182** 147 (1978)
64. Blandford R D, Ostriker J P *Astrophys. J. Lett.* **221** L29 (1978)
65. Lucek S G, Bell A R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **314** 65 (2000)
66. Bell A R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **353** 550 (2004)
67. Bykov A M, Ellison D C, Renaud M *Space Sci. Rev.* **166** 71 (2012)
68. Schure K M, Bell A R, Drury L O' C, Bykov A M *Space Sci. Rev.* **173** 491 (2012)
69. Bykov A M et al. *Space Sci. Rev.* **178** 201 (2013)
70. Berezhko E G, Yelshin V K, Ksenofontov L K *Astropart. Phys.* **2** 215 (1994)
71. Kang H, Ryu D *Astrophys. J.* **721** 886 (2010)
72. Caprioli D, Blasi P, Amato E *Astropart. Phys.* **34** 447 (2011)
73. Zirakashvili V N, Ptuskin V S *Astropart. Phys.* **39–40** 12 (2012)
74. Bykov A M, Gladilin P E, Osipov S M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **429** 2755 (2013)
75. Brose R, Telezhinsky I, Pohl M *Astron. Astrophys.* **593** A20 (2016)
76. Jones F C, Ellison D C *Space Sci. Rev.* **58** 259 (1991)
77. Vladimirov A E, Bykov A M, Ellison D C *Astrophys. J.* **688** 1084 (2008)
78. Ellison D C, Warren D C, Bykov A M *Astrophys. J.* **776** 46 (2013)
79. Bykov A M, Osipov S M, Ellison D C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **410** 39 (2011)
80. Lemoine M, Waxman E *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **2009** (11) 009 (2009)
81. Sironi L, Spitkovsky A *Astrophys. J. Lett.* **783** L21 (2014)
82. Zelenyi L, Artemyev A *Space Sci. Rev.* **178** 441 (2013)
83. Bykov A M et al. *Space Sci. Rev.* **207** 235 (2017)
84. Bykov A M *Astron. Astrophys. Rev.* **22** 77 (2014)
85. Bykov A M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **453** 113 (2015)
86. Bykov A M et al. *Space Sci. Rev.* **214** 41 (2018)
87. Mészáros P *Rep. Prog. Phys.* **69** 2259 (2006)
88. Zhang B, Yan H *Astrophys. J.* **726** 90 (2011)
89. Bykov A et al. *Space Sci. Rev.* **173** 309 (2012)
90. MacFadyen A I, Woosley S E *Astrophys. J.* **524** 262 (1999)
91. McKinney J C, Blandford R D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **394** L126 (2009)
92. Bromberg O, Tchekhovskoy A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **456** 1739 (2016)
93. Senno N, Murase K, Mészáros P *Phys. Rev. D* **93** 083003 (2016)
94. Eichler D et al. *Nature* **340** 126 (1989)
95. Bromberg O et al. *Astrophys. J.* **764** 179 (2013)
96. Berger E *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **52** 43 (2014)
97. Blandford R D, Znajek R L *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **179** 433 (1977)
98. Nomoto K *Int. J. Mod. Phys. D* **25** 1630025 (2016)
99. Abbott B P et al. *Astrophys. J. Lett.* **848** L13 (2017)
100. Savchenko V et al. *Astrophys. J. Lett.* **848** L15 (2017)
101. Abbott B P et al. (LIGO Sci. Collab. and Virgo Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **119** 161101 (2017)
102. Rees M J *Nature* **333** 523 (1988)
103. Сыроватский С И *УФН* **104** 669 (1971); Syrovatskii S I *Sov. Phys. Usp.* **14** 533 (1972)
104. Сыроватский С И *УФН* **118** 738 (1976); Syrovatskii S I *Sov. Phys. Usp.* **19** 354 (1976)
105. Vainshtein S I, Bykov A M, Toptygin I N *Turbulence, Current Sheets, and Shocks in Cosmic Plasma* (Langhorne, Pa.: Gordon and Breach Sci. Publ., 1993)
106. Lyutikov M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **346** 540 (2003)
107. Hills J G *Nature* **254** 295 (1975)
108. Pfeffer D N, Kovetz E D, Kamionkowski M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **466** 2922 (2017)
109. Batista R A, Silk J *Phys. Rev. D* **96** 103003 (2017)
110. Senno N, Murase K, Mészáros P *Astrophys. J.* **838** 3 (2017)
111. Bloom J S et al. *Science* **333** 203 (2011)
112. Burrows D N et al. *Nature* **476** 421 (2011)
113. Berger E et al. *Astrophys. J.* **748** 36 (2012)
114. Khabibullin I, Sazonov S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **444** 1041 (2014)
115. Pavlinsky M et al. *Proc. SPIE* **9603** 96030C (2015)
116. Predehl P et al. *Proc. SPIE* **9905** 99051K (2016)
117. Acharya B S et al. *Astropart. Phys.* **43** 3 (2013)
118. De Angelis A et al. (e-ASTROGAM Collab.) *Exp. Astron.* **44** 25 (2017)
119. Быков А М и др. *ЖТФ* **87** 803 (2017); Bykov A M et al. *Tech. Phys.* **62** 819 (2017)
120. Moriya T J, Sorokina E I, Chevalier R A *Space Sci. Rev.* **214** 59 (2018)
121. Raymond J C *Space Sci. Rev.* **214** 28 (2018)
122. Margutti R et al. *Astrophys. J. Lett.* **856** L18 (2018)
123. Alexander K D et al., arXiv:1805.02870
124. Xie X, Zrake J, MacFadyen A, arXiv:1804.09345
125. Липунов В М, Постнов К А, Прохоров М Е *Астрон. журн.* **78** 276 (2001); Lipunov V M, Postnov K A, Prokhorov M E *Astron. Rep.* **45** 236 (2001)
126. Lazzati D, Begelman M C *Astrophys. J.* **629** 903 (2005)
127. Gill R, Granot J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **478** 4128 (2018)
128. Côté B et al. *Astrophys. J.* **855** 99 (2018)

### Astrophysical objects with extreme energy release: observations and theory

A.M. Bykov

*Ioffe Institute, Russian Academy of Sciences,  
ul. Politekhnickeskaya 26, 194021 St. Petersburg, Russian Federation  
E-mail: byk@astro.ioffe.ru*

Supernovae release extreme amounts of energy and produce major chemical elements in the galaxies. They are extraordinary phenomena which lead to emission of neutrinos, gravitational waves and broad spectra of electromagnetic radiation; accelerate particles up to ultra-relativistic energies. Observations of supernovae have led to discovery of the accelerated expansion of the Universe and introduction of the "dark energy" concept. Recent observations and theoretical models have revealed diverse supernova-related phenomena, the diversity resulting from variation both in the energy release mechanisms and in the properties of the circumstellar matter. Supernova remnants and, in particular, gamma-ray bursts originating from compact stellar remnants, are among the main objects of space research programs all over the world. We review the results of supernova and gamma-ray bursts observations as well as physical models capable to explain the acceleration of non-thermal particles up to ultra-relativistic energies and amplification of fluctuating magnetic fields in supernova shells. We also consider the prospects of testing these models via observations with orbital and ground-based telescopes.

**Keywords:** supernovae, gamma-ray bursts, shock waves, particle acceleration, cosmic rays

PACS numbers: **95.30** – k, **97.60**.Bw, **98.70**.Sa

Bibliography — 128 references

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **188** (8) 894–908 (2018)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.04.038283>

Received 21 January 2018

*Physics – Uspekhi* **61** (8) (2018)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2017.04.038283>