

# ИЗЛОМЫ В СПЕКТРЕ ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ КАК НОВЫЙ ИСТОЧНИК ИНФОРМАЦИИ ОБ ИХ ПОЛОЖЕНИИ В ГАЛАКТИКЕ

*А. А. Лагутин, Н. В. Волков\**

*Кафедра радиофизики и теоретической физики,  
ФГБОУ ВО «Алтайский государственный университет»  
656049, Барнаул, Россия*

Поступила в редакцию 1 декабря 2025 г.,  
после переработки 14 января 2026 г.  
Принята к публикации 20 января 2026 г.

Предлагается оригинальная методика восстановления параметров галактических источников, формирующих особенности в наблюдаемых энергетических спектрах космических лучей, а также среды, в которой происходит ускорение и распространение частиц. Ключевым элементом предлагаемого подхода является разработанная авторами модель неклассической диффузии космических лучей, обобщающая модель нормальной диффузии Гинзбурга – Сыроватского на случай распространения частиц в резко неоднородной межзвездной среде с перемежаемым магнитным полем. Показано, что важнейшие результаты модели неклассической диффузии, а именно, изломы в наблюдаемом спектре, возникающие естественным образом без использования дополнительных предположений, степенные асимптотики до и после изломов и мягкий спектр генерации частиц в источниках позволяют описать установленные в экспериментах ATIC-2, PAMELA, AMS-02, NUCLEON, DAMPE, CALET и LHAASO особенности спектров самосогласованным образом. Совместный анализ экспериментальных данных и результатов модели неклассической диффузии приводит к выводам о том, что источники не являются мгновенными, ключевую роль в процессах ускорения частиц играют взаимодействия с неоднородностями среды (транзитные образования в области ускорения, ловушки Леви), основной этап формирования спектра происходит на стадии, когда степень сжатия ударных волн в остатках сверхновых примерно равна 3.1.

**Ключевые слова:** Галактика, космические лучи, источники, энергетический спектр, изломы, массовый состав, неклассическая диффузия, астрофизическая интерпретация

DOI: 10.7868/S3034641X26030033

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Излом в спектре космических лучей (КЛ) при энергиях  $\sim 3$  ПэВ (так называемое «колесо»), впервые наблюдавшийся в его электромагнитной компоненте [1], является наиболее яркой особенностью, вокруг которой строятся многочисленные исследования, направленные на решение проблемы происхождения КЛ. В рамках стандартной парадигмы колесо объясняется как суперпозиция обрезаний в спектрах протонов и других групп ядер [2]. Обнаружение нового излома в спектре всех час-

тиц при  $\sim 100$ – $300$  ПэВ, который называют «вторым коленом» или «железным изломом», вызывает особый интерес, поскольку в рамках стандартной парадигмы эта область энергий интерпретируется как переходная между КЛ галактического и внегалактического происхождения или как область предельных энергий КЛ, ускоряемых галактическими источниками (см., например, работу [3] и ссылки в ней). Диффузный механизм ускорения (diffusive shock acceleration, DSA) на ударных волнах и диффузионное распространение в Галактике являются другими фундаментальными положениями стандартной парадигмы [4, 5]. Однако результаты измерений спектров КЛ, полученные в экспериментах нового поколения, убедительно указывают на необходимость пересмотра некоторых ее положений.

\* E-mail: volkov@theory.asu.ru

Прецизионные измерения спектров различных групп ядер в области энергий  $E \sim 100$  ГэВ–30 ПэВ позволили выявить наличие существенных особенностей и сложную структуру спектра КЛ. Так, в экспериментах ATIC-2 [6] и PAMELA [7] по спектру протонов впервые были получены указания на то, что в области энергий  $E \sim 300$  ГэВ имеет место отклонение спектра от степенного закона, происходит его уполоаживание (hardening). Доказательством существования уполоаживания не только в спектре протонов, но и в спектрах других групп ядер, стали данные измерений AMS-02 [8, 9]. Позже данные CREAM-III [10], NUCLEON [11], DAMPE [12, 13] и CALET [14, 15] не только подтвердили результаты предыдущих экспериментов, но и позволили установить наличие излома в наблюдаемых спектрах протонов и ядер гелия при энергиях  $E \sim 10$  ТэВ. Важнейшими результатами, полученными DAMPE [12, 13] и CALET [14, 15], являются вывод о наличии степенных асимптотик спектров до и после излома, а также установленные значения показателей спектра генерации частиц в источниках, которые составляют  $-2.7$  и  $-2.6$  для протонов и ядер гелия соответственно.

Обнаружение уполоаживания спектра в диапазоне энергий 300 ГэВ–10 ТэВ и излома при  $E \sim 10$  ТэВ стимулировало многочисленные исследования, направленные на установление природы этих особенностей спектра (см., например, [16–22]). Сегодня наиболее обоснованной является гипотеза о том, что эти особенности обусловлены вкладом отдельной группы источников, получивших название «гэватроны».

Новые результаты по спектру протонов, полученные в эксперименте GRAPES-3 [23], показали, что при энергиях  $E > 200$  ТэВ происходит новое уполоаживание спектра вплоть до энергии  $E \sim 3$  ПэВ около колена. Последние важнейшие результаты в этой области энергий, подтверждающие существование второй области уполоаживания, получены обсерваторией LHAASO по результатам измерений спектра протонов в диапазоне энергий 0.15–12 ПэВ [24]. В работе [24] также установлено, что аппроксимация экспериментальных данных комбинацией степенных функций до и после колена более предпочтительна, чем модель с экспоненциальным обрезанием, которая часто используется при интерпретации энергетического спектра с учетом максимального энергетического порога на ускорение частиц в источниках. Таким образом, этот результат ясно показывает, что источники КЛ эффективно ускоряют протоны и, по всей видимости, другие ядра до энергий, больших

тех, что приняты в качестве пороговых для частиц, ускоряемых в источниках. В работах [24–26] эти источники получили название «пэватроны» или даже «суперпэватроны».

В недавней работе [27] коллаборации LHAASO впервые опубликованы измерения энергетического спектра всех частиц КЛ и среднего логарифма массового числа, полученные с беспрецедентной точностью в диапазоне 0.3–30 ПэВ. Одним из основных результатов [27] является впервые установленное немонотонное изменение среднего логарифма массового числа  $\langle \ln A \rangle$  с изменением энергии в этой области.

В диапазоне энергий  $E > 10$  ПэВ основные результаты за последние 15 лет получены наземными обсерваториями KASCADE-Grande [28], IceCube [29], Якутской комплексной установкой ШАЛ [30], Telescope Array [31], TAIGA [32] и PAO [3]. Степенные асимптотики до и после энергии второго колена и немонотонное поведение среднего логарифма массового числа в диапазоне энергий  $E \in 10$ –1000 ПэВ являются важнейшими из этих результатов. Рост  $\langle \ln A \rangle$  до значений  $\sim 2$ –2.5 в этой области энергий и последующее его убывание указывают на локальное увеличение вклада ядер средней группы CNO и NeMgSi.

Феноменологические исследования потока КЛ и его массового состава в областях энергий около изломов проводились во многих работах с использованием самых современных данных, доступных в разное время (см., например, работы [33–38]). Однако методология и подходы к описанию наблюдаемого спектра КЛ, лежащие в основе этих исследований, не приводят к формулировке модели в обычном смысле. Такие квазимодели не пытаются объяснить данные и, как следствие, не позволяют восстановить параметры источников и свойств среды, в которой происходит распространение частиц.

Целью настоящей работы является формулировка нового подхода по восстановлению параметров галактических источников КЛ, а также межзвездной среды, в которой происходит ускорение и распространение частиц, по данным современных измерений их спектров. Ключевым элементом данного подхода является разработанная авторами модель неклассической диффузии КЛ, в которой излом в наблюдаемом спектре возникает естественным образом без использования дополнительных предположений. Степенные асимптотики до и после излома, а также мягкий спектр генерации частиц в источниках КЛ являются другими основными свойствами модели. Такие свойства модели составляют

основу нового инструментария для восстановления параметров источников, формирующих особенности спектров.

Статья имеет следующую структуру. В разд. 2 на основе результатов исследований структуры магнитного поля в гелиосфере и в локальной межзвездной среде, полученных в экспериментах, дается обоснование модели неклассической диффузии, обобщающей модель нормальной диффузии Гинзбурга–Сыроватского на случай распространения частиц в резко неоднородной межзвездной среде с перемежаемым магнитным полем. В разд. 3 сформулированы основные положения модели неклассической диффузии КЛ и приводятся основные результаты модели. В разд. 4 дается определение энергетического спектра КЛ, описываются его основные компоненты. В разд. 5 формулируется оригинальный инструментарий согласованного восстановления параметров источников КЛ, а также параметров модели неклассической диффузии. Раздел 6 посвящен получению оценок параметров модели. В разд. 7 приводятся результаты расчетов спектра и массового состава КЛ в диапазоне энергий 300 ТэВ–3 ЭэВ, полученные в рамках модели неклассической диффузии. Раздел 8 содержит основные выводы работы.

## 2. СВОЙСТВА СРЕДЫ. ОБОСНОВАНИЕ МОДЕЛИ

Особенности энергетических спектров КЛ, установленные в экспериментах, стимулировали многочисленные исследования, направленные на интерпретацию полученных данных. Например, в работах [39–43] (см. также ссылки, приведенные в них) выявленные особенности спектров обсуждаются в рамках стандартной парадигмы распространения КЛ в межзвездной среде. В наших работах [44–50] был сформулирован оригинальный сценарий, позволяющий дать ясную астрофизическую интерпретацию выявленной сложной структуры энергетических спектров частиц. Ключевым элементом этого сценария является модель неклассической диффузии космических лучей, созданная авторами.

Модель неклассической диффузии, впервые предложенная в работах [51–53], является обобщением модели нормальной диффузии Гинзбурга–Сыроватского [54] на случай распространения частиц в резко неоднородной галактической среде фрактального типа. Необходимость такого обобщения обусловлена наличием в межзвездной среде структур со сложной морфологией (волокна,

ленты, облака и пустоты) [55–62] и перемежаемым магнитным полем [63, 64]. Перемежаемость является фундаментальным свойством турбулентности. В работе [65] показано, что распространение КЛ в межзвездной среде зависит от магнитной перемежаемости в диапазоне энергий  $E \lesssim 10^9$  ГэВ.

Результаты последних исследований процессов слияния случайных потоков токопроводящей жидкости (жгутов плазмы), полученные в лабораторных условиях и верифицированные в гелиосфере по данным солнечного зонда Паркер (Parker Solar Probe), показывают, что мелкомасштабные (флуктуационные) неустойчивости в плазме приводят к пересоединению силовых линий магнитного поля [66, 67], сопровождающемуся значительным усилением его амплитуды. В работе [68] данные зонда Паркер использовались для исследования влияния случайных ударных волн на процессы магнитного пересоединения. Независимо от природы происхождения, изменение топологии поля приводит к возникновению так называемых транзитных областей. Наличие транзитов в районе ударного фронта приводит к запираению частиц в прифронтальной полосе, где происходит накачка энергией. Одним из возможных механизмов, обеспечивающих запираение частиц, может быть отражение магнитными зеркалами, широко обсуждаемое сегодня научным сообществом (см., например, работы [69, 70]). Экспериментальное подтверждение такого механизма получено в исследованиях по регистрации электронов КЛ в областях межпланетных ударных волн, а также в областях головных ударных волн внутренних и внешних планет гелиосферы [71–73]. Наиболее подробные результаты получены в окрестностях фронта головной ударной волны Земли. Было обнаружено, что в этой области происходит ускорение электронов до энергий, которые более чем в  $10^4$  раз превышают энергии электронов солнечного ветра [74, 75].

Последние важные результаты исследований магнитного поля в так называемой локальной межзвездной среде (very local interstellar medium, VLISM) за пределами гелиосферы, впервые полученные по данным миссий Вояджер [76], не только подтвердили существование пространственно-локализованных транзитов, но и показали их когерентность. Авторами [76] установлено, что распределение флуктуаций магнитного поля в них не является гауссовым. Отметим также, что анализ полученных до 2024 г. данных Вояджер-1 по магнитному полю, проведенный в работе [77], показал, что перемежаемость при переходе из

внутренней гелиосферы в локальную межзвездную среду уменьшается с увеличением расстояния, но, наряду с этим, установлены локальные усиления магнитного поля вблизи фронтов ударных волн на границе гелиопаузы. Тот факт, что когерентные магнитные структуры могут играть решающую роль в проблеме переноса КЛ, сегодня широко обсуждается научным сообществом (см., например, работу [78] и ссылки в ней).

Экспериментальное подтверждение существования транзиентных областей вблизи фронта ударной волны является возможным ключом к разрешению многолетней дискуссии о том, могут ли КЛ быть ускорены в остатках сверхновых звезд до энергий  $E \gtrsim 10^6$  ГэВ. Иными словами, являются ли сверхновые пэватронами. Одним из основных доводов против этого утверждения являются оценки, полученные в рамках DSA [79, 80]. В DSA считается, что средняя длина свободного пробега частиц в прифронтальной области составляет порядка их ларморовского радиуса, что приводит к оценке максимальной энергии, приобретаемой частицей в источнике,  $\sim 10^4 - 10^5$  ГэВ/нуклон. В ряде исследований (см., например, работу [81]) отмечается, что данное ограничение максимальной энергии КЛ может быть существенно смягчено при увеличении напряженности магнитного поля в прекурсор ударной волны выше характерных значений. Возможные механизмы усиления магнитного поля обсуждаются в работах [82–84].

В завершение данного раздела отметим, что наличие установленных в экспериментах перемежаемости и транзиентов магнитного поля в области ускорения, приводящих к возникновению в прекурсор ловушек (ловушек Леви), является обоснованием для обобщения модели нормальной диффузии на случай распространения КЛ в среде, обладающей такими свойствами.

### 3. МОДЕЛЬ НЕКЛАССИЧЕСКОЙ ДИФФУЗИИ

В работах [51–53] впервые выполнено обобщение модели нормальной диффузии КЛ на случай распространения в межзвездной среде, обладающей описанными свойствами. Авторами [51–53] предложен оригинальный подход, заключающийся в замене предположения о статистической однородности распределения неоднородностей на более общее утверждение о фрактальном характере их распределения. Важным следствием этого предположения

является степенное распределение пробегов  $r$  частиц между неоднородностями:

$$p(r) \propto A(E, \alpha)r^{-\alpha-1}, \quad r \rightarrow \infty, \quad 0 < \alpha < 2,$$

(полеты Леви), а также степенное распределение времени  $t$  пребывания частиц в них (ловушках Леви):

$$q(t) \propto B(E, \beta)t^{-\beta-1}, \quad t \rightarrow \infty, \quad \beta < 1.$$

Степенные асимптотики плотностей  $p(r)$  и  $q(t)$  приводят к расхождению второго момента распределения частиц по пробегам  $\langle R^2 \rangle$  и первого момента времени пребывания в неоднородностях среды  $\langle T \rangle$ . В силу этого, классическое определение ключевого параметра модели — коэффициента диффузии  $D = \langle R^2 \rangle / 2 \langle T \rangle$ , становится неприменимым. В модели неклассической диффузии коэффициент аномальной диффузии по определению равен  $D(E, \alpha, \beta) = A(E, \alpha) / B(E, \beta)$  и записывается в принятой в астрофизике форме [54] как

$$D(E, \alpha, \beta) = D_0(\alpha, \beta) (E [\text{ГэВ}])^\delta. \quad (1)$$

Учет степенных асимптотик распределений  $p(r)$  и  $q(t)$  в процедуре вывода уравнения диффузии в рамках широко используемой в этом классе задач модели Монтролла и Вейза [85] (или модели случайных блужданий с непрерывным временем) приводит к обобщенному уравнению неклассической диффузии.

Уравнение для плотности частиц с энергией  $E$ , создаваемой в точке  $\mathbf{r}$  в момент времени  $t$  распределением источников, описываемым функцией  $S(\mathbf{r}, t, E)$ , без учета потерь энергии и ядерных взаимодействий КЛ впервые получено в работах [51, 53] и имеет вид

$$\frac{\partial N(\mathbf{r}, t, E)}{\partial t} = -D(E, \alpha, \beta) D_{0+}^{1-\beta} (-\Delta)^{\alpha/2} N(\mathbf{r}, t, E) + S(\mathbf{r}, t, E). \quad (2)$$

С физической точки зрения дробный лапласиан  $(-\Delta)^{\alpha/2}$  [86] и дробная производная Римана–Лиувилля  $D_{0+}^{1-\beta}$  [86] в уравнении (2) отражают нелокальность и немарковость процесса диффузии соответственно. Отметим, что при  $\alpha = 2, \beta = 1$  из (2) получаем уравнение нормальной диффузии Гинзбурга–Сыроватского [54].

Соответствующее (2) уравнение для функции Грина  $G(\mathbf{r}, t, E; \mathbf{r}_0, t_0, E_0)$ , которую следует интерпретировать как вероятность обнаружения частицы

в точке  $(\mathbf{r}, t, E)$  фазового пространства, если в начальный момент ее характеристики были  $(\mathbf{r}_0, t_0, E_0)$ , записывается в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial G(\mathbf{r}, t, E; \mathbf{r}_0, t_0, E_0)}{\partial t} = \\ = -D(E, \alpha, \beta) D_{0+}^{1-\beta} (-\Delta)^{\alpha/2} G(\mathbf{r}, t, E; \mathbf{r}_0, t_0, E_0) + \\ + \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \delta(t - t_0) \delta(E - E_0). \end{aligned} \quad (3)$$

При  $\mathbf{r}_0 = 0$  и  $t_0 = 0$  решением уравнения (3), которое находим с использованием преобразований Фурье – Лапласа по пространственным и временным координатам, является функция Грина [51, 53]

$$\begin{aligned} G(\mathbf{r}, t, E; E_0) = \delta(E - E_0) (Dt^\beta)^{-3/\alpha} \times \\ \times \Psi_3^{(\alpha, \beta)}(|\mathbf{r}| (Dt^\beta)^{-1/\alpha}). \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь

$$\Psi_3^{(\alpha, \beta)}(r) = \int_0^\infty g_3^{(\alpha)}(r\tau^{\beta/\alpha}) q_1^{(\beta)}(\tau) \tau^{3\beta/\alpha} d\tau$$

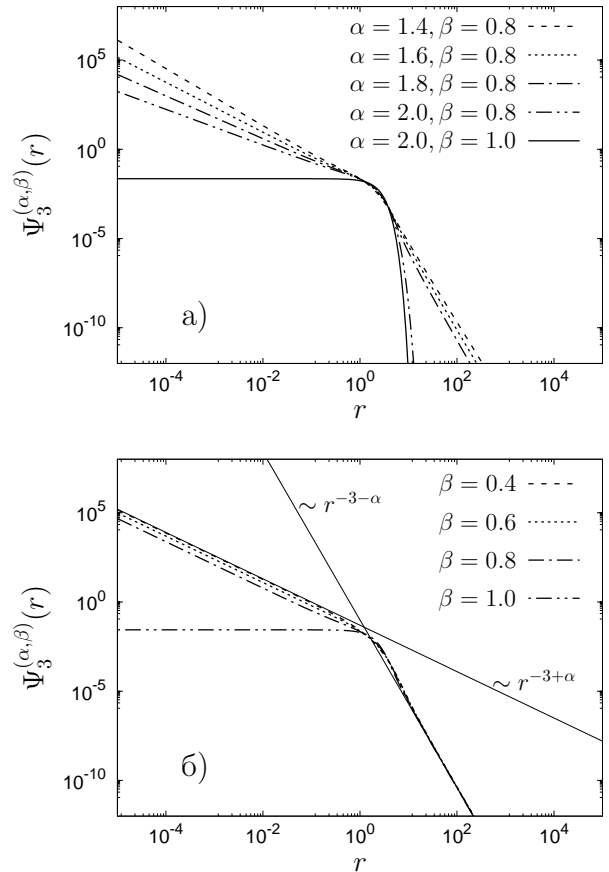
есть плотность дробно-устойчивого распределения [87], определяемая трехмерным сферически-симметричным устойчивым распределением  $g_3^{(\alpha)}(r)$  ( $0 < \alpha \leq 2$ ) и одномерным односторонним устойчивым распределением  $q_1^{(\beta)}(t)$  с характеристическим параметром  $0 < \beta \leq 1$ . Отметим, что при  $\alpha = 2$  плотность  $g_3^{(\alpha)}(r)$  есть нормальное распределение Гаусса, а при  $\beta = 1$  плотность  $q_1^{(\beta)}(t)$  есть дельта-функция Дирака. В этом случае из (4) получаем известный результат модели нормальной диффузии [54]. На рис. 1 показаны графики плотностей дробно-устойчивых распределений для различных значений показателей  $\alpha$  и  $\beta$ , а также асимптотики этих распределений, установленные в [87].

Функция Грина (4) позволяет найти решение обобщенного уравнения неклассической диффузии (2) для плотности космических лучей  $N(\mathbf{r}, t, E)$  в случае источников, описываемых функцией распределения  $S(\mathbf{r}, t, E)$ . По определению имеем

$$\begin{aligned} N(\mathbf{r}, t, E) = \int_{\mathbf{R}^3} d\mathbf{r}_0 \int_{-\infty}^t dt_0 \int_E^\infty dE_0 G(\mathbf{r}, t, E; \mathbf{r}_0, t_0, E_0) \times \\ \times S(\mathbf{r}_0, t_0, E_0). \end{aligned}$$

В случае точечного мгновенного источника со степенным по энергии спектром инжекции частиц

$$S(\mathbf{r}, t, E) = S_{\text{inst}} E^{-\gamma} \delta(\mathbf{r}) \delta(t),$$



**Рис. 1.** Плотности дробно-устойчивых распределений  $\Psi_3^{(\alpha, \beta)}(r)$ . а — Для различных значений показателей  $\alpha$  и  $\beta = 0.8$ , сплошной линией показано распределение Гаусса ( $\alpha = 2, \beta = 1$ ). б — Для различных значений показателей  $\beta$  и  $\alpha = 1.7$ , тонкими сплошными линиями показаны асимптотики этих распределений, установленные в [87]

часто используемого в оценках потоков космических лучей, решение уравнения неклассической диффузии (2) имеет вид [51, 53]

$$\begin{aligned} N(\mathbf{r}, t, E) = S_{\text{inst}} E^{-\gamma} D(E, \alpha, \beta)^{-3/\alpha} \times \\ \times \Psi_3^{(\alpha, \beta)}(|\mathbf{r}| (D(E, \alpha, \beta) t^\beta)^{-1/\alpha}). \end{aligned} \quad (5)$$

Анализ поведения  $N(\mathbf{r}, t, E)$  в случае точечного мгновенного источника в зависимости от энергии  $E$  впервые проведен в [51, 53]. Авторами было показано наличие в спектре излома, являющегося наиболее яркой наблюдаемой особенностью спектра КЛ. Важным результатом модели неклассической диффузии является вывод о том, что в точке излома при  $E = E_k$  показатель наблюдаемого спектра равен показателю спектра генерации частиц в источ-

нике  $\gamma$ , а сам спектр имеет степенные асимптотики до ( $E \ll E_k$ ) и после ( $E \gg E_k$ ) точки излома вида

$$N \sim E^{-\gamma+\delta}, E \ll E_k, \quad (6)$$

$$N \sim E^{-\gamma-\delta}, E \gg E_k. \quad (7)$$

Для точечного импульсного источника со степенным по энергии спектром инжекции частиц

$$S(\mathbf{r}, t, E) = S_{\text{imp}} E^{-\gamma} \delta(\mathbf{r}) H(T - t) H(t),$$

$$H(\tau) = \begin{cases} 1, & \tau > 0, \\ 0, & \tau < 0, \end{cases}$$

моделирующего спектр частиц, ускоренных в источнике в течение интервала времени  $T$ , решение уравнения (2) имеет вид [51, 53]

$$N(\mathbf{r}, t, E) = \frac{S_{\text{imp}} E^{-\gamma}}{D(E, \alpha, \beta)^{3/\alpha}} \int_{\max[0, t-T]}^t d\tau \tau^{-3\beta/\alpha} \times \Psi_3^{(\alpha, \beta)} \left( |\mathbf{r}| (D(E, \alpha, \beta) \tau^\beta)^{-1/\alpha} \right). \quad (8)$$

Анализ зависимости плотности (8) от энергии  $E$ , проведенный в [51, 53], также показал наличие излома в спектре точечного импульсного источника. Расчеты показывают, что показатели спектра до и после точки излома совпадают с результатами (6) и (7).

Следует отметить, что в случае точечных мгновенного и импульсного источников излом в спектре возникает только в режимах неклассической диффузии с показателями  $1 < \alpha < 2$  и  $\beta < 1$  и супердиффузии ( $1 < \alpha < 2, \beta = 1$ ). В режимах субдиффузии ( $\alpha = 2, \beta < 1$ ) и нормальной диффузии ( $\alpha = 2, \beta = 1$ ) спектр не имеет излома.

Еще один важный результат получен в рамках стационарной модели неклассической диффузии [88, 89]. Авторами [88, 89] показано, что в этом случае спектр также не имеет излома. Наблюдаемый спектр мягче спектра в источнике:

$$N(\mathbf{r}, E) \propto E^{-\gamma-\delta}. \quad (9)$$

Отметим, что в предыдущих наших работах для показателя спектра от стационарного источника использовалась асимптотика  $E^{-\gamma-\delta/\beta}$ , полученная в [88] в результате предельного перехода от импульсного источника к стационарному:

$$N(\mathbf{r}, E) = \lim_{T \rightarrow \infty} N(\mathbf{r}, T, E).$$

Расчеты расходящегося при  $T \rightarrow \infty$  интеграла в выражении (8), проведенные в [88] методом усечения

хвостов при  $T = 10^{10}$  лет, привели авторов к выводу о более жесткой (при  $\beta < 1$ ) асимптотике спектра от стационарного источника. По этой же причине асимптотика  $E^{-\gamma-\delta/\beta}$  использовалась в [51, 53], а также в наших предыдущих работах для спектра от точечного импульсного источника при  $E \gg E_k$ . В данной работе в расчетах спектров КЛ в этом диапазоне энергий используется более точная оценка асимптотики (7), одинаковая для всех типов источников и совпадающая с наклоном спектра от стационарного источника (9).

В завершение данного раздела отметим важнейшие результаты модели неклассической диффузии КЛ.

1. Наличие излома в модели неклассической диффузии для режимов с  $1 < \alpha < 2$  и  $\beta \leq 1$  является внутренним свойством модели, не требующим привлечения дополнительных предположений.

2. Степенные асимптотики спектров отдельных групп ядер, а также спектра всех частиц, установленные в экспериментах DAMPE [12, 13], CALET [14, 15], LHAASO [24, 27] и др. до и после изломов, являются убедительным доказательством в пользу неклассического характера диффузии КЛ в Галактике.

3. Мягкий спектр генерации частиц в источниках  $\gamma > 2.5$ , установленный в модели неклассической диффузии, также подтверждается в экспериментах.

#### 4. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР

Следуя еще одному положению сценария, предложенного в [45–50] для интерпретации наблюдаемых спектров КЛ, в данной работе при расчетах энергетических спектров ядерной компоненты галактические источники КЛ делятся на две группы. Первая группа включает многочисленные старые ( $t \geq 10^6$  лет) удаленные ( $r \geq 1$  кпк) источники, вторая группа — близкие ( $r < 1$  кпк) молодые ( $t < 10^6$  лет) источники. Пространственное разделение источников приводит к разделению наблюдаемых потоков космических лучей от них:

$$J = J_G(\mathbf{r}, E) + J_L(\mathbf{r}, t, E).$$

Здесь  $J_G$  — глобальная компонента спектра, учитывающая вклад от системы старых удаленных стационарных источников. Для расчетов этой компоненты спектра используются результаты стационарной модели неклассической диффузии (9). Локальная компонента спектра  $J_L(\mathbf{r}, t, E)$  включает вклады

от двух групп близких молодых источников, определяющих уполаживание и излом в спектре легкой ядерной компоненты в области ТэВ-х энергий (тэватроны) и второе уполаживание и колено в области  $E > 10^5$  ГэВ (пэватроны). Вклад от этих групп источников рассчитан с использованием выражения для плотности потока частиц от точечного импульсного источника (8).

В расчетах считается, что в спектрах легких компонент область энергий  $\sim 20\text{--}100$  ПэВ является переходной между вкладами от локальной и дополнительной групп источников пэватронов. Дополнительный вклад в спектр  $p$  и ядер He в этой области обусловлен потоком частиц от крупных скоплений молодых источников, например, звездных кластеров [90]. По пространственно-временным характеристикам наиболее подходящим кандидатом является кластер RCW36, который является ближайшим к Земле сверхскоплением. RCW36 находится на расстоянии  $\sim 900$  пк от Земли, возраст звезд в кластере составляет от  $10^5$  до  $10^6$  лет [91]. В спектрах групп ядер переходная область соответствует энергиям  $E > 400$  ПэВ для CNO,  $E > 900$  ПэВ для NeMgSi и  $E > 1$  ЭэВ для Fe (детали см. в разд. 7). Вклад от такого типа источников также рассчитан с использованием выражения (8).

Таким образом, наблюдаемый поток КЛ в рассматриваемом в работе диапазоне энергий равен

$$J = J_G(\mathbf{r}, E) + J_{\text{TeV}}(\mathbf{r}, t, E) + J_{\text{PeV}}(\mathbf{r}, t, E) + J_{\text{RCW}}(\mathbf{r}, t, E).$$

В расчетах спектров ядер КЛ с зарядом  $Z$  приняты значения энергий экспоненциального обрезания  $E_{\text{th}}$ , равные  $\sim 10^5 Z$  ГэВ,  $\sim 10^7 Z$  ГэВ и  $\sim 10^9 Z$  ГэВ для источников тэватронов, пэватронов и звездного кластера соответственно.

## 5. ИНСТРУМЕНТАРИЙ ДЛЯ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ИСТОЧНИКОВ И МОДЕЛИ ДИФФУЗИИ

Уникальные свойства модели неклассической диффузии (наличие точки излома, степенные асимптотики спектра до и после точки излома, а также мягкий спектр генерации частиц в источниках) позволяют предложить инструментарий для восстановления параметров источников (расстояния и возраста) и свойств среды в окрестностях ударного фронта, в которой происходит ускорение и распространение частиц, по имеющимся экспериментальным данным. При известном значении

показателя спектра генерации частиц в источниках  $\gamma$  алгоритм расчета включает следующие шаги.

1. Считая, что особенности спектра в рассматриваемой области энергий обусловлены в основном вкладом от одной группы источников, вычитаем из экспериментальных данных фоновые спектры от других групп источников. В расчетах к фоновым относятся спектры от старых далеких источников, а также от групп локальных источников, вклад от которых в рассматриваемой области энергий мал. Оценки фонового спектра получены в первом приближении в рамках модели неклассической диффузии со стандартными параметрами, используемыми в наших предыдущих работах [44–50].

2. Выполняем фитирование преобразованных экспериментальных данных степенными функциями до и после точки излома. Получаем оценки наклонов спектра, которые наблюдались бы в том случае, если бы спектр в районе излома был сформирован только одной группой источников.

3. При известном показателе  $\gamma$  с использованием полученных наклонов и установленных теоретически асимптотик спектра (6) и (7) проводим восстановление показателя  $\delta$ .

4. Оценку параметра  $\beta$  также находим из анализа экспериментальных данных после вычитания фонового вклада. Показатель  $\beta$  определяет асимметрию устойчивых распределений и влияет на ширину распределения  $\Psi_3^{(\alpha, \beta)}(r)$  (см. рис. 1 б), а следовательно, влияет на ширину пика в энергетическом спектре в районе излома. Варьируя значение  $\beta$  в серии расчетов спектров при фиксированных значениях остальных параметров, из сопоставления с преобразованными экспериментальными данными получаем первичную оценку  $\beta$ .

Предложенный инструментарий использовался в работах [48, 49] для определения параметров тэватронов, формирующих уполаживание и излом в спектрах протонов и ядер гелия в области ТэВ-х энергий. В результате расчетов установлено, что изломы в спектрах протонов и гелия могут быть объяснены вкладом локальной группы источников, находящихся на расстоянии  $\sim 150\text{--}200$  пк от Земли и имеющих возраст  $\sim (4\text{--}6) \cdot 10^5$  лет.

В работе [50] с использованием этого инструментария был проведен анализ данных LHAASO [24] по спектру протонов в области энергий  $10^5\text{--}10^7$  ГэВ. В [50] показано, что излом в спектре протонов при энергии  $E \sim 3$  ПэВ может быть объяснен вкладом другой локальной группы источников с показателем спектра генерации  $-2.7$ , находящихся на расстоянии

~ 750–900 пк от Земли. Возраст этих источников пэватронов составляет менее  $10^5$  лет. Отметим, что полученные значения параметров источников пэватронов согласуются с результатами работы [92], в которой оценки расстояния получены в результате совместного анализа спектров протонов и электронов в точках изломов.

В данной работе предложенный инструментарий был использован для исследования спектра КЛ в диапазоне энергий ~ 10–1000 ПэВ. Анализировались данные коллабораций IceCube [29] и TAIGA (Tunka-133) [32]. В проведенном анализе из экспериментальных данных по спектрам всех частиц вычитались не только вклады фоновых источников, но и вклады легких групп ядер с  $Z < 8$ . Спектральные индексы, полученные в результате фитирования преобразованных данных, приведены в табл. 1. Установлено, что излом при энергиях  $E \sim 100\text{--}300$  ПэВ может быть объяснен вкладом той же самой группы источников пэватронов, которые формируют колено в спектре при  $E \sim 3$  ПэВ, при условии, что основной вклад в наблюдаемый спектр в этой области энергий обусловлен ядрами средней группы с  $Z > 12$ .

Пространственно-временные координаты сверхновых — возможных источников тэватронов и пэватронов, оценки расстояний до которых, а также их возраст, соответствуют полученным значениям, приведены в табл. 2.

Значение ключевого параметра модели — показателя плотности распределения частиц по пробегам  $\alpha$ , а также уточненную оценку показателя плотности распределения частиц по времени пребывания в ловушках  $\beta$  находим с использованием нового результата, полученного в недавней работе [95], в которой впервые проведено обобщение теории диффузионного ускорения на фронте ударной волны с использованием результатов модели неклассической диффузии. В [95] показано, что показатель спектра ускоренных частиц равен

$$\gamma = \frac{\alpha(r + 5) - 6\beta}{\alpha(r - 1)}, \quad (10)$$

где  $r$  обозначает степень сжатия ударной волны. Отметим, что выражение (10) совпадает со стандартным результатом модели нормальной диффузии при  $\alpha = 2$  и  $\beta = 1$ , а также с результатами работ [96] для супердиффузионного и [97] для субдиффузионного режимов.

## 6. ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛИ

С использованием предложенного инструментария и данных экспериментов DAMPE, CALET, LHAASO, IceCube и TAIGA получены оценки спектральных индексов до и после изломов при энергиях  $E \sim 10$  ТэВ, 3 ПэВ и 100–300 ПэВ. Результаты показаны в табл. 1. Из расчетов, проведенных с использованием асимптотических выражений (6) и (7), следует, что установленные в экспериментах наклоны спектров достигаются при  $\delta = 0.27$ . В расчетах по определению влияния параметра  $\beta$  на ширину пика энергетического спектра в районе излома получена первичная оценка  $\beta \approx 0.7\text{--}0.8$ .

Расчеты показателя  $\gamma$ , проведенные с использованием результатов обобщенной модели диффузионного ускорения [95] по формуле (10) при различных значениях коэффициента сжатия ударных волн  $r$  и различных режимах диффузии, приводят к следующим выводам.

1. Мягкий спектр генерации для режимов диффузии с  $\beta \approx 0.7\text{--}0.8$  с показателями  $\gamma = -2.7$  для протонов и  $\gamma = -2.6$  для ядер гелия, установленными в экспериментах, достигается на стадии формирования спектра, когда степень сжатия ударных волн в остатках сверхновых равна  $r \approx 3.1$ .

2. Используя полученные оценки показателей  $\gamma$  и  $\beta$ , приходим к выводу, что диффузия частиц в области ускорения является неклассической с показателем  $\alpha \approx 1.7$ .

3. Установленный в экспериментах показатель спектра генерации  $\gamma$  в режимах супердиффузии ( $1 < \alpha < 2$ ,  $\beta = 1$ ), субдиффузии ( $\alpha = 2$ ,  $\beta < 1$ ) и нормальной диффузии ( $\alpha = 2$ ,  $\beta = 1$ ) не достигается. В случае супердиффузии спектр генерации слишком жесткий с  $\gamma < 2.1$ , в режиме субдиффузии, напротив, установлено существенное смягчение спектра с  $\gamma > 2.8$ .

Отметим, что значение параметра  $\alpha \approx 1.7$  в проблеме диффузии частиц в Галактике было получено в одной из первых работ [52]. Это значение обосновано результатами исследований диффузии электронов и ионов в космической плазме [98–104]. Авторами этих работ было показано, что диффузия частиц носит супердиффузионный характер. Полученные зависимости среднеквадратичного смещения электронов и ионов от времени дают оценки параметра  $\alpha \approx 1.45\text{--}1.85$ . Дополнительно следует отметить, что интерпретация результатов коллаборации HAWC для гало пульсара Geminga, предложенная в работе [105], приводит к выводу о том, что

**Таблица 1.** Спектральные индексы до и после изломов, полученные с использованием предложенного инструментария

Эксперимент	$E_k$	Спектральный индекс	
		$E \ll E_k$	$E \gg E_k$
DAMPE, $p$	$\sim 10$ ТэВ	2.44	3.06
DAMPE, He		2.32	2.94
CALET, $p$		2.43	3.07
CALET, He		2.29	2.92
LHAASO, $p$	$\sim 3$ ПэВ	2.45	3.27
IceCube, все частицы	$\sim 100$ ПэВ	2.45	3.5
TAIGA, все частицы	$\sim 300$ ПэВ	2.47	3.7

**Таблица 2.** Пространственно-временные параметры остатков сверхновых по данным [93,94] — наиболее вероятных источников тэватронов и пэватронов

Тэватроны			Пэватроны		
Источник	$r$ , пк	$t$ , $10^5$ лет	Источник	$r$ , пк	$t$ , $10^5$ лет
Loop I	120	2.0	Monoceros	600	0.46
Loop II	175	4.0	Cygnus Loop	770	0.20
Loop III	200	4.0	CTB 13	600	0.32
Loop IV	210	4.0	S 149	700	0.43
Vela	250	0.46	STB 72	700	0.32
Geminga	400	3.4	CTB 1	900	0.47
Lopus Loop	400	0.36	HB 21	800	0.23

**Таблица 3.** Параметры модели неклассической диффузии

Параметр	Значение
$\gamma$	2.7 для $p$ и др. ядер, 2.6 для He
$\delta$	0.27
$D_0(\alpha, \beta)$	$1.5 \cdot 10^{-3}$ пк $^{1.7}$ ·год $^{-0.8}$
$\alpha$	1.7
$\beta$	0.8
$T$	$10^4$ лет

супердиффузионная модель может объяснить морфологическую структуру гало этого пульсара при  $\alpha \approx 1.6-1.8$ . Важным результатом сегодня являются работы по исследованию влияния блужданий силовых линий магнитного поля на режим переноса частиц. В частности, в [106] показано, что такие блуждания приводят к супердиффузионному режиму переноса с показателем  $\alpha < 2$ .

Оценка параметра  $\beta = 0.8$  также использовалась в наших предыдущих работах. В данной работе это значение получено с помощью предложенного инструментария самосогласованного восстано-

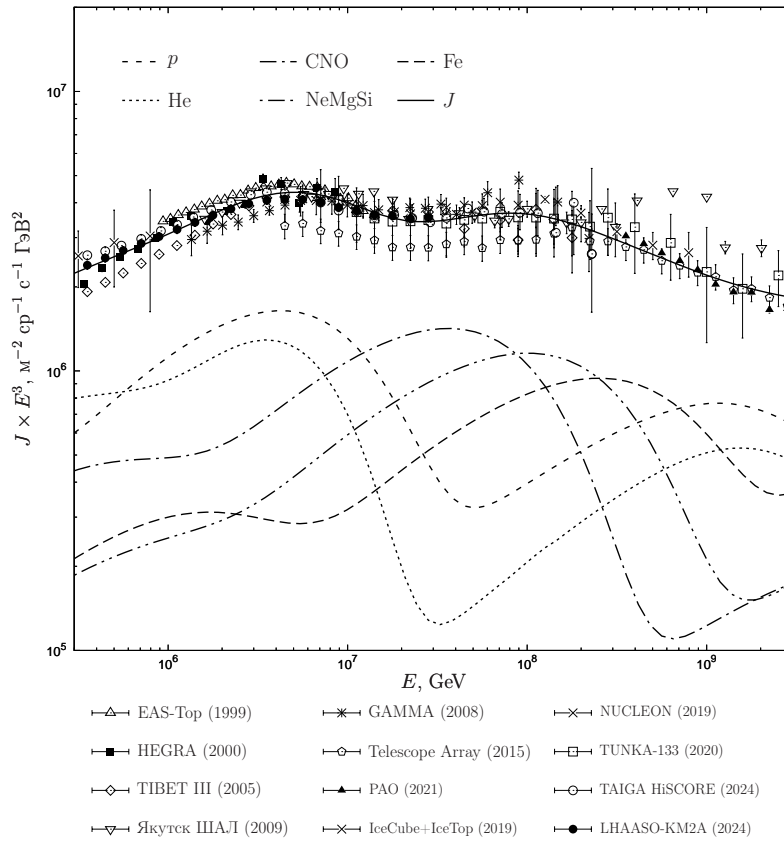
ления параметров по экспериментальным данным, а также впервые обосновано с использованием результатов обобщенной модели диффузионного ускорения на фронте ударной волны [95].

Значение коэффициента аномальной диффузии  $D_0(\alpha, \beta)$  получено с использованием подхода, предложенного в [107].

Параметры модели неклассической диффузии, используемые в расчетах, приведены в табл. 3.

## 7. РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

Для получения полной картины формирования спектра КЛ в области изломов были проведены расчеты спектров основных групп ядер в диапазоне энергий 300 ТэВ–3 ЭэВ. На рис. 2 показаны результаты сопоставления спектра всех частиц, полученного с использованием модели неклассической диффузии, с экспериментальными данными. На рис. 3 показаны результаты расчетов среднего логарифма массового числа, а также относительные вклады протонов, ядер гелия и остальных групп ядер в суммарный поток КЛ. Видно, что достигается хо-



**Рис. 2.** Сопоставление спектра всех частиц ( $J$ ), полученного с использованием модели неклассической диффузии, с экспериментальными данными EAS-TOP (1999) [108], HEGRA (2000) [109], TIBET III (2005) [110], Якутск ШАЛ (2009) [30], GAMMA (2008) [111], Telescope Array (2015) [112], PAO (2021) [3], IceCube+IceTop (2019) [29], NUCLEON (2019) [11], TUNKA-133 (2020) [32], LHAASO-KM2A (2024) [27], TAIGA-HiSCORE (2024) [113]

рошее согласие с имеющимися экспериментальными данными.

Результаты, показанные на рис. 2 и 3, позволяют сделать следующие выводы.

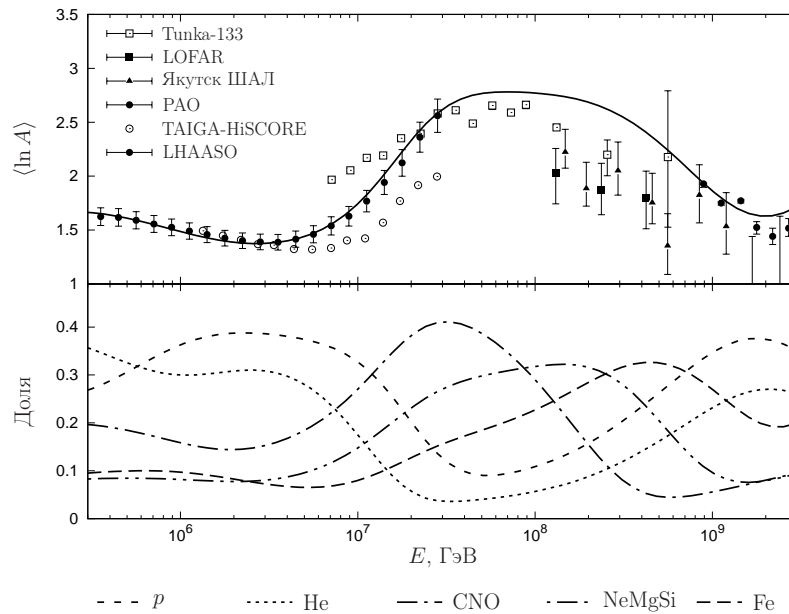
1. Положение излома при  $E \sim 3$  ПэВ практически совпадает с положением излома в спектрах протонов и ядер гелия. Вклад легких компонент здесь составляет около 70%, группа CNO дает приблизительно 13%. Для групп ядер CNO, NeMgSi и Fe область спектра 1–10 ПэВ является переходной между вкладами от источников тэватронов к пэватронам. В этой области установлено уменьшение вкладов от этих групп ядер. Немонотонное изменение  $\langle \ln A \rangle$  обусловлено в основном уменьшением вклада группы CNO в диапазоне энергий 0.3–3 ПэВ.

2. В спектрах легких компонент область энергий  $\sim 20$ –100 ПэВ является переходной между вкладами от источников пэватронов и звездного класте-

ра RCW36. В этом диапазоне энергий установлено уменьшение вкладов протонов и ядер гелия в наблюдаемый спектр до минимума около 10–15% при  $E \sim 50$  ПэВ.

3. Вклад групп CNO и NeMgSi в переходной для легких компонент области энергий  $\sim 20$ –100 ПэВ, напротив, увеличивается и в максимуме суммарно достигает  $\sim 65\%$  при  $E \sim 30$ –40 ПэВ. Этот результат соответствует имеющимся данным по  $\langle \ln A \rangle$ , который монотонно растет до значений 2.7 при таких энергиях. Значение  $\langle \ln A \rangle \approx 2.6$ –2.7 остается постоянным до энергий  $E \sim 100$  ПэВ. Увеличение вклада ядер Fe в области  $E \sim 20$ –100 ПэВ происходит медленно. Суммарный вклад этих ядер в данной области увеличивается примерно с 15% до 25%.

4. Второй излом в области  $E \sim 100$ –300 ПэВ обусловлен смешанным вкладом ядер группы CNO, NeMgSi и Fe от тех же самых источников пэватро-



**Рис. 3.** Средний логарифм массового числа (вверху) и относительная доля протонов, гелия и других групп ядер в общем потоке КЛ (внизу), полученные в модели неклассической диффузии. Экспериментальные данные Tunka-133 [114], LOFAR [115], Якутск ШАЛ [116], PAO [117], TAIGA-HiSCORE [113], LHAASO [27]

нов, которые формируют спектр легких компонент в районе излома при  $E \sim 3$  ПэВ. Доля ядер группы NeMgSi  $\sim 30\%$  сохраняется практически во всем диапазоне  $E \sim 100\text{--}300$  ПэВ. Доля ядер группы CNO при  $E \sim 100$  ПэВ составляет  $\sim 30\%$ , однако при энергии  $E \sim 300$  ПэВ эта оценка существенно меньше,  $\sim 10\%$ .

5. В области  $E \sim 100\text{--}600$  ПэВ заметен вклад ядер Fe в наблюдаемый спектр, который составляет более  $30\%$  при  $E \sim 500$  ПэВ. Однако увеличение в этом диапазоне энергий суммарного вклада  $p$  и ядер He от источников звездного кластера RCW36 до  $\sim 35\text{--}40\%$  приводит к уменьшению среднего логарифма массового числа до  $\sim 2.3$ .

6. В области  $E > 800$  ПэВ основной вклад в спектр обусловлен  $p$  и ядрами He от источников кластера. Для ядер групп CNO, NeMgSi эта область является переходной между пэватронами и источниками кластера, здесь установлено уменьшение суммарного вклада от этих групп ядер до  $\sim 10\%$ . Средний логарифм массового числа при  $E \sim 2$  ЭэВ практически возвращается к значению  $\sim 1.5$ , как в точке излома при  $E \sim 3$  ПэВ. Такое облегчение массового состава обусловлено достижением при  $E \sim 2$  ЭэВ суммарной доли протонов и ядер гелия от сверхскопления источников RCW36 до  $\sim 70\%$ . Вместе с

тем область энергий около 2 ЭэВ для ядер железа является переходной между источниками пэватронами и кластером. Здесь доля ядер железа составляет  $\sim 20\%$ , как и суммарная доля ядер групп CNO и NeMgSi.

7. Установлено, что массовый состав КЛ в источниках, формирующих наблюдаемый спектр, составляет  $\sim 76\%$  для протонов,  $\sim 18\%$  для ядер гелия,  $\sim 3\%$ ,  $\sim 2\%$  и  $\sim 1\%$  для ядер групп CNO, NeMgSi и Fe соответственно.

## 8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты измерений спектров КЛ, полученные в экспериментах нового поколения, убедительно указывают на необходимость пересмотра основных положений стандартной парадигмы происхождения, ускорения и распространения КЛ в Галактике.

В работе предложен оригинальный подход, позволяющий самосогласованным образом описать выявленные особенности в наблюдаемых энергетических спектрах КЛ. Ключевым элементом данного подхода является разработанная авторами модель неклассической диффузии КЛ, обобщающая модель нормальной диффузии Гинзбурга–Сыроватского на случай распространения частиц в резко

неоднородной межзвездной среде с перемежаемым магнитным полем. Модель неклассической диффузии обоснована результатами последних экспериментов в космической плазме. Эксперименты по изучению структуры магнитного поля в окрестностях фронтов ударных волн в гелиосфере и локальной межзвездной среде убедительно доказывают наличие транзитных областей, в которых амплитуда магнитного поля на несколько порядков выше средней величины поля в межзвездной среде. Наличие транзитов приводит к увеличению частоты пересечения частицей ударного фронта и, как следствие, к увеличению ее энергии. Показано, что характер диффузии частиц в перемежаемой межзвездной среде отличается от нормального режима.

Уникальные свойства модели неклассической диффузии — наличие излома в наблюдаемом спектре, который возникает естественным образом без использования дополнительных предположений, степенные асимптотики до и после излома, а также мягкий спектр генерации частиц в источниках КЛ — являются основой инструментария для восстановления параметров источников.

С использованием предложенного инструментария, результатов обобщения теории диффузионного ускорения на фронте ударной волны, а также имеющихся экспериментальных данных проведено самоогласованное восстановление параметров источников и модели диффузии.

Совместный анализ полученных результатов приводит к следующим основным выводам.

1. Установленное в модели неклассической диффузии значение показателя  $\beta$  учитывает длительное пребывание частиц в транзитных областях, наделенных свойствами ловушек. Это приводит к тому, что эффективное ускорение КЛ происходит не в начальной стадии взрыва сверхновых, т.е. источники не являются молодыми. Мягкий спектр генерации с показателями  $\gamma = -2.7$  для протонов и  $\gamma = -2.6$  для ядер гелия, установленными в экспериментах, достигается на стадии формирования спектра, когда степень сжатия ударных волн в остатках сверхновых равна  $\tau \approx 3.1$ .

2. Процесс ускорения происходит не мгновенно, он «размазан» во времени. Ключевую роль в процессах ускорения частиц играют взаимодействия с неоднородностями среды (транзитные образования в области ускорения, ловушки Леви).

3. Диффузия частиц является неклассической с показателями  $\alpha \approx 1.7$  и  $\beta \approx 0.8$ . Установленные в экспериментах особенности спектров (излом

и мягкий спектр генерации) в режимах субдиффузии ( $\alpha = 2, \beta < 1$ ) и нормальной диффузии ( $\alpha = 2, \beta = 1$ ) отсутствуют. В режиме супердиффузии ( $1 < \alpha < 2, \beta = 1$ ) спектр имеет излом, но спектр генерации жесткий с  $\gamma < 2.1$ .

4. Полученные результаты позволяют выдвинуть гипотезу о том, что основная доля вторичных ядер рождается во взаимодействиях КЛ с межзвездной средой в транзитных областях и включается в процесс ускорения. Таким образом, вторичные частицы инжектируются в межзвездную среду теми же источниками, что и первичные ядра.

**Финансирование.** Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 23-72-00057).

**Конфликт интересов.** Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

**Вклад авторов.** Вклад авторов равноценен.

## ЛИТЕРАТУРА

1. G. V. Kulikov and G. B. Khristiansen, JETP **8**, 441 (1959) [Г. В. Куликов, Г. Б. Христиансен, ЖЭТФ **35**, 635 (1958)].
2. P. O. Lagage and C. J. Cesarsky, Astron. Astrophys. **125**, 249 (1983).
3. P. Abreu, M. Aglietta, J. M. Albury et al. (Pierre Auger Collaboration), Eur. Phys. J. C **81**, 966 (2021).
4. P. Blasi, Astron. Astrophys. Rev. **21**, 70 (2013).
5. A. M. Bykov, Phys. Usp. **68**, 785 (2025) [А. М. Быков, УФН **195**, 835 (2025)].
6. A. D. Panov, J. H. Adams, H. S. Ahn et al., Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **73**, 564 (2009) [А. Д. Панов, Дж. Х. Адамс, Х. С. Ан и др., Изв. РАН, сер. физ. **73**, 602 (2009)].
7. O. Adriani, G. C. Barbarino, G. A. Bazilevskaya et al., Adv. Space Res. **51**, 219 (2013).
8. M. Aguilar, D. Aisa, B. Alpat et al. (AMS-02 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **114**, 171103 (2015).
9. M. Aguilar, D. Aisa, B. Alpat et al. (AMS-02 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **115**, 211101 (2015).
10. Y. S. Yoon, T. Anderson, A. Barrau et al., Astrophys. J. **839**, 5 (2017).
11. V. Grebenyuk, D. Karmanov, I. Kovalev et al., Adv. Space Res. **64**, 2546 (2019).

12. Q. An, R. Asfandiyarov, P. Azzarello et al. (DAMPE Collaboration), *Sci. Adv.* **5**, eaax3793 (2019).
13. F. Alemanno, Q. An, P. Azzarello et al. (DAMPE Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **126**, 201102 (2021).
14. O. Adriani, Y. Akaike, K. Asano et al. (CALET Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **122**, 181102 (2019).
15. O. Adriani, Y. Akaike, K. Asano et al. (CALET Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **130**, 171002 (2023).
16. N. Tomassetti, *Astrophys. J. Lett.* **752**, L13 (2012).
17. N. Tomassetti, *Phys. Rev. D* **92**, 081301 (2015).
18. S. Thoudam and J. R. Hörandel, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* **421**, 1209 (2012).
19. V. Ptuskin, V. Zirakashvili, and E.-S. Seo, *Astrophys. J.* **763**, 47 (2013).
20. R. Aloisio and P. Blasi, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **2013**, 001 (2013).
21. S. Recchia and S. Gabici, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* **474**, L42 (2018).
22. M. Di Mauro, M. Korsmeier, and A. Cuoco, *Phys. Rev. D* **109**, 123003 (2024).
23. F. Varsi, S. Ahmad, M. Chakraborty et al. (GRAPES-3 Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **132**, 051002 (2024).
24. Z. Cao, F. Aharonian, Y. X. Bai et al. (LHAASO Collaboration), arXiv:2505.14447.
25. Z. Cao, F. Aharonian, Q. An et al. (LHAASO Collaboration), *Sci. Bull.* **69**, 449 (2024).
26. J. Wang, B. Reville, and F. A. Aharonian, *Astrophys. J. Lett.* **989**, L25 (2025).
27. Z. Cao, F. Aharonian, Axikegu et al. (LHAASO Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **132**, 131002 (2024).
28. W. D. Apel, J. C. Arteaga-Velázquez, K. Bekk et al. (KASCADE-Grande Experiment), *Astropart. Phys.* **36**, 183 (2012).
29. M. G. Aartsen, M. Ackermann, J. Adams et al. (IceCube Collaboration), *Phys. Rev. D* **100**, 082002 (2019).
30. A. A. Ivanov, S. P. Knurenko, and I. Ye. Sleptsov, *New J. Phys.* **11**, 065008 (2009).
31. R. U. Abbasi, M. Abe, T. Abu-Zayyad et al. (Telescope Array Collaboration), *Astrophys. J.* **865**, 74 (2018).
32. N. M. Budnev, A. Chiavassa, O. A. Gress et al. (Tunka-133 Array), *Astropart. Phys.* **117**, 102406 (2020).
33. J. R. Hörandel, *Astropart. Phys.* **19**, 193 (2003).
34. V. I. Zatsepin and N. V. Sokolskaya, *Astron. Astrophys.* **458**, 1 (2006).
35. T. K. Gaisser, T. Stanev, and S. Tilav, *Frontiers of Phys.* **8**, 748 (2013).
36. S. Thoudam, J. P. Rachen, A. van Vliet et al., *Astron. Astrophys.* **595**, A33 (2016).
37. H. P. Dembinski, R. Engel, A. Fedynitch et al., *Proc. of Sci. The 35th ICRC* **301**, 533 (2018).
38. I. Vaiman, C. Evoli, and L. E. E. Castro, *Proc. of Sci. The 39th ICRC* **501**, 148 (2025).
39. C. Yue, P.-X. Ma, Q. Yuan et al., *Frontiers of Phys.* **15**, 24601 (2020).
40. M. A. Malkov and I. V. Moskalenko, *Astrophys. J.* **911**, 151 (2021).
41. A. Li, W. Liu, and Y. Guo, *Symmetry* **16**, 236 (2024).
42. A. D. Panov, D. M. Podorozhnyi, and A. N. Turundaevskii, *Phys. Usp.* **67**, 639 (2024) [А. Д. Панов, Д. М. Подорожный, А. Н. Турундаевский, *УФН* **194**, 681 (2024)].
43. S. Bhadra, S. Thoudam, B. B. Nath, and P. Sharma, *Astrophys. J.* **989**, 174 (2025).
44. A. A. Lagutin, N. V. Volkov, R. I. Raikin, and A. G. Tyumnetsev, *J. Phys.: Conf. Ser.* **1181**, 012023 (2019).
45. A. A. Lagutin and N. V. Volkov, *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **85**, 928 (2021) [А. А. Лагутин, Н. В. Волков, *Изв. РАН, сер. физ.* **85**, 504 (2021)].
46. A. A. Lagutin and N. V. Volkov, *Phys. Atom. Nuclei* **84**, 975 (2021).
47. A. A. Lagutin, N. V. Volkov, and R. I. Raikin, *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **87**, 878 (2023) [А. А. Лагутин, Н. В. Волков, Р. И. Райкин, *Изв. РАН, сер. физ.* **87**, 936 (2023)].
48. A. A. Lagutin and N. V. Volkov, *Phys. Atom. Nuclei* **86**, 1069 (2023).
49. A. A. Lagutin and N. V. Volkov, *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **89**, 928 (2025) [А. А. Лагутин, Н. В. Волков, *Изв. РАН, сер. физ.* **89**, 972 (2025)].
50. A. A. Lagutin and N. V. Volkov, arXiv:2509.01974.
51. A. A. Lagutin, D. V. Strelnikov, and A. G. Tyumnetsev, in *Proc. of the 27th ICRC* (2001), Vol. 5, p. 1896.

52. A. A. Lagutin, Yu. A. Nikulin, and V. V. Uchaikin, *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **97**, 267 (2001).
53. A. A. Lagutin and V. V. Uchaikin, *Nucl. Instrum. Meth. B* **201**, 212 (2003).
54. V. L. Ginzburg and S. I. Syrovatskii, *The Origin of Cosmic Rays*, Pergamon (1964) [В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, *Происхождение космических лучей*, Изд-во АН СССР, Москва (1963)].
55. B. G. Elmegreen and E. Falgarone, *Astrophys. J.* **471**, 816 (1996).
56. M. H. Heyer and C. Brunt, *Astrophys. J. Lett.* **615**, L45 (2004).
57. B. G. Elmegreen and J. Scalo, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **42**, 211 (2004).
58. E. A. Bergin and M. Tafalla, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **45**, 339 (2007).
59. N. Sánchez and E. J. Alfaro, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **178**, 1 (2008).
60. Y. N. Efremov and A. D. Chernin, *Phys. Usp.* **46**, 1 (2003) [Ю. Н. Ефремов, А. Д. Чернин, *УФН* **173**, 3 (2003)].
61. R. de la Fuente Marcos and C. de la Fuente Marcos, *Astrophys. J.* **700**, 436 (2009).
62. N. Sánchez, N. Añez, E. J. Alfaro, and M. Crone Odekon, *Astrophys. J.* **720**, 541 (2010).
63. Ya. B. Zel'dovich, S. A. Molchanov, A. A. Ruzmaikin, and D. D. Sokolov, *Sov. Phys. Usp.* **30**, 353 (1987) [Я. Б. Зельдович, С. А. Молчанов, А. А. Рuzмаикин, Д. Д. Соколов, *УФН* **152**, 3 (1987)].
64. Ya. B. Zeldovich, A. A. Ruzmaikin, and D. D. Sokoloff, *The Almighty Chance*, World Scientific, Singapore (1990).
65. A. Shukurov, A. P. Snodin, A. Seta et al., *Astrophys. J. Lett.* **839**, L16 (2017).
66. J. A. Rueda, *Nature* **644**, 48 (2025).
67. J. Y. Park, Y. D. Yoon, and Y.-S. Hwang, *Nature* **644**, 59 (2025).
68. J. Zhang, J. Giacalone, X. Chen et al., *Astrophys. J.* **990**, 73 (2025).
69. L. Barreto-Mota, E. M. de Gouveia Dal Pino, S. Xu, and A. Lazarian, *Astrophys. J.* **988**, 269 (2025).
70. A. R. Bell, J. H. Matthews, A. M. Taylor, and G. Giacinti, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* **539**, 1236 (2025).
71. A. Masters, L. Stawarz, M. Fujimoto et al., *Nat. Phys.* **9**, 164 (2013).
72. N. Dresing, S. Theesen, A. Klassen, and B. Heber, *Astron. Astrophys.* **588**, A17 (2016).
73. L. B. Wilson, D. G. Sibeck, D. L. Turner et al., *Phys. Rev. Lett.* **117**, 215101 (2016).
74. X. Shi, A. Artemyev, V. Angelopoulos et al., *Nat. Commun.* **16**, 77 (2025).
75. S. Raptis, A. Lalti, M. Lindberg et al., *Nat. Commun.* **16**, 488 (2025).
76. L. Y. Khoo, G. Livadiotis, D. J. McComas et al., *Astrophys. J.* **990**, 64 (2025).
77. L.-L. Zhao, V. Florinski, G. P. Zank et al., *Astrophys. J. Lett.* **992**, L4 (2025).
78. J. Lübke, P. Reichherzer, S. Aerdker et al., arXiv:2505.18155.
79. P. O. Lagage and C. J. Cesarsky, *Astron. Astrophys.* **118**, 223 (1983).
80. P. O. Lagage and C. J. Cesarsky, *Astron. Astrophys.* **125**, 249 (1983).
81. A. R. Bell, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* **353**, 550 (2004).
82. A. Beresnyak, T. W. Jones, and A. Lazarian, *Astrophys. J.* **707**, 1541 (2009).
83. L. O'C. Drury and T. P. Downes, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* **427**, 2308 (2012).
84. K. M. Schure and A. R. Bell, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* **435**, 174 (2013).
85. E. W. Montroll and G. H. Weiss, *J. Math. Phys.* **6**, 167 (1965).
86. S. G. Samko, A. A. Kilbas, and O. I. Marichev, *Fractional Integrals and Derivatives — Theory and Applications*, Gordon and Breach, New York (1993) [С. Г. Самко, А. А. Килбас, О. И. Маричев, *Интегралы и производные дробного порядка и некоторые их приложения*, Наука и техника, Минск (1987)].
87. V. V. Uchaikin and V. M. Zolotarev, *Chance and Stability. Stable Distributions and Their Applications*, VSP, Utrecht (1999).
88. A. A. Lagutin, V. V. Makarov, and A. G. Tyumentsev in *Proc. of the 27th ICRC* (2001), Vol. 5, p. 1889.
89. A. A. Lagutin, N. V. Volkov, A. G. Tyumentsev, and T. L. Serebryakova, *Bull. Altai State University* **1**, 28 (2025) [А. А. Лагутин, Н. В. Волков, А. Г. Тюменцев, Т. Л. Серебрякова, *Изв. АлтГУ* **1**, 28 (2025)].

90. G. Peron, S. Casanova, S. Gabici, V. Baghmanyan, and F. Aharonian, *Nat. Astron.* **8**, 530 (2024).
91. L. E. Ellerbroek, A. Bik, L. Kaper et al., *Astron. Astrophys.* **558**, A102 (2013).
92. A. A. Lagutin and N. V. Volkov, *Phys. Atom. Nuclei* **86**, 1076 (2023).
93. T. Kobayashi, Y. Komori, K. Yoshida, and J. Nishimura, *Astrophys. J.* **601**, 340 (2004).
94. T. A. Lozinskaya, *Supernovae and Stellar Wind in the Interstellar Medium*, AIP, New York (1992).
95. A. A. Lagutin, arXiv:2509.03091.
96. J. G. Kirk, P. Duffy, and Y. A. Gallant, *Astron. Astrophys.* **314**, 1010 (1996).
97. S. Perri and G. Zimbardo, *Astrophys. J.* **750**, 87 (2012).
98. S. Perri and G. Zimbardo, *Astrophys. J.* **671**, 177 (2007).
99. S. Perri and G. Zimbardo, *Astrophys. Space Sci. Trans.* **4**, 27 (2008).
100. S. Perri and G. Zimbardo, *J. Geophys. Res.* **113**, A03107 (2008).
101. S. Perri and G. Zimbardo, *Adv. Space Res.* **44**, 465 (2009).
102. T. Sugiyama and D. Shiota, *Astrophys. J. Lett.* **731**, 34 (2011).
103. G. Zimbardo, S. Perri, P. Pommois, and P. Veltri, *Adv. Space Res.* **49**, 1633 (2012).
104. S. Perri, E. Amato, and G. Zimbardo, *Astron. Astrophys.* **596**, A34 (2016).
105. S.-H. Wang, K. Fang, X.-J. Bi, and P.-F. Yin, *Phys. Rev. D* **103**, 063035 (2021).
106. Y. Hu, A. Lazarian, and S. Xu, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* **512**, 2111 (2022).
107. A. A. Lagutin and A. G. Tyumentsev, *Bull. Altai State University* **1**, 4 (2004) [А. А. Лагутин, А. Г. Тюменцев, *Изв. АлтГУ* **1**, 4 (2004)].
108. M. Aglietta, B. Alessandro, P. Antonioli et al. (EAS-TOP Collaboration), *Astropart. Phys.* **10**, 1 (1999).
109. F. Arqueros, J. A. Barrio, K. Bernlöhner et al. (HEGRA Collaboration), *Astron. Astrophys.* **359**, 682 (2000).
110. M. Amenomori, X. J. Bi, D. Chen et al. (The Tibet AS $\gamma$  Collaboration), *Astrophys. J.* **678**, 1165 (2008).
111. A. P. Garyaka, R. M. Martirosov, S. V. Ter-Antonyan et al., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **35**, 115201 (2008).
112. D. Ivanov, *Proc. of Sci. The 34th ICRC* **236**, 349 (2015).
113. V. V. Prosin, I. I. Astapov, P. A. Bezyazeev et al. (TAIGA Collaboration), *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **89**, 907 (2025) [В. В. Просин, И. И. Астапов, П. А. Безъязыков и др., *Изв. РАН, сер. физ.* **89**, 950 (2021)].
114. S. F. Berezhnev, N. M. Budnev, A. Chiavassa et al. (TAIGA Collaboration), *Proc. of the 33rd ICRC*, Art. ID 326 (2013).
115. S. Buitink, A. Corstanje, H. Falcke et al. (LOFAR Collaboration), *Nature* **531**, 70 (2016).
116. S. P. Knurenko and A. Sabourov, *Astrophys. Space Sci. Trans.* **7**, 251 (2011).
117. A. Aab, P. Abreu, M. Aglietta et al. (Pierre Auger Collaboration), *Phys. Rev. D* **90**, 122005 (2014).

## Breaks in the Spectrum of Galactic Cosmic Rays as a New Source of Information about Their Position in the Galaxy

*A. A. Lagutin, N. V. Volkov*

Radiophysics and Theoretical Physics Department, Altai State University  
656049, Barnaul, Russia

### Abstract

The paper proposes an original method for reconstructing the parameters of galactic sources that form features in the observed energy spectra of cosmic rays, as well as the environment in which the acceleration and propagation of particles occurs. The key element of the proposed approach is the model of non-classical diffusion of cosmic rays developed by the authors, which generalizes the Ginzburg–Syrovatsky normal diffusion model to the case of particle propagation in a highly inhomogeneous interstellar medium with an intermittent magnetic field. It is shown that the most important results of the non-classical diffusion model, namely, breaks in the observed spectrum that arise naturally without using additional assumptions, power-law asymptotics before and after the breaks, and the soft spectrum of particle generation in sources, make it possible to describe the spectral features established in the ATIC-2, PAMELA, AMS-02, NUCLEON, DAMPE, CALET, and LHAASO experiments in a self-consistent manner. A joint analysis of experimental data and the results of the non-classical diffusion model leads to the conclusion that the sources are not instantaneous, the key role in the particle acceleration processes is played by interactions with inhomogeneities of the medium (transient formations in the acceleration region, Levy traps), the main stage of spectrum formation occurs at the stage when the compression ratio of the shock waves in supernova remnants is about 3.1.

**Keywords:** Galaxy, cosmic rays, sources, energy spectrum, breaks, mass composition, non-classical diffusion, astrophysical interpretation

**Funding.** The work was supported by the Russian Science Foundation (grant No. 23-72-00057).

**Conflict of interest.** The authors declare no conflict of interest.

**Authors' contributions.** The contributions of the authors are equal.