

УДК 523.9-72, 524.1-52, 524.1-65

**Ю. И. Федоров¹, Р. Б. Гнатык², Б. И. Гнатык³,
Ю. Л. Колесник¹, Б. А. Шахов¹, В. И. Жданов³**

¹ Главная астрономическая обсерватория Национальной академии наук Украины
ул. Академика Заболотного 27, Киев, 03680
fedorov@mao.kiev.ua

² Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко
пр. Академика Глушкова 2, Киев, 03022
roman_hnatyk@ukr.net

³ Астрономическая обсерватория Киевского национального университета
имени Тараса Шевченко
ул. Обсерваторная 3, Киев, 04053
zhdanov@observ.univ.kiev.ua

Баллистические и диффузионные компоненты динамических спектров космических лучей сверхвысоких энергий от близких транзиентных источников

Космические лучи сверхвысоких энергий (КЛСВЭ, $E > 10^{18}$ эВ) от внегалактических источников отклоняются в межгалактическом и галактическом магнитных полях, что обуславливает диффузионный характер их распространения, изотропизацию их суммарного потока и отсутствие кластеров КЛСВЭ, связанных с отдельными источниками. Космические лучи предельно высоких энергий ($E > 10^{19.7}$ эВ) рассеиваются преимущественно на локализованных замагниченных структурах: скоплениях галактик, филаментах и др., со свободным пробегом порядка десятков Мпк, поэтому в случае близких транзиентных источников в наблюдаемом потоке ожидается существенный вклад нерассеянных и слаборассеянных частиц, что может быть определяющим в отождествлении таких источников. Предлагается метод расчета временной эволюции энергетических спектров космических лучей сверхвысоких энергий на основе аналитических решений уравнения переноса с явным выделением вклада рассеянных и нерассеянных частиц. В качестве примеров рассмотрены случаи транзиентной активности ядра ближайшей активной галактики Центавр А и ускорения космических лучей предельно высоких энергий молодым миллисекундным пульсаром.

БАЛІСТИЧНІ ТА ДИФУЗІЙНІ КОМПОНЕНТИ ДИНАМІЧНИХ СПЕКТРІВ КОСМІЧНИХ ПРОМЕНІВ НАДВИСОКИХ ЕНЕРГІЙ ВІД БЛИЗЬКИХ ТРАНЗІЄНТНИХ ДЖЕРЕЛ, Федоров Ю. І., Гнатик Р. Б., Гнатик Б. І., Колесник Ю. Л., Шахов Б. А., Жданов В. І. — Космічні промені надвисоких енергій (КПНВЕ, $E > 10^{18}$ eV) від позагалактичних джерел відхиляються у міжгалактичному і галактичному магнітних полях, що зумовлює дифузійний характер їхнього поширення, ізотропізацію їхнього сумарного потоку і відсутність кластерів КПНВЕ, пов'язаних з окремими джерелами. Космічні промені гранично високих енергій ($E > 10^{19.7}$ eV) розсіюються переважно на локалізованих замагнічених структурах: скупченнях галактик, філаментах тощо з вільним пробігом порядку десятків Мпк, тому у випадку близьких транзійтних джерел у спостережуваному потоці очікується істотний внесок нерозсіяних і слабкорозсіяних частинок, що може бути визначальним в ототоженні таких джерел. У роботі пропонується метод розрахунку часової еволюції енергетичних спектрів КПНВЕ на основі аналітичних розв'язків рівняння переносу з явним виділенням вкладу розсіяних і нерозсіяних частинок. Як приклад розглянуто випадки транзійтної активності ядра найближчої активної галактики Центавр А і прискорення КПНВЕ молодим мілісекундним пульсаром.

BALLISTIC AND DIFFUSIVE COMPONENTS OF THE DYNAMIC SPECTRA OF ULTRA HIGH ENERGY COSMIC RAYS FROM NEARBY TRANSIENT SOURCES, by Fedorov Yu. I., Gnatyk R. B., Hnatyk B. I., Kolesnyk Yu. L., Shakhov B. A., Zhdanov V. I. — Ultra high energy cosmic rays (UHECR, $E > 10^{18}$ eV) from extragalactic sources deviate in the Galactic and intergalactic magnetic fields that lead to the diffusive character of their propagation, isotropization of their total flux and to the absence of clusters of UHECRs, associated with the individual sources. Extremely high energy cosmic rays ($E > 10^{19.7}$ eV) are scattered mainly on localized magnetized structures: galaxy clusters, filaments, etc. with a mean free path of tens of Mpc, therefore, in the case of close transient sources the significant contribution of unscattered and weakly scattered particles to the observed flux is expected, that could be the determining factor in the identification of such sources. We propose a method for calculating the time evolution of the UHECR energy spectra based on analytical solutions of the transport equation with explicit determination of contribution of scattered and unscattered particles. As examples, we consider the transient activity of the closest active galactic nucleus Centaurus A and acceleration of UHECRs by young millisecond pulsar.

ВВЕДЕНИЕ

Космические лучи сверхвысоких энергий (КЛСВЭ) с энергиями свыше 10^{18} эВ ускоряются, как считается, во внегалактических источни-

ках на космологических расстояниях (активные ядра галактик (АЯГ), космологические гамма-всплески (ГВ) и др. [27, 33, 35]) и по мере распространения отклоняются в межгалактическом и галактическом магнитных полях [12, 18, 28, 29, 34], что приводит к изотропизации их суммарного потока и к отсутствию кластеров КЛВСЭ, связанных с отдельными источниками [9—12, 24, 46]. При характерных параметрах случайного межгалактического магнитного поля — амплитуде $B_{rms} = 10^{-9} B_9$ Гс и длине когерентности $l = 0.1 \cdot 1$ Мпк длина пробега (отклонение на 1 рад) равна $(E) = 51Z^2 E_{18}^2 \cdot 1 B_9^2$ Мпк, т. е. всего около 5 Мпк для протона (заряд ядра $Z = 1$) с $E = 10^{18}$ эВ и длины когерентности около 1 Мпк (здесь и далее использована нормировка $B_9 = B/10^{-9}$ Гс) [18, 33, 34]. Поэтому распространение КЛСВЭ от источников на космологических расстояниях имеет характер диффузии с зависящим от энергии коэффициентом диффузии (энергия частиц при этом может существенно изменяться (уменьшаться) вследствие энергетических потерь, главным образом, от взаимодействия с реликтовым микроволновым фоном) [12—14, 16, 18, 30, 33, 34].

Однако в случае космических лучей предельно высоких энергий (КЛПВЭ) ($E > E_c = 10^{19.7}$ эВ) характер взаимодействия частиц с фоновым полем изменяется: изменение траектории происходит не квазипрерывным образом, а вследствие относительно редких взаимодействий с рассеивающими центрами — областями существенного повышения магнитного поля в межгалактической среде: скоплениями галактик, филаментами и стенками вокруг пустот, радиогало старых радиогалактик, замагниченными галактическими ветрами [32].

Энергетические потери ограничивают расстояние до источников КЛПВЭ до $L = 200$ Мпк [12—14], в то время как средний пробег $(r_s^2 n_s)^{-1}$ равен около 30 Мпк для типичной концентрации $n_s = 0.01$ Мпк⁻³ рассеивателей радиуса $r_s = 1$ Мпк [32]. Оптическая толщина для источников $opt \sim L/l$ больше единицы, но суммарное отклонение вследствие малых углов отдельных рассеяний ожидается меньше единицы [32]. Поэтому распространение КЛПВЭ, особенно от близких источников (< 50 Мпк), уже нельзя рассматривать в диффузионном приближении, которое не учитывает важнейшие особенности КЛПВЭ от близких источников: баллистический характер распространения на начальных этапах и конечность скорости частиц. В ряде работ предлагались математические модели приближенного описания баллистического, переходного и диффузионного этапов распространения КЛСВЭ [15, 22, 23, 31, 36, 40]. В нашей работе предлагается решение этой проблемы на основе аналитических решений уравнения переноса с явным выделением вклада рассеянных и нерассеянных частиц. Показано, что вклад нерассеянных частиц в случае близких транзитных источников может быть доминирующим и определяющим в отождествлении таких источников. В качестве примеров рассмотрены случаи транзитной активности ядра ближайшей активной галактики Центавр А (Cen A) и ускорения КЛПВЭ молодым пульсаром PSR

Л1846-0258 в предположении о первоначально миллисекундном периоде его вращения.

КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ

Последовательное рассмотрение распространения космических лучей (КЛ) в галактических и внегалактических магнитных полях основано на кинетическом уравнении, которое описывает рассеяние заряженных частиц высокой энергии на рассеивающих центрах — магнитных неоднородностях [1, 4, 6, 43]. Кинетический подход позволяет исследовать пространственно-временное распределение интенсивности КЛ, анизотропию углового распределения частиц и эволюцию их энергетического спектра [8, 22, 23, 31, 42, 44]. Для рассматриваемого нами случая динамики энергетических спектров КЛ СВЭ от близких транзиентных источников определяющее значение имеют процессы рассеяния (изменения вектора скорости v при $v = |\mathbf{v}| = c$ (c — скорость света) для ультррелятивистских частиц) КЛ на отдельных локализованных замагниченных областях без изменения их энергии E (или модуля импульса $p = |\mathbf{p}| = E/c$). Кинетическое уравнение для этого простейшего случая имеет вид [4, 22, 30]

$$\frac{df}{dt} + \mathbf{v} \cdot \frac{df}{d\mathbf{r}} = Stf - Q. \quad (1)$$

Здесь $f = f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ — функция распределения частиц в момент времени t в зависимости от радиуса-вектора \mathbf{r} и импульса \mathbf{p} , Q — источник частиц.

Интеграл столкновений Stf , описывающий изотропное рассеяние частиц на случайно распределенных неоднородностях магнитного поля с концентрацией n_s и сечением рассеяния σ_s , определяется выражением [4, 24, 26]

$$Stf = \frac{v}{4} \int d\Omega f - \frac{v}{4} f, \quad (2)$$

где $(n_s \sigma_s)^{-1}$ — длина свободного пробега КЛ, а интегрирование проводится по углам вектора скорости частицы. В уравнении (2) второе слагаемое описывает уход КЛ из единичного телесного угла вследствие рассеяния, а первое — появление новых частиц, рассеянных в данный телесный угол.

Предположим, что в начальный момент времени происходит мгновенное изотропное испускание частиц сферой радиуса r_0 . В этом случае источник частиц Q , который записан в правой части кинетического уравнения (1), имеет вид

$$Q = q(p) \frac{\delta(r - r_0)(t)}{16\pi^2 r^2}, \quad (3)$$

где $\delta(x)$ — дельта-функция, а величина $q(p)$ описывает энергетическое распределение инжектированных частиц.

Таким образом, кинетическое уравнение (1) приобретает вид

$$\frac{df}{dt} + \mathbf{v} \cdot \frac{df}{\mathbf{r}} - \frac{v}{2} f = \frac{v}{2} \frac{d}{dt} f + q(p) \frac{(r - r_0)(t)}{16 r^2}. \quad (4)$$

Здесь $\cos \mathbf{vr} = \mathbf{vr}^{-1}$.

Концентрация частиц с данным значением импульса $n(p)$ определяется соотношением

$$n(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = p^2 N(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = p^2 \frac{d}{dt} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = 2 p^2 \frac{d}{dt} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t). \quad (5)$$

Концентрация КЛ с данным значением энергии $n(E)$ (энергетический спектр КЛ) для ультрарелятивистских частиц пропорциональна величине $n(p)$: $n(p) = c n(E)$. В предельном случае пренебрежимо слабого рассеяния, когда величина пробега КЛ неограниченно возрастает, величина $N(r, p, t) = n(r, p, t) / p^2$ (далее просто концентрация), соответствующая решению кинетического уравнения (4), для $t > r_0 / v$ имеет вид:

$$N(r, p, t) = \frac{q(p)}{8 r r_0 v t} (r - (vt - r_0)) (r - (vt - r_0)). \quad (6)$$

Здесь (x) — единичная функция Хевисайда.

Таким образом, при отсутствии рассеяния частицы будут присутствовать в данной точке пространства r только на протяжении интервала времени $|r - r_0| / v < t < (r + r_0) / v$, если испускание частиц сферой радиуса r_0 имело место в момент времени $t = 0$. Длительность времени, на протяжении которого концентрация КЛ в данной точке пространства отлична от нуля, определяется размером источника частиц r_0 .

В противоположном предельном случае, когда время после инжекции частиц значительно превышает характерное время между столкновениями, функция распределения КЛ становится близкой к изотропной. Это обстоятельство позволяет использовать диффузионное приближение и на основе кинетического уравнения получить уравнение диффузии для концентрации КЛ. Решение этого уравнения, которое соответствует мгновенной инжекции частиц на сфере радиуса r_0 , т. е. с источником типа (3), имеет вид [3]

$$N(r, p, t) = \frac{q(p)}{8^{3/2} r r_0 \sqrt{kt}} \exp \left(-\frac{(r - r_0)^2}{4kt} \right) \exp \left(-\frac{(r + r_0)^2}{4kt} \right), \quad (7)$$

где $k = v^2 / 3$ — коэффициент диффузии КЛ.

Решение кинетического уравнения (4) может быть получено при помощи метода интегральных преобразований [5, 7, 23, 31]. Оказывается, что концентрация КЛ представляет собой сумму концентраций нерассеянных (N_0) и рассеянных (N_s) частиц [23]:

$$N(r, p, t) = N_0(r, p, t) + N_s(r, p, t). \quad (8)$$

В случае мгновенной инжекции частиц сферой радиуса r_0 , когда источник КЛ определен согласно формуле (3), концентрация нерассеянных частиц имеет вид [5]

$$N(r, p, t) = \frac{q(p) \exp(-vt/r_0)}{8 r r_0 vt} (r - (vt - r_0)) (r + (vt - r_0)). \quad (9)$$

Пока свободный пробег КЛ значительно превышает величину vt , экспоненту в формуле (9) можно положить равной единице. В этом случае из соотношения (9) следует выражение для концентрации КЛ при отсутствии рассеяния (6).

Концентрация рассеянных частиц имеет следующий вид [5]:

$$N_s(r, p, t) = N(r, p, t) - N(r, p, t), \quad (10)$$

где

$$N(r, p, t) = \frac{q(p)}{2^2 r r_0} \int_0^{r_0} dk \frac{k^2 \sin(kr/r_0) \sin(kr_0/r_0)}{\sin^2 k} \exp\left(\frac{vt}{r_0} (k \operatorname{ctg} k - 1)\right), \quad (11)$$

$$N(r, p, t) = \frac{q(p) \exp(-vt/r_0)}{16^2 r r_0} \int_0^1 d^2 \cos \frac{\alpha}{2} \left(\frac{r^2 - r_0^2}{2} \right) \sin \frac{\alpha}{2} \exp \frac{vt}{2} \frac{q(p) \exp(-vt/r_0)}{16^2 r r_0} \int_0^2 d^2 \cos \frac{\alpha}{2} \left(\frac{r^2 - r_0^2}{2} \right) \sin \frac{\alpha}{2} \exp \frac{vt}{2}, \quad (12)$$

$$\ln \frac{1}{1}, \quad (13)$$

$$\int_1 \frac{|r - r_0| vt}{}, \quad \int_2 \frac{r - r_0 vt}{}. \quad (14)$$

Пределы интегрирования в формуле (12) определяются соотношениями

$$\int_1 \frac{|r - r_0|}{vt} (vt - |r - r_0|) (|r - r_0| - vt), \quad (15)$$

$$\int_2 \frac{r - r_0}{vt} (vt - r - r_0) (r - r_0 - vt). \quad (16)$$

Таким образом, функция \int_1 (15) равна либо величине $|r - r_0|/vt$, либо единице, в зависимости от того, превышает ли время t значение $|r - r_0|/v$.

Если время, прошедшее после инжекции частиц, значительно превышает среднее время между столкновениями ($vt \gg$), можно не

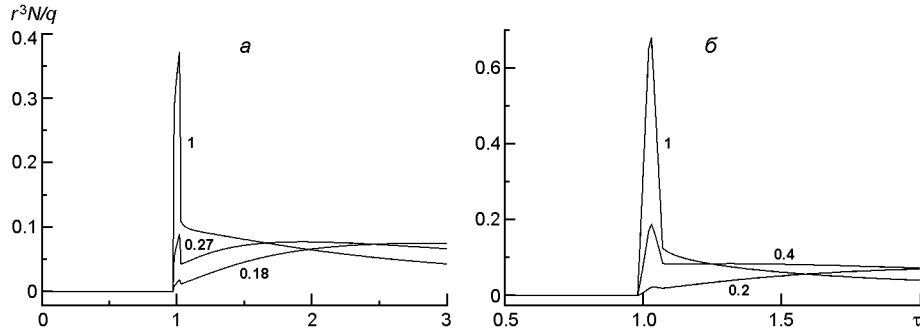


Рис. 1. Зависимость концентрации космических лучей от безразмерного времени при кинетическом режиме распространения частиц: *a* — при мгновенной инжекции, *б* — при продолжительной инжекции ($\tau_0 = 0.05$). Числа у кривых — значения безразмерного пробега r/r

учитывать концентрацию нерассеянных частиц N_0 и пренебречь величиной N вследствие наличия в соотношениях (9), (12) экспоненциально малого множителя. Подынтегральная функция в соотношении (11) при условии $vt \gg 1$ имеет резкий максимум в точке $k = 0$. Поэтому, разлагая эту функцию в ряд около точки $k = 0$ и распространяя интегрирование в формуле (11) до бесконечности, получаем соотношение (7), соответствующее концентрации КЛ при диффузионном распространении частиц.

На рис. 1, *a* представлена зависимость концентрации КЛ от времени при кинетическом режиме распространения частиц. Испускание частиц сферой радиуса $r_0 = 0.02r$ предполагается мгновенным и изотропным. По оси абсцисс приведено значение безразмерного времени $\tau = vt/r$, а по оси ординат — безразмерная величина $r^3 N/q$, которая пропорциональна концентрации частиц в точке r . Числа у кривых — значения безразмерного пробега r/r (соответствуют оптической толщине $\tau_{opt} = r/r$). Видно, что в отличие от диффузионного режима распространения КЛ при кинетическом подходе увеличение концентрации частиц происходит скачком в момент времени, соответствующий приходу первых частиц. В случае слабого рассеяния КЛ (кривая, соответствующая пробегу $r/r = 1$) после прохождения нерассеянных частиц, вызывающих всплеск КЛ, концентрация частиц монотонно убывает со временем. С усилением интенсивности рассеяния (уменьшением r/r) начальный импульсный всплеск приобретает все меньшую амплитуду, а временная зависимость концентрации рассеянных частиц характеризуется наличием максимума диффузионного типа (кривые $r/r = 0.27, 0.18$).

Сравним величину импульсного возрастания концентрации КЛ, обусловленного нерассеянными частицами (9), с амплитудой более позднего максимума концентрации рассеянных частиц диффузионного типа. Концентрация нерассеянных частиц (9) в момент времени $t = r/v$ равна

$$N_0 = \frac{q(p) \exp \left(-\frac{r}{r_0} \right)}{8 r^2 r_0}. \quad (17)$$

Если $r_0 \ll r$ и $r < r_0$, то концентрация частиц в диффузионном приближении (7) достигает максимума в момент времени

$$t = \frac{r^2}{6k}. \quad (18)$$

Таким образом, максимальное значение концентрации космических лучей (7) равно

$$N_m = \frac{3}{2} e^{-3/2} \frac{q}{r^3}, \quad (19)$$

где e — основание натуральных логарифмов.

Относительная амплитуда первоначального импульсного всплеска концентрации частиц определяется соотношением

$$\frac{N_0}{N_m} = \sqrt{e} \frac{e^{3/2}}{6} \frac{r}{r_0} \exp \left(-\frac{r}{r_0} \right). \quad (20)$$

Отношение (20) является функцией относительного размера источника частиц r_0 / r и отношения пробега КЛ к расстоянию до источника r . Оно возрастает при увеличении пробега КЛ.

Таким образом, при ослаблении интенсивности рассеяния частиц на неоднородностях магнитного поля относительная величина амплитуды начального импульсного возрастания концентрации КЛ (20) увеличивается.

ДЛИТЕЛЬНАЯ ИНЖЕКЦИЯ ЧАСТИЦ

Ускорение КЛ до сверхвысоких энергий может происходить на разных временных интервалах: от секунд (гамма-вспышки) [17, 33], месяцев (приливное разрушение звезд) [20, 21, 35] и лет (миллисекундный пульсар) до десятков миллионов лет (активность ядер галактик) [2, 13, 14, 17, 30, 33, 38].

Чтобы учесть длительный характер инъекции КЛ, определим источник частиц Q следующим образом:

$$Q = q(p) \frac{(r - r_0) f(t)}{16 r^2 r_0^2}, \quad (21)$$

где $f(t)$ — функция инъекции КЛ, определяющая продолжительность испускания частиц. В случае продолжительной инъекции концентрацию КЛ \tilde{N} можно вычислить как свертку концентрации частиц N , соответствующей мгновенной инъекции, и функции $f(t)$:

$$\tilde{N}(r, p, t) = \int_0^t dt_1 N(t - t_1) \quad (22)$$

Предположим, что инжекция КЛ происходит на протяжении времени t_0 с постоянной интенсивностью. Тогда функция $N(t)$ имеет вид

$$N(t) = \frac{1}{t_0} (t_0 - t). \quad (23)$$

Согласно формуле (23) испускание частиц происходит на протяжении времени t_0 , начиная с момента $t = 0$. Подставив функцию инжекции $N(t)$ (23) в формулу (22), получим

$$\tilde{N}(r, p, t) = \frac{1}{t_0} \int_0^t dt_1 N(t - t_1). \quad (24)$$

Рассмотрим зависимость от времени концентрации нерассеянных частиц в случае их продолжительного испускания. При мгновенной инжекции нерассеянные частицы в данной точке пространства r наблюдаются в течение времени $2r_0/v$. Если инжекция происходит на протяжении времени t_0 , то время пребывания нерассеянных частиц в точке r будет равно величине $2r_0/v + t_0$.

Таким образом, при условии $t < |r - r_0|/v$ и $t > (r - r_0)/v + t_0$ нерассеянные частицы будут отсутствовать в точке r . Рассмотрим случай, когда время инжекции превышает величину $2r_0/v$ ($t_0 > 2r_0/v$). Тогда на основании соотношений (9), (24) получим следующее выражение для концентрации нерассеянных частиц:

$$\tilde{N}_0(r, p, t) = \frac{q(p)}{8 \pi r r_0 v t_0} \text{Ei} \left(\frac{vt}{r - r_0} \right) - \text{Ei} \left(\frac{|r - r_0|}{v} \right), \quad (25)$$

где $\text{Ei}(x)$ — интегральная показательная функция. Отметим, что соотношение (25) справедливо при выполнении условия

$$|r - r_0|/v - t < (r - r_0)/v.$$

Если время, прошедшее с момента начала инжекции КЛ, удовлетворяет условию $(r - r_0)/v - t < |r - r_0|/v + t_0$, то концентрация нерассеянных частиц не зависит от времени:

$$\tilde{N}_0(r, p, t) = \frac{q(p)}{8 \pi r r_0 v t_0} \text{Ei} \left(\frac{r - r_0}{v} \right) - \text{Ei} \left(\frac{|r - r_0|}{v} \right). \quad (26)$$

При условии $|r - r_0|/v - t_0 < t < (r - r_0)/v + t_0$ концентрация нерассеянных частиц имеет вид

$$\tilde{N}_0(r, p, t) = \frac{q(p)}{8 \pi r r_0 v t_0} \text{Ei} \left(\frac{r - r_0}{v} \right) - \text{Ei} \left(\frac{v(t - t_0)}{r - r_0} \right). \quad (27)$$

При длительной инжекции КЛ концентрация рассеянных частиц описывается соотношением

$$\tilde{N}_s(r, p, t) = \tilde{N}(r, p, t) - \tilde{N}(r, p, t_0), \quad (28)$$

где функции \tilde{N} , \tilde{N} являются интегралами по времени от произведений соответствующих функций \tilde{N} (11), \tilde{N} (12) и функции инжекции КЛ (23). Выполнив интегрирование согласно формуле (24), получим

$$\begin{aligned} \tilde{N}(r, p, t) = & \frac{q(p)}{2^2 r r_0 v t_0} \int_0^t dk \frac{k^2 \sin(kr) \sin(kr_0)}{\sin k(k \cos k - \sin k)} \\ & \exp \frac{vt}{k} (k \cos k - 1) - \exp \frac{|r - r_0|}{k} (k \cos k - 1), \end{aligned} \quad (29)$$

если $|r - r_0|/v \ll t - |r - r_0|/v \ll t_0$.

При условии $t > |r - r_0|/v \gg t_0$ приходим к соотношению

$$\begin{aligned} \tilde{N}(r, p, t) = & \frac{q(p)}{2^2 r r_0 v t_0} \int_0^t dk \frac{k^2 \sin(kr) \sin(kr_0)}{\sin k(k \cos k - \sin k)} \\ & \exp \frac{vt}{k} (k \cos k - 1) - \exp \frac{v(t - t_0)}{k} (k \cos k - 1). \end{aligned} \quad (30)$$

При подстановке выражения для \tilde{N} в формулу (24) получим двойной интеграл по переменным t_1 и t_2 . В полученном соотношении можно изменить порядок интегрирования и проинтегрировать полученное выражение по времени t_1 . В результате получаем сумму нескольких однократных интегралов по переменной t_2 с весьма громоздкими выражениями для подынтегральных функций. Мы не будем приводить здесь громоздкое выражение для величины \tilde{N} , отметим только, что для больших значений времени ($t \gg |r - r_0|/v$, $t \gg t_0$) величина \tilde{N} становится малой по сравнению с \tilde{N} (30).

Зависимость концентрации КЛ от времени в случае продолжительной инжекции частиц представлена на рис. 1, б. Испускание частиц сферой радиуса $r_0 = 0.02r$ происходит на протяжении безразмерного времени $t_0 = vt / r_0 = 0.05$. Числа у кривых соответствуют значениям безразмерного пробега $|r - r_0|/r$. Длительность начального импульсного возрастания концентрации КЛ определяется размером источника и длительностью инжекции частиц, а его амплитуда зависит от интенсивности рассеяния. Так, при $|r - r_0|/r = 1$ имеет место кратковременный импульс, начало которого совпадает с приходом первых частиц. В случае достаточно интенсивного рассеяния частиц при $|r - r_0|/r = 0.2$ ($\sigma_{opt} = 5$) начальный всплеск концентрации КЛ становится почти незаметным, а временной профиль концентрации частиц оказывается подобным диффузионному.

ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИЙ ИСТОЧНИК КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ПРЕДЕЛЬНО ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ: ЦЕНТАВР А

Рассмотренная выше модель распространения космических лучей в среде, заполненной изотропно рассеивающими центрами с концентрацией n_s , радиусом r_s , сечением рассеяния $\sigma_s = r_s^2$ и длиной свободного пробега $\lambda_s = (n_s \sigma_s)^{-1}$ соответствует ситуации с распространением КЛПВЭ ($E > 10^{19.7}$ эВ) в межгалактической среде, когда вследствие экстремально высокой энергии частиц их рассеяние происходит только на локализованных областях существенного повышения магнитного поля в межгалактической среде. При этом изменение траектории происходит не квазинепрерывным образом, как в случае суперпозиции переменных регулярных и турбулентных магнитных полей, а вследствие относительно редких взаимодействий с рассеивающими центрами — скоплениями галактик, филаментами и стенками вокруг пустот, радиогало старых радиогалактик, замагниченными галактическими ветрами [32]. Из проведенного в работе [32] анализа следует, что в пределах определенного энергетическими потерями горизонта источников КЛПВЭ $L = 200$ Мпк типичная концентрация рассеивателей $n_s = 0.01$ Мпк⁻³ с радиусом $r_s = 1$ Мпк определяет средний пробег около 30 Мпк. При этом оптическая толщина $\tau_{opt} = D/\lambda_s$ для большинства источников на расстояниях $D \sim L$ больше единицы, но суммарное отклонение вследствие малых углов отдельных рассеяний ожидается меньшим единицы. Поэтому распространение КЛПВЭ на близких от источника расстояниях (~ 50 Мпк), уже нельзя рассматривать в диффузионном приближении, поскольку определяющими факторами здесь являются преимущественно баллистический характер распространения и конечность скорости частиц, практически равной скорости света.

Как уже отмечалось во введении, проблеме учета этих факторов посвящено много работ (см. детальный обзор [15], а также [22, 23, 31, 36, 40]). Полученные выше аналитические решения уравнений кинетики позволяют рассчитать потоки и спектры КЛСВЭ на всех этапах их распространения — от первичного баллистического разлета на малых расстояниях до практически диффузионного на больших расстояниях.

Отличительной особенностью этих решений является возможность явного выделения нерассеянных частиц, которые на малых расстояниях могут составлять существенную долю всех ускоренных частиц и при малой длительности инъекции обеспечить наблюдаемый поток КЛПВЭ, значительно превышающий диффузионный и появление кластеров регистрируемых событий в окрестности источника. В частности, такие кластеры ожидаются от транзиентных источников в близких галактиках (молодые миллисекундные пульсары, приливные разрушения звезд в окрестностях сверхмассивных черных дыр, гамма-

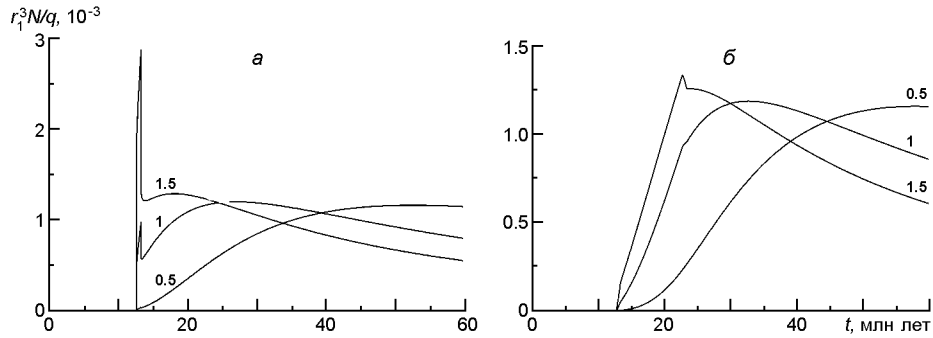


Рис. 2. Зависимость концентрации космических лучей в точке $r = 4$ Мпк от времени: *а* — при мгновенной инжекции частиц, *б* — при длительной инжекции частиц ($t_0 = 10^7$ лет). Числа у кривых — значения свободного пробега в Мпк

всплески). Для примера рассмотрим здесь ожидаемые характеристики транзиентного источника КЛСВЭ в близком активном галактическом ядре «мимонаправленного блазара» Cen A, расстояние которого до Земли составляет $D_{\text{Cen A}} = 4$ Мпк [16, 30, 38, 41].

Традиционным источником КЛСВЭ считаются релятивистские джеты и радиолепестки в активных ядрах галактик, где ударные волны на пространственных масштабах 100—1000 кпк ускоряют частицы межгалактической среды (где количественно доминируют протоны) механизмом Ферми первого рода [17, 30, 33, 38]. Рассмотрим сначала распространение КЛСВЭ при мгновенной инжекции сферой радиуса $r_0 = 100$ кпк (характерные размеры релятивистского джета и радиолепестков Cen A). Зависимость концентрации КЛ от времени в точке $r = 4$ Мпк представлена на рис. 2, *а* для различных пробегов (их величины указаны у кривых в Мпк). По оси абсцисс приведено время, прошедшее после инжекции КЛ (в миллионах лет), а по оси ординат безразмерная величина, пропорциональная концентрации частиц (масштабный множитель $r_1 = 1$ Мпк). Видно, что в точке $r = D_{\text{Cen A}} = 4$ Мпк частицы появляются только через $D_{\text{Cen A}}/c = 1.3 \cdot 10^7$ лет после инжекции. Временной профиль концентрации частиц, пробег которых составляет 0.5 Мпк ($l_{\text{opt}} = 8$), оказывается близким к диффузионному. В случае $l_{\text{opt}} = 3 \dots 4$ ($l = 1$ и 1.5 Мпк) уже отчетливо виден импульсный всплеск концентрации КЛ, обусловленный нерассеянными частицами.

Приведенное решение кинетического уравнения позволяет исследовать эволюцию энергетического распределения КЛ, ускоренных локальным источником частиц. Интенсивность космических лучей $I(r, t, E, \dots)$ как функция энергии частиц $E = pc$ пропорциональна функции распределения частиц с данной величиной импульса [1]:

$$I(r, t, E, \dots) = p^2 f(r, t, p, \dots).$$

Для баллистического потока нерассеянных частиц $F_0(r, t, E)$ в телесном угле $\Omega_0 = r_0^2 / 4r^2$ имеем

$$F_0(r, t, E) = I_0(r, t, E) \Omega_0 = p^2 f_0(r, t, p) \Omega_0 = p^2 N_0(r, p, t). \quad (31)$$

Для приблизительно изотропной функции распределения рассеянных частиц интенсивность равна

$$I_s(r, t, E) = p^2 f_s(r, t, p) \frac{p^2}{4} = f_s d = \frac{p^2}{4} N_s(r, p, t). \quad (32)$$

Для расчета энергетического спектра КЛ в данной точке пространства необходимо задать спектр инжектированных частиц $q(p)$, пропорциональный источнику частиц $Q(p)$ (3) и зависимость пробега КЛ от энергии частиц. Спектр инжектированных частиц и транспортный пробег КЛ будем считать степенными функциями импульса частиц: $q(p) = q(p_0)(p/p_0)^{-\alpha}$, $(p) = (p_0)(p/p_0)^{-\beta}$ [1, 4, 14, 42]. В энергетическом представлении $q(E) = q(p)/c^3$, так что $E^2 q(E) = \mathcal{N}(E) = \mathcal{N}(E_0)(E/E_0)^{-\alpha} = KE^{-\alpha}$, где $K = \mathcal{N}(E_0)E_0^{\alpha}$, $\alpha = 2$ — показатель энергетического спектра инжектированных частиц.

На рис. 3 приведены динамические спектры КЛ на расстоянии 4 Мпк от источника. Спектр генерации имеет степенной вид с показателем степени $\alpha = 2.2$ [1, 33]. Пробег пропорционален энергии частицы ($\beta = 1$), причем $\beta = 1$ Мпк при энергии $E = 1$ ЭэВ. Числа у кривых соответствуют времени (в миллионах лет), прошедшему после инжекции частиц. Размер источника $r_0 = 0.1$ Мпк. По оси абсцисс приведена энергия частиц в ЭэВ, а по оси ординат — пронормированная спектральная концентрация КЛ $n(E, r, t)$, пропорциональная потоку (31) и интенсивности (32):

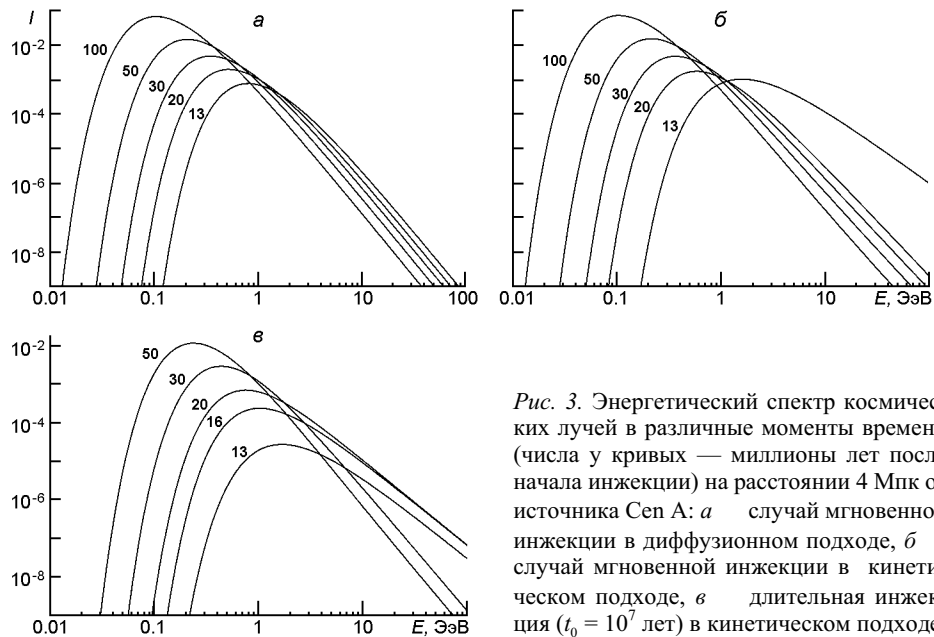


Рис. 3. Энергетический спектр космических лучей в различные моменты времени (числа у кривых — миллионы лет после начала инжекции) на расстоянии 4 Мпк от источника Сеп А: а — случай мгновенной инжекции в диффузионном подходе, б — случай мгновенной инжекции в кинетическом подходе, в — длительная инжекция ($t_0 = 10^7$ лет) в кинетическом подходе

$$I_1(E, r, t) = \frac{r_1^3 E^2 N(E, r, t)}{E_0^2 q(E_0)} = \frac{n(E, r, t)}{\mathcal{N}(E_0) / r_1^3} = \frac{n_0(E, r, t)}{\mathcal{N}(E_0) / r_1^3} = \frac{n_s(E, r, t)}{\mathcal{N}(E_0) / r_1^3}, \quad (33)$$

где $E_0 = 10^{18}$ эВ. На рис. 3, *a* вычисления выполнены в диффузионном приближении, когда концентрация КЛ N удовлетворяет соотношению (7). Из (7) следует, что в диффузионном приближении высокоэнергетическая часть спектра имеет асимптотику

$$n(E, r, t) \sim \frac{E^2 q(E)}{8^{3/2} (kt)^{1.5}} \text{const } E^{-(1.5)} t^{1.5},$$

что при $\beta = 1$ соответствует наклону -3.7 . Минимальная регистрируемая энергия КЛ на расстоянии r определяется из соотношения $r^2 \sim kt \sim ct \sim (E_0)(E/E_0) ct$, т. е. $E_{cut} \sim E_0 r^2 / ((E_0)ct)$. Видно, что с течением времени энергия обрезания спектра и несколько превышающая ее энергия максимума распределения уменьшаются пропорционально t^{-1} .

На рис. 3, *б* представлены энергетические спектры для случая, аналогичного рис. 3, *a*, но рассчитанные на основе решения кинетического уравнения (формулы (9)—(12)). Поведение низкоэнергетической части спектра с $E < 10^{18}$ эВ ($\beta_{opt} > 4$), сформированной рассеянными частицами, аналогично диффузионному приближению рис. 3, *a*. Однако в области высоких энергий $E > 10^{18}$ эВ (оптическая толщина $\beta_{opt} < 0.25$), на ранних этапах доминируют нерассеянные частицы со спектром, определяемым спектром генерации $E^2 q(E) \sim E^{-1.5}$.

При размере мгновенного источника $r_0 = 0.1$ Мпс длительность сигнала, обусловленного нерассеянными частицами, составляет величину $t_{min} = 2r_0 / c \sim 6 \cdot 10^5$ лет. Поэтому характер распространения КЛ при длительной инжекции с $t_0 \gg t_{min}$ будет подобным случаю мгновенной инжекции. Эффекты длительной инжекции проявляются при ее продолжительности порядка миллиона лет и более ($t_0 \gg 10^6$ лет). Характерное время жизни релятивистских выбросов массы в активных ядрах галактик порядка десяти миллионов лет [2, 17, 33]. Рассмотрим случай, когда источник в Cen A генерирует КЛ на протяжении времени $t_0 = 10^7$ лет с постоянной интенсивностью. Зависимость концентрации КЛ от времени в точке $r = 4$ Мпк согласно соотношениям (25)—(30) представлена на рис. 2, *б*. Значения транспортного пробега частиц (в Мпк) приведены у соответствующих кривых, размер источника КЛ $r_0 = 0.1$ Мпк. Оказывается, что временной профиль концентрации КЛ, соответствующий значению пробега $r = 0.5$ Мпк, хорошо аппроксимируется решением уравнения диффузии, соответствующим длительной инжекции частиц. В случае $r = 1.5$ Мпк увеличение интенсивности КЛ происходит только на протяжении периода инжекции t_0 , после чего концентрация КЛ монотонно уменьшается. В отличие от мгновенной инжекции частиц (рис. 2, *a*) первоначальный всплеск концентрации, обусловленный нерассеянными частицами, выражен слабее на фоне увеличенного вклада рассеянных частиц.

Динамика энергетического спектра (33) от источника частиц с длительной инжекцией в Cen A ($t_0 = 10^7$ лет), рассчитанная на основе кинетического уравнения, приведена на рис. 3, в. В отличие от случая мгновенной инжекции, высокоэнергетическая часть спектра определяется нерассеянными частицами (имеет большую амплитуду и показатель спектра около 2.2, как у спектра генерации) на промежутке времени, равному времени генерации.

ГАЛАКТИЧЕСКИЙ ИСТОЧНИК КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ПРЕДЕЛЬНО ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ: PSR J1846-0258

Помимо крупномасштабных течений и ударных волн в активных ядрах галактик, эффективными ускорителями КЛСВЭ могут оказаться процессы с вовлечением объектов звездных масс: гамма-вспышки, связанные со вспышками Гиперновых или слиянием компактных звезд, пульсарные ветры от новорожденных миллисекундных пульсаров, приливное разрушение звезд в окрестностях сверхмассивных черных дыр в ядрах (не обязательно активных) галактик [20, 21, 33, 35]. Характерные времена инжекции КЛСВЭ в таких транзиентных источниках — от секунд до нескольких лет. Но большинство из них находится на космологических расстояниях в Локальной Вселенной, и суммарное отклонение траекторий в случайных магнитных полях ожидается в пределах десятков градусов (временные задержки — порядка сотен тысяч лет). Однако для галактических и даже для близких внегалактических источников приход нерассеянных частиц во временном интервале порядка десятков — сотен лет может обеспечить появления кластера КЛ в окрестности источника, что дало бы возможность его надежного отождествления. Возможно, таким кластером является триплет событий с $E > 10^{20}$ эВ в круге радиуса $R = 4$ (два события детектора Telescope Array (ТА) ($E = 135.5$ ЭэВ, $l = 35.72$, $b = 4.68$ и $E = 101.4$ ЭэВ, $l = 32.74$, $b = 3.33$) и одно событие детектора Pierre Auger Observatory (РАО) ($E = 118.3$ ЭэВ, $l = 36.50$, $b = 3.60$) [26, 45, 47].

В качестве потенциального галактического источника этого кластера рассмотрим 326-мс пульсар PSR J1846-0258 ($l = 29.71$, $b = 0.24$) с возрастом около 730 лет на расстоянии 5.8 кпк в остатке Сверхновой Kes 75 [37, 39] в предположении, что он родился с миллисекундным периодом вращения, так что мог обеспечить ускорение КЛСВЭ в пульсарно-ветровой туманности, за характерное время порядка 1 года [19, 33, 35]. Важно отметить, что даже в случае ядер железа ($Z = 26$) с энергиями $E > 10^{19.7}$ эВ случайный компонент галактического магнитного поля практически не влияет на траектории КЛ от пульсара (о роли регулярного компонента см. следующую главу), поэтому рассеяния могут происходить только на локальных замагниченных областях — остатках Сверхновых и др., так что для КЛПВЭ при-

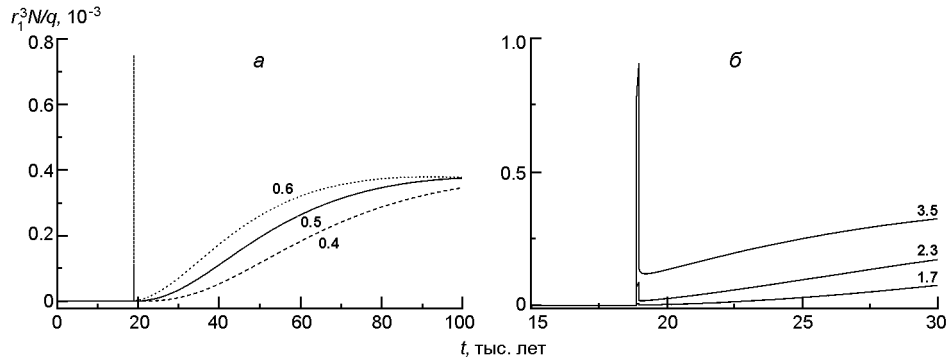


Рис. 4. Зависимость концентрации космических лучей от времени на расстоянии 5.8 кпк от источника частиц: *а* при мгновенной инъекции, *б* при длительной ($t_0 = 100$ лет) инъекции. Числа у кривых — значения свободного пробега в кпк

лижение дискретных рассеивающих центров, описываемых в рамках длины свободного пробега порядка 0.1...1 кпк в диске Галактики вполне применимо и для галактических источников.

Рассмотрим зависимость от времени концентрации КЛ в точке, расположенной на расстоянии 5.8 кпк от источника, характерный размер которого $r_0 = 0.1$ пк. На рис. 4, *а* представлена зависимость концентрации КЛ (9)—(12) от времени, прошедшего после мгновенной инъекции частиц (масштабный множитель $r_1 = 1$ кпк). Числа у кривых соответствуют пробегу КЛ в килопарсеках. Отметим, что время прямолинейного распространения ультрарелятивистских частиц от источника до Земли составляет 18.890 тысяч лет. Видно наличие импульсного всплеска концентрации КЛ, обусловленное приходом нерассеянных частиц. Длительность этого импульса определяется размером источника r_0 и равна величине $2r_0/c = 0.7$ лет. При этом временной профиль концентрации частиц, транспортный пробег которых $r_{\text{opt}} = 0.4$ кпк ($r_{\text{opt}} = 14.5$), близок к диффузионному. С ослаблением интенсивности рассеяния, (увеличением пробега) КЛ, амплитуда первоначального импульса концентрации КЛ увеличивается (кривые, соответствующие $r = 0.5$ и 0.6 кпк).

При продолжительной инъекции частиц длительность первоначального всплеска концентрации определяется не только размером источника, но и продолжительностью инъекции. На рис. 4, *б* приведена зависимость концентрации КЛ от времени при длительности инъекции $t_0 = 100$ лет. Изменение амплитуды нерассеянного потока относительно случая *а* определяется уменьшением обратно пропорционально длительности инъекции и увеличением вследствие ослабления рассеяния (увеличения пробега). Видно, что кривые, соответствующие значениям пробега $r = 3.5$ и 2.3 кпк, характеризуются импульсным всплеском большой амплитуды. При более интенсивном рассея-

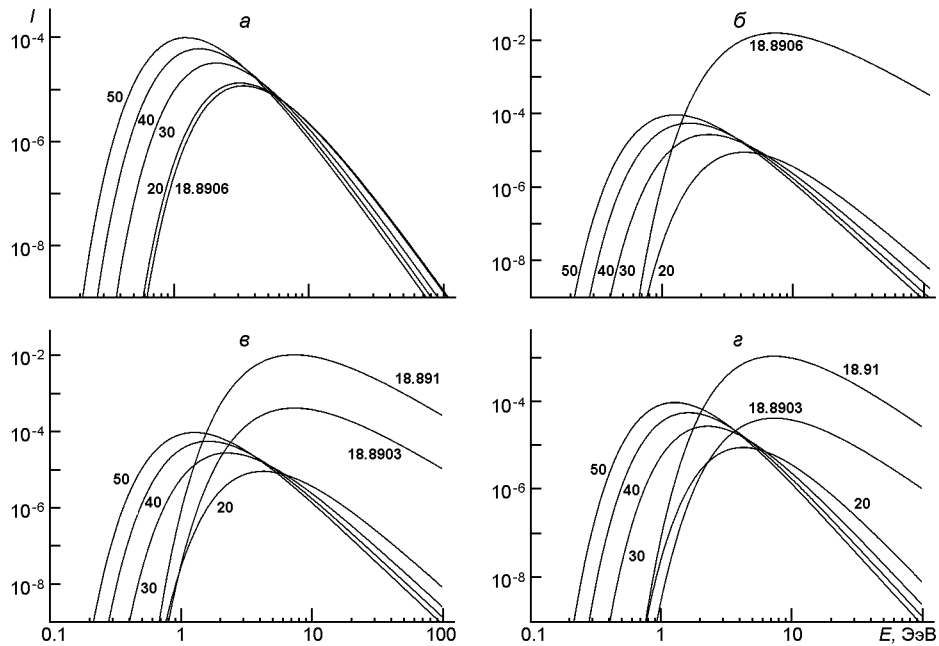


Рис. 5. Динамика энергетических спектров космических лучей на расстоянии $r = 5.8$ кпк от мгновенных источников (a — в диффузионном приближении, $б$ — при кинетическом подходе) и продолжительных источников при кинетическом подходе ($в$ — $t_0 = 1$ год, $г$ — $t_0 = 10$ лет). Числа у кривых — время после начала инжекции, тыс. лет

нии частиц ($\lambda = 1.7$ кпк) импульс, обусловленный приходом первых частиц, становится слабо заметным.

Для расчета энергетических спектров КЛ в точке $r = 5.8$ кпк прием спектр генерации степенного вида с показателем степени $\alpha = 2.2$, а пробег КЛ считаем пропорциональным энергии частицы ($\lambda = 1$) причем при энергии $E_0 = 1$ ЭэВ пробег $\lambda_0 = 0.36$ кпк.

На рис. 5 представлены энергетические спектры КЛ в различные моменты времени, рассчитанные на основе диффузионного приближения (рис. 5, a) и из решения кинетического уравнения, когда концентрация КЛ описывается формулами (9)—(12) (рис. 5, $б$ — $г$). Спектры в моменты времени 20, 30, 40 и 50 тысяч лет содержат только рассеянные частицы, так как нерассеянные частицы уже успели покинуть данную область пространства. Наклон спектров, как и во внегалактическом случае с Сеп А, соответствует диффузионному пределу $-(\alpha + 1.5) = -3.7$. В более ранние моменты времени наличие нерассеянных частиц ужесточает спектр с выходом на асимптотику — спектра генерации на малых временах и высоких энергиях. При отсутствии заметного рассеяния транзитный (с длительностью порядка времени инжекции) поток КЛ с энергиями триплета ($E > 10^{20}$ ЭВ) на много порядков превышает последующий диффузионный поток, существенно увеличивая вероятность экспериментального обнаружения такого всплеска.

ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Из приведенных выше результатов следует, что транзиентные источники КЛПВЭ с энергиями свыше $E_c = 10^{19.7}$ эВ генерируют практически свободно разлетающуюся оболочку релятивистских частиц толщиной порядка $\Delta r = \max\{2r_0; ct_0\}$ с энергетическим спектром $\mathcal{N}(E) = E^2 q(E) / KE$, совпадающим со спектром генерации. По мере распространения интенсивность потока нерассеянных частиц уменьшается вследствие рассеяния на отдельных рассеивающих центрах по экспоненциальному закону

$$I(r) = I_0 \exp(-r / \lambda(p)) = I_0 \exp(-r / \lambda_{opt}(p)),$$

где $\lambda(p)$ — длина свободного пробега как функция импульса частицы p (или энергии $E = pc$). По этому же закону уменьшается общее количество нерассеянных частиц $N_c = \int_{E_c}^{E_{max}} \mathcal{N}(E) dE$ и их общая энергия

$$W_c = \int_{E_c}^{E_{max}} E \mathcal{N}(E) dE, \text{ где за максимальную энергию частиц примем } E_{max} =$$

$= 10^{21}$ эВ. На расстоянии D от источника с потоком $F(E_c) = N_c \exp(-D / \lambda(E_c)) / (4\pi D^2 / c)$ детектор с эффективной экспозицией $A_{\text{эф}} S_{\text{эф}} T_{\text{эф}}$ (произведение эффективной площади на эффективное время наблюдений). Он зафиксирует общее количество событий за время наблюдений $N_{obs}(E_c) = A_{\text{эф}} F(E_c) \min\{1; cT_{obs}\}$, где T_{obs} — суммарное время наблюдений телескопа. Конечно, эти формулы справедливы только в случае отсутствия энергетических потерь, т. е. для источников на расстояниях вплоть до десятков Мпк.

Для спектра генерации $q(E) = q(E_{min})(E / E_{min})^{-(2-\alpha)}$ с $\alpha = 2.2$, минимальной $E_{min} = 10^9 E_{min,9}$ эВ и максимальной $E_{max} = 10^{21} E_{max,21}$ эВ энергиями энергетический спектр равен $\mathcal{N}(E) = E^2 q(E) / KE$, полная энергия ускоренных КЛ

$$W_{tot} = \int_{E_{min}}^{E_{max}} E \mathcal{N}(E) dE = KE_{min}^{-(2-\alpha)} / (\alpha - 2) \cdot 10^{51} W_{51} \text{ эрг}, \quad (35)$$

а параметр K можно выразить через полную энергию КЛ:

$$K = (\alpha - 2) W_{tot} E_{min}^{2-\alpha} = 5.5 \cdot 10^{49} W_{51} E_{min,9}^{0.2} \text{ эрг}^{1.2}, \quad (36)$$

Количество частиц с энергией больше $E = 10^{20} E_{20}$ эВ:

$$N(E) = \int_E^{E_{max}} \mathcal{N}(E) dE = \frac{K}{1-\alpha} (E^{-(1-\alpha)} - E_{max}^{-(1-\alpha)})$$

$$= 6.0 \cdot 10^{39} W_{51} E_{min,9}^{0.2} \cdot 1 \cdot 10^{-1.2} \frac{E_{20}^{1.2}}{E_{max,21}^{1.2}} E_{20}^{1.2} = 6 \cdot 10^{39} W_{51} E_{20}^{1.2} \text{ частиц}, \quad (37)$$

а запас энергии в них

$$W(E) = \int_E^{E_{\max}} E \mathcal{N}(E) dE \approx 10^{2.2} \frac{E_{20}^{0.2}}{E_{\min,9}} \approx 10^{0.2} \frac{E_{20}^{0.2}}{E_{\max,21}} W_{tot} \approx 6.3 \cdot 10^{48} E_{20}^{0.2} (10^{0.2} E_{20}^{0.2}) W_{51} \text{ эрг.} \quad (38)$$

Применим эти формулы к случаю транзитной активности источника Cen A. За все время наблюдений детектором РАО ($A_{\text{эф}} = 4800 \text{ км}^2 \text{ лет}$ для Cen A ($l = -43.02$) [10]) в пределах 3° к юго-востоку от Cen A ($l = -50.48$, $b = 19.42$) выявлено два события с $(E, l, b) = (60 \text{ ЭэВ}, -51.4, 19.2)$ и $(59.5 \text{ ЭэВ}, -51.2, 17.2)$ [9], что соответствует ожидаемым отклонениям протонов этих энергий в галактическом магнитном поле [30]. При общей мощности джета в Cen A $L_{\text{jet}} = 10^{43} L_{43} \text{ эрг/с}$ и эффективности трансформации ее в ускоренные КЛ $\eta_{\text{cr}} = 0.01$ за период инжекции $t_0 = 10^7 t_{0,7}$ лет в КЛ будет передано $W_{\text{tot}} = \eta_{\text{cr}} L_{\text{jet}} t_0 = 3.2 \cdot 10^{55} L_{43} t_{0,7} \text{ эрг}$. Общее количество КЛ с $E > 60 \text{ ЭэВ}$ равно $\mathcal{N}(> 60 \text{ ЭэВ}) = 3.5 \cdot 10^{44} L_{43} t_{0,7}$ частиц, их поток $F(> 60 \text{ ЭэВ}) = 6.1 \cdot 10^{22} L_{43} \text{ част/(см}^2 \text{с)}$, и за время наблюдений РАО ожидается регистрация $N_{\text{obs}} = F(> 60 \text{ ЭэВ}) A_{\text{эф}} = 0.92 L_{43}$ частиц (в случае эффективного рассеяния оценки уменьшатся на $\exp(-\tau_{\text{opt}})$).

Рассмотрим случай приливного разрушения звезды в окрестности сверхмассивной черной дыры в ядре Cen A. Если от полной энергии разрушения порядка энергии покоя $M_* c^2 = 10^{54} \text{ эрг}$ звезды массы M_* в ускоренные КЛ передается около 10^3 за время порядка месяца ($t_0 = 10^6 t_{0,6} \text{ с}$) [21], то, при полной энергии КЛ $W_{\text{tot}} = 10^{51} \text{ эрг}$ ($W_{51} = 1$) и общем количестве КЛ с $E > 60 \text{ ЭэВ}$ $\mathcal{N}(> 60 \text{ ЭэВ}) = 1.1 \cdot 10^{40}$ частиц их поток $F(> 60 \text{ ЭэВ}) = 6.1 \cdot 10^{18} t_{0,6}^{-1} \text{ част/(см}^2 \text{с)}$ даже пренебрегая эффектами коллимации (оценка для нижнего предела). Длительность импульса нерассеянных частиц t_0 (она может растянуться на несколько лет из-за прохождения галактического магнитного поля) меньше суммарной длительности наблюдений детектора РАО приблизительно в 10 раз, поэтому ожидаемое число событий от приливного разрушения звезды $N_{\text{obs}} = 0.1 F(> 60 \text{ ЭэВ}) A_{\text{эф}} \sim 9.3 \cdot 10^3$ частиц. Конечно, более реалистичские модели ускорения КЛПВЭ в процессах приливного разрушения звезд могут существенно уменьшить ожидаемые потоки, но важным остается потенциальная возможность детектирования кластера событий, связанных с таким процессом.

Рассмотрим теперь случай ускорения КЛПВЭ молодым галактическим пульсаром. Как уже обсуждалось выше, источником наблюдаемого триплета событий с $E > 10^{20} \text{ эВ}$ в круге радиуса $R = 4 \text{ с}$ координатами центра ($l = 34.37$, $b = -3.88$) [26, 45, 47] может быть молодой пульсар PSR J1846-0258, если он родился с миллисекундным периодом вращения [35]. При общем запасе вращательной энергии миллисекундного пульсара порядка 10^{52} эрг и эффективности передачи ее КЛ при их ускорении в пульсарно-ветровой туманности $\eta_{\text{cr}} = 0.01$ за характерное время торможения пульсара $t_{\text{sd}} \sim 1 \text{ год}$ полная энергия

КЛ равна $W_{tot} = 10^{50}$ эрг и общее количество КЛ с $E > 100$ ЭэВ $\mathcal{N}(>100 \text{ ЭэВ}) = 6.0 \cdot 10^{38}$ частиц, а их поток на расстоянии $D = 5.8$ кпк $F(> 100 \text{ ЭэВ}) = 4.9 \cdot 10^{15}$ част/(см²с). Триплет выявляется в общих наблюдениях детекторов РАО и ТА [45], причем $A_{\text{эф}} = 3200$ км²лет для его склонения $\theta = 0$ [10]. Поскольку длительность импульса нерассеянных частиц $t_0 = t_{sd} \sim 1$ год [35] и здесь меньше суммарной длительности наблюдений детекторов РАО и ТА приблизительно в 10 раз, поэтому ожидаемое число событий от молодого пульсара при прямолинейном распространении в отсутствии заметного рассеяния ($D/\lambda \ll 1$) $N_{obs} = 0.1F(> 100 \text{ ЭэВ}) A_{\text{эф}} \sim 5 \cdot 10^5$ частиц. Однако наблюдаемый триплет смещен относительно положения пульсара на 6.4 и зарегистрирован с задержкой времени порядка возраста пульсара (730 лет), что исключает протонные события в триплете от пульсара. Но для ядер железа (для них пульсарные ветры — практически единственные потенциальные источники) угловое отклонение и временная задержка естественно объясняются влиянием галактического магнитного поля. Действительно, КЛ от пульсара PSR J1846-0258 должны пересечь два галактических рукава с противоположными направлениями регулярного магнитного поля [29]. В каждом рукаве пройденные пути приблизительно равны $d_1 \approx d_2 \approx D/2 \approx 3$ кпк. Для поперечной составляющей магнитного поля рукава $B_{\perp} = 10^6$ Гс отклонения и задержки времени соответственно равны [18]:

$$\begin{aligned} & 0.6 \frac{Zd_{\text{кпк}} E_{20}^1 B_{\perp}^1}{15 \cdot 10^2 Z^2 E_{20}^2 B_{\perp}^2 d_{\text{кпк}}^3} \text{ лет.} \end{aligned}$$

В нашем случае в каждом 3 кпк рукаве ≈ 50 , поэтому суммарное значение как разность отклонений в двух рукавах и может быть порядка наблюдаемого отклонения 7 , тогда как времена задержек (около 550 лет) складываются, что близко к наблюдаемой задержке 730 лет. В то же время растяжка во времени первоначального импульса $t_0 \sim 1$ год в регулярном поле рукавов ожидается порядка 100—200 лет (такая же задержка возможна и вследствие задержки выхода КЛПВЭ из пульсарно-ветровой туманности и остатка Сверхновой), что понижает количество ожидаемых событий до $N_{obs} \approx 20 \dots 40$ тыс. частиц. Более реалистические модели ускорения и распространения КЛПВЭ могут несколько изменить оценки количества ожидаемых событий, однако представляется важным, что при разумных значениях параметров модели наблюдаемый триплет получает естественное объяснение.

Рассмотренные выше примеры показывают, что начальные этапы распространения КЛПВЭ от транзиентных источников в галактической и межгалактической среде существенно отличаются от моделей диффузионного типа наличием лидирующего слоя нерассеянных частиц. При этом внутри данного сферического слоя расположены рассеянные частицы с функцией распределения, близкой к решению диф-

фузионного уравнения в области многократных рассеяний. Количество нерассеянных частиц со временем t (расстоянием ct) уменьшается в зависимости от оптической толщи среды относительно рассеяний τ_{opt} по экспоненциальному закону $\exp(-ct/\tau_{opt})$, поэтому на расстояниях от источника, соответствующих $ct \approx (2 \dots 5)\tau_{opt}$, интенсивность нерассеянных частиц, заполняющих лидирующий сферический слой, может существенно превышать интенсивность последующих, диффузионно распространяющихся рассеянных частиц. Отличительной наблюдательной особенностью прохождения слоя нерассеянных частиц через детектор служит регистрация кластера событий в окрестности транзиентного источника.

В данной работе мы проанализировали два возможных кластера — дублет от Cep A и триплет от пульсара PSR J1846-0258. Обнаружение таких кластеров на статистически достоверном уровне будет иметь определяющее значение для выявления природы источников КЛПВЭ.

Авторы благодарны рецензенту за ряд ценных замечаний. Работа выполнена при поддержке программы НАН Украины по научным космическим исследованиям. Работа Р. Б. Гнатыка, Б. И. Гнатыка и В. И. Жданова была частично поддержана ГФФИ (гранты №№ Ф64/42-2015 и Ф64/45-2016).

1. Березинский В. С., Буланов С. В., Гинзбург В. Л. и др. Астрофизика космических лучей. — М.: Наука, 1984.—380 с.
2. Бескин В. С. Магнитогидродинамические модели астрофизических струйных выбросов // Успехи физ. наук.—2010.—**180**, № 12.—С. 1241.
3. Дорман Л. И., Мирошниченко Л. И. Солнечные космические лучи. — М.: Наука, 1968.—468 с.
4. Топтыгин И. Н. Космические лучи в межпланетных магнитных полях. — М.: Наука, 1983.—302 с.
5. Федоров Ю. И. Распространение солнечных космических лучей в межпланетном пространстве в приближении радиального регулярного магнитного поля // Геомагнетизм и аэрономия.—1999.—**39**, № 3.—С. 16—23.
6. Федоров Ю. И. Кинетическое рассмотрение динамики энергетических спектров солнечных космических лучей // Кинематика и физика небес. тел.—2003.—**19**, № 4.—С. 307—327.
7. Шахов Б. А. Нестационарная функция Грина кинетического уравнения переноса для изотропного источника // Кинематика и физика небес. тел.—1995.—**11**, № 1.—С. 49—67.
8. Шахов Б. А., Шахова М. Б., Титов М. П. Функция Грина кинетического уравнения переноса для мгновенного точечного мононаправленного источника // Кинематика и физика небес. тел.—1996.—**12**, № 5.—С. 63—70.
9. Aab A., Abreu P., Aglietta M., et al. Searches for anisotropies in the arrival directions of the highest energy cosmic rays detected by the Pierre Auger Observatory // *Astrophys. J.*—2015.—**804**.—P. 15.
10. Aab A., Abreu P., Aglietta M., et al. Searches for large-scale anisotropy in the arrival directions of cosmic rays detected above energy of 10^{19} eV at the Pierre Auger Observatory and the Telescope Array // *Astrophys. J.*—2014.—**794**, N 2.—P. 172.

11. *Abbasi R. U., Abe M., Abu-Zayyad T., et al.* Indications of intermediate-scale anisotropy of cosmic rays with energy greater than 57 EeV in the northern sky measured with the surface detector of the Telescope Array experiment // *Astrophys. J.*—2014.—**790**, N 2.—P. L21.
12. *Allard D.* Extragalactic propagation of ultrahigh energy cosmic-rays // *Astropart. Phys.*—2012.—**39-40**, N 1.—P. 33—43.
13. *Aloisio R., Berezhinsky V., Blasi P., et al.* A dip in the UHECR spectrum and the transition from galactic to extragalactic cosmic rays // *Astropart. Phys.*—2007.—**27**, N 1.—P. 76—91.
14. *Aloisio R., Berezhinsky V., Blasi P.* Ultra high energy cosmic rays: implications of Auger data for source spectra and chemical composition // *J. Cosmol. Astropart. Phys.*—2014.—N 10.—P. 020.
15. *Aloisio R., Berezhinsky V., Gazizov A.* The problem of superluminal diffusion of relativistic particles and its phenomenological solution // *Astrophys. J.*—2009.—**693**, N 2.—P. 1275—1282.
16. *Batista R. A., Sigl G.* Diffusion of cosmic rays at EeV energies in inhomogeneous extragalactic magnetic fields // *J. Cosmol. Astropart. Phys.*—2014.—N 11.—P. 031.
17. *Cronin J. W.* The highest-energy cosmic rays // *Nuclear Phys. B.*—2005.—**138**.—P. 265—491.
18. *Durrer R., Neronov A.* Cosmological magnetic fields: their generation, evolution and observation // *Astron. and Astrophys. Rev.*—2013.—**21**.—P. 62.
19. *Fang K., Kotera K., Murase K., et al.* Testing the newborn pulsar origin of ultrahigh energy cosmic rays with EeV neutrinos // *Phys. Rev. D.*—2014.—**90**.—P. 103005.
20. *Farrar G. R., Gruzinov A.* Giant AGN flares and cosmic ray bursts // *Astrophys. J.*—2009.—**693**, N 1.—P. 329—332.
21. *Farrar G. R., Piran T.* Tidal disruption jets as the source of ultra-high energy cosmic rays // arXiv:1411. 0704v1 astro-ph. HE.—2014.
22. *Fedorov Yu. I., Shakhov B. A.* Solar cosmic rays in homogeneous regular magnetic field // 23rd International Cosmic Ray Conference (held 19—30 July, 1993 at University of Calgary, Alberta, Canada). — Calgary, 1993.—Vol. 3.—P. 215.
23. *Fedorov Yu. I., Shakhov B. A., Stehlik M.* Non-diffusive transport of cosmic rays in homogeneous regular magnetic fields // *Astron. and Astrophys.*—1995.—**302**.—P. 623.
24. *Fukushima M.* Recent results from Telescope Array // arXiv:1503.06961 astro-ph. HE.—2015.
25. *Gleeson L. J., Axford W. I.* Solar modulation of galactic cosmic rays // *Astrophys. J.*—1967.—**149**.—P. L115—L118.
26. *Gnatyk R. B.* Search of the sources of the cosmic rays with energies above 10^{20} eV // *Kinemat. and Phys. Celest. Bodies.*—2016.—**32**, N 1.—P. 1—12.
27. *Halzen F., Vazquez R. A., Stanev T., et al.* The highest energy cosmic ray // *Astropart. Phys.*—1995.—**3**, N 2.—P. 151—156.
28. *Jansson R., Farrar G. R.* The galactic magnetic field // *Astrophys. J.*—2012.—**761**, N 1.—P. L11.
29. *Jansson R., Farrar G. R.* A New model of the Galactic magnetic field // *Astrophys. J.*—2012.—**757**, N 1.—article id. 14.—13 p.
30. *Keivani A., Farrar G. R., Sutherland M.* Magnetic deflections of ultra-high energy cosmic rays from Centaurus A // *Astropart. Phys.*—2015.—**61**.—P. 47—55.
31. *Kota J.* Coherent pulses in the diffusive transport of charged particles // *Astrophys. J.*—1994.—**427**, N 2.—P. 1035—1041.

32. Kotera K., Lemoine M. Optical depth of the Universe to ultrahigh energy cosmic ray scattering in the magnetized large scale structure // *Phys. Rev. D.*—2008.—**77**, N 12.—P. 123003.
33. Kotera K., Olinto A. V. The astrophysics of ultrahigh energy cosmic rays // *Annu. Rev. Astron. and Astrophys.*—2011.—**49**.—P. 119—153.
34. Kuempel D. Extragalactic propagation of ultra-high energy cosmic rays // arXiv:1409.3129v2 astro-ph. HE.—2014.
35. Lemoine M., Kotera K., Petri J. On ultra-high energy cosmic ray acceleration at the termination shock of young pulsar winds // *J. Cosmology and Astropart. Phys.*—2014.— arXiv: 1409.0159v1 astro-ph. HE.
36. Malkov M., Sagdeev R. Cosmic ray transport with magnetic focusing and the «Telegraph» model // *Astrophys. J.*—2015.—**808**, N 2.—P. 157.
37. Manchester R. N., Hobbs G. B., Teoh A., et al. The Australia Telescope National Facility Pulsar Catalogue // *Astron. J.*—2005.—**129**, N 4.—P. 1993—2006.
38. Moskalenko I. V., Stawarz L., Porter T. A., et al. On the possible association of ultrahigh energy cosmic rays with nearby active galaxies // *Astrophys. J.*—2009.—**693**, N 2.—P. 1261—1274.
39. Olausen S. A., Kaspi V. M. The McGill magnetar catalog // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*—2014.—**212**, N 1.—P. 6.
40. Prosekin A. Y., Kelner S. R., Aharonian F. A. On transition of propagation of relativistic particles from the ballistic to the diffusion regime // *Phys. Rev.*—2015.—D92, 083003.— arXiv:1506.06594 astro-ph. HE.
41. Rieger F. M., Aharonian F. A. Cen A as TeV gamma-ray and possible UHE cosmic-ray source // *Astron. and Astrophys.*—2009.—**506**, N 3.—P. L41—L44.
42. Ruffolo D. Effect of adiabatic deceleration on the focused transport of solar cosmic rays // *Astrophys. J.*—1995.—**442**, N 2.—P. 861—874.
43. Schlickeiser R. Cosmic ray astrophysics — Berlin: Springer, 2002.—519 p.
44. Shakhov B. A., Stehlik M. Exact kinetic transport equation solutions in the particle propagation theory in the scattering medium // *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.*—2008.—**109**, N. 9.—P. 1667—1684.
45. Sokolsky P. Recent results from TA // Report on workshop «Multimessenger Astronomy in the Era of PeV Neutrinos». — Annapolis, 2014.
46. Takami H., Murase K., Dermer C. D. Isotropy constraints on powerful sources of ultrahigh-energy cosmic rays at 10^{19} eV // arXiv:1412.4716v2 astro-ph. HE.—2014.
47. Troitsky S. V. Doublet of cosmic-ray events with primary energies $> 10^{20}$ eV // *J. Exp. Theor. Phys. Lett.*—2012.—**96**, N 1.—P. 13—16.

Статья поступила в редакцию 13.08.15