

УДК 524.3-6

## НЕЛИНЕЙНАЯ МОДЕЛЬ МОНТЕ-КАРЛО УСКОРЕНИЯ ЧАСТИЦ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ЗАКОНАХ РАССЕЯНИЯ ЧАСТИЦ

© 2021 г. С. М. Осипов<sup>1, \*</sup>, А. М. Быков<sup>1, 2</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

\*E-mail: [osm2004@mail.ru](mailto:osm2004@mail.ru)

Поступила в редакцию 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 28.12.2020 г.

Представлена нелинейная модель Монте-Карло, в которой спектры ускоренных частиц и магнитных флуктуаций рассчитаны самосогласованно, с учетом нелинейных эффектов и развития плазменных неустойчивостей в окрестности сильной ударной волны. Рассмотрены различные модельные режимы рассеяния частиц. Показано, что спектр ускоренных частиц значительно смягчается в случае использования обобщенного режима мелкомасштабного рассеяния, по сравнению с бомовским законом рассеяния.

DOI: 10.31857/S036767652104027X

### ВВЕДЕНИЕ

Бесстолкновительные ударные волны (УВ) в остатках сверхновых звезд являются наиболее вероятными ускорителями галактических космических лучей (КЛ) до энергий порядка 100 ТэВ [1–5], и могут вносить вклад [6] в наблюдаемые спектры КЛ с энергиями выше ПэВ [7]. Вблизи фронтов бесстолкновительных УВ в остатках сверхновых звезд происходит ускорение частиц по механизму Ферми первого порядка при их рассеянии на флуктуациях магнитного поля. Магнитные поля в предфронте УВ усиливаются за счет плазменных неустойчивостей, вызванных анизотропией функции распределения ускоренных частиц. Значительная часть потока энергии, натекающего на фронт УВ, идет на ускорение частиц. Градиент давления ускоренных частиц модифицирует течение плазмы в предфронте ударной волны. В процессе развития неустойчивостей, рассеивающие центры начинают двигаться относительно системы покоя фоновой плазмы. Значение скорости относительного движения рассеивающих центров и системы покоя фоновой плазмы значительно влияет на процесс ускорения частиц и, соответственно, на усиление магнитных флуктуаций. В работе [8] развита нелинейная модель диффузионного ускорения частиц УВ, позволяющая рассчитывать спектры уско-

ренных частиц и флуктуаций магнитных полей, усиленных нерезонансными токовыми неустойчивостями. Модель включает в себя каскад турбулентной энергии флуктуаций и нагрев фоновой плазмы при диссипации мод. В данной работе рассматривается зависимость формы спектра КЛ от модели рассеяния, определяющей длины свободного пробега частиц.

### ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

В одномерной модели Монте-Карло [8] частицы разделены на фоновые и ускоренные. Ускоренной считается частица, хотя бы раз пересекшая поверхность УВ назад в предфронт. Распределение фоновых частиц далеко в невозмущенном предфронте характеризуется температурой и концентрацией, однако в окрестности вязкого скачка описание фоновой плазмы ведется на уровне отдельных частиц. Это позволяет без введения дополнительного параметра модели описать инжекцию частиц в процесс ускорения. Описание ускоренных частиц ведется на уровне индивидуальных частиц. Распространение частиц описывается длиной свободного пробега, определяемой спектром турбулентной энергии  $W(x, k)$ , и величиной импульса частицы в локальной системе покоя рассеивающих центров. Предполагается,

что система покоя рассеивающих центров движется относительно системы покоя фоновой плазмы со  $v_{scat}$  [8, 9]. В этой локальной системе отсчета рассеяние КЛ предполагается упругим и изотропным. В данной стационарной одномерной модели структура течения плазмы в предфронте УВ, а также спектры магнитных флуктуаций и КЛ определяются на основе итерационной процедуры. Подбирается профиль скорости течения фоновой плазмы  $u(x)$  таким образом, чтобы достигалось выполнение закона сохранения потока импульса в предфронте УВ. Закон сохранения массы в модели достигается автоматически. Закон сохранения потока энергии будет выполнен при достижении выполнения закона сохранения потока импульса [8, 9], если в предфронте УВ

$$v_{scat}(x) = - \int_{(k)} \Gamma(x, k) W(x, k) dk \Big/ \frac{dP_{cr}(x)}{dx}, \quad (1)$$

где  $P_{cr}(x)$  – давление ускоренных частиц,  $k$  – волновое число магнитных флуктуаций,  $\Gamma(x, k)$  – показатель роста энергии флуктуаций за счет плазменных неустойчивостей [8]. В данной работе включены резонансная неустойчивость и нерезонансная коротковолновая неустойчивость Белла. В отличие от работы [8] в выражениях для показателей роста, полученных в линейном приближении, мы заменяем постоянное магнитное  $B_0$  не на крупномасштабное поле  $B_b(x)$  (см [8]), а на среднеквадратичное магнитное поле

$$B_{eff}(x, k) = \sqrt{B_{st}^2 + B_0^2}, \quad (2)$$

$$B_{st}(x, k) = \sqrt{4\pi \int W(x, k') dk'}. \quad (3)$$

В рассматриваемой модели вязкий скачок УВ покоится в точке  $x = 0$ . Граница свободного ухода КЛ находится в точке  $x = L_{FEB}$ . Ускоренные частицы, пересекшие  $x = L_{FEB}$ , уходят из системы и уносят поток энергии  $Q_{esc}$ . В данной работе  $L_{FEB} = -3 \cdot 10^8 r_{g0}$ , где  $r_{g0} = \frac{u_{sh} m_p c}{e B_0}$ ,  $B_0 = 3$  мкГс значение постоянного магнитного поля в далеком предфронте,  $m_p$  – масса протона,  $c$  – скорость света,  $e$  – элементарный заряд,  $u_{sh} = 5000$  км · с<sup>-1</sup> – скорость ударной волны. Концентрация фоновой плазмы в далеком предфронте  $n_0 = 0.3$  см<sup>-3</sup>. Потоки плазмы за границей свободного ухода считаются невозмущенными и обозначаются в дальнейшем подстрочным индексом 0. Величины непосредственно перед фронтом ударной волны имеют подстрочный индекс 1, а за фронтом ударной волны они имеют подстрочный индекс 2. За фронтом ударной волны течение однородно, а  $v_{scat} = 0$ . Распространение частиц на каждой итерации проис-

ходит при фиксированных значениях скорости системы рассеивателей и спектре флуктуаций. Далее, из полученной функции распределения частиц, находятся ее моменты, скорость фоновой плазмы  $u(x)$ , показатели роста турбулентности для всех волновых чисел, поток энергии  $Q_{esc}$  (который из законов сохранения определяет полное сжатие плазмы ударной волной  $R_{tot}$ ). Скорость  $v_{scat}$  находим из выражения (1). Затем процесс повторяется до тех пор, пока закон сохранения потока импульса не выполнится с заданной точностью. Детали итерационной процедуры описаны в работах [8, 9].

В модели Монте-Карло частицы движутся прямолинейно и равномерно на расстояниях меньших длины свободного пробега, а затем происходит рассеяние, то есть изменение направления импульса частицы без изменения модуля ее импульса в системе покоя рассеивающих центров.

### РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Рассматривается плазма, состоящая из протонов и электронов. В расчетах используется модель турбулентного каскада А.Н. Колмогорова [10], включенная в уравнение изменения  $W(x, k)$  вблизи УВ [11], включающего также диссипацию мод и адиабатическое изменение спектра. Спектр турбулентной энергии  $W_0(k) \sim k^{-5/3}$  в далеком предфронте. Мы в данной работе моделируем самосогласованную задачу ускорения частиц в двух случаях, отличающихся выражением для длины пробега КЛ в предфронте УВ, при всех остальных одинаковых параметрах модели. При решении задачи об ускорении частиц астрофизическими УВ часто используют бомовскую модель длины пробега

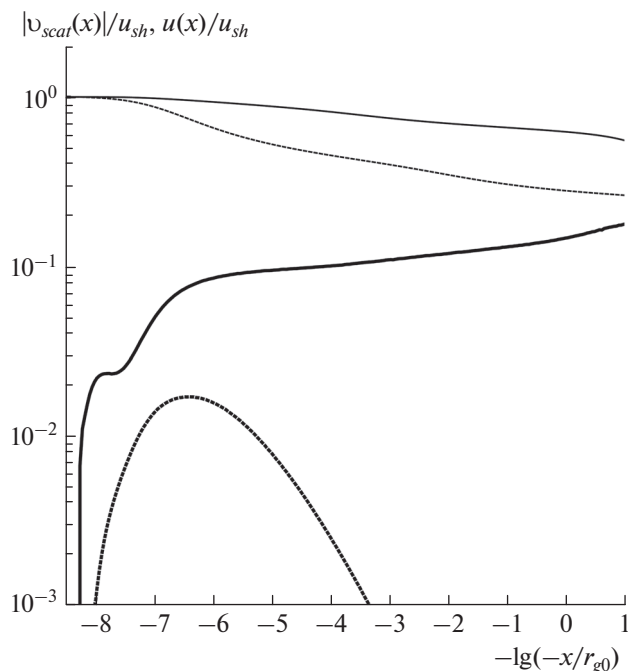
$$\lambda_B(x, p) = \frac{pc}{e B_{st}(x, p)}, \quad (4)$$

где  $p$  – импульс частицы. Однако, для продольной длинны пробега более адекватным феноменологическим выражением можно считать длину пробега в обобщенном режиме мелкомасштабных рассеивателей, соответствующую моделированию пробегов частиц в турбулентной среде [12],

$$\lambda_{ss}(x, p) = \left( \frac{pc}{\pi e} \right)^2 \left[ \int_{k_{res}}^{\infty} \frac{W(x, k')}{k'} dk' \right]^{-1}, \quad (5)$$

а связь импульса с резонансным волновым числом определяется соотношением

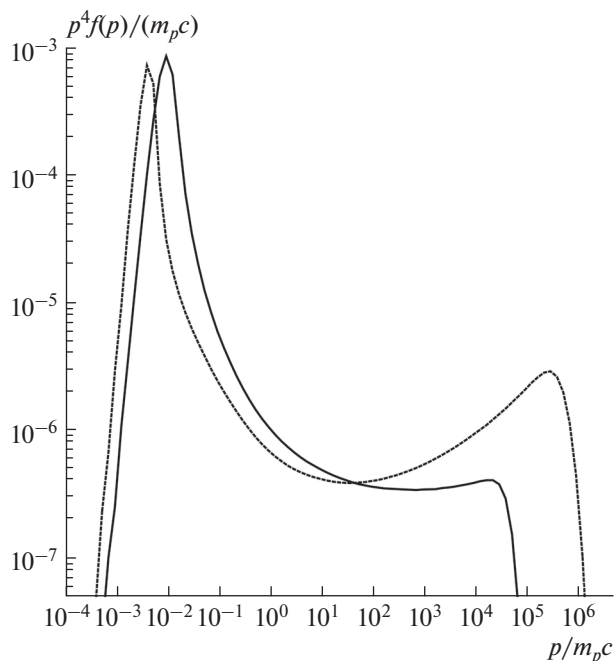
$$\frac{k_{res} pc}{e B_{eff}(x, k)} = 1. \quad (6)$$



**Рис. 1** Зависимости скорости фоновой плазмы  $u(x)$  (тонкие кривые) и модуля скорости движения рассеивающих центров относительно системы покоя фоновой плазмы  $|v_{scat}(x)|$  (кривые полужирными линиями) от координаты  $x$  в предфронте УВ. Расчет для обобщенного режима мелкомасштабных рассеивателей — сплошные кривые, расчет для боровской диффузии — штриховые кривые.

Как видно из рис. 1 модуль скорость рассеивающих центров в случае обобщенного режима мелкомасштабных рассеивателей (5) значительно больше, чем в случае боровской диффузии (4), и не спадает вплоть до фронта УВ. Также полное сжатие УВ в случае обобщенного режима мелкомасштабных рассеивателей  $R_{tot} \approx 5.06$ , а в боровском случае  $R_{tot} \approx 10.4$ . При этом значение магнитного поля за фронтом УВ в случае обобщенного режима мелкомасштабных рассеивателей  $B_{eff, 2} \approx 371$  мкГс не на много меньше, чем в боровском случае  $B_{eff, 2} \approx 465$  мкГс. Как видно из рис. 2 спектр частиц на высоких энергиях в случае обобщенного режима мелкомасштабных рассеивателей стал значительно мягче, а максимальный импульс ускоренных частиц меньше, чем в боровской модели рассеяния.

Результаты работы были получены с использованием вычислительных ресурсов суперкомпьютерного центра Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого (scc.spbstu.ru).



**Рис. 2.** Спектр протонов на фронте УВ. Расчет для обобщенного режима мелкомасштабных рассеивателей — сплошные кривые, расчет для боровской диффузии — штриховые кривые.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Amato E. // Int. J. Mod. Phys. D. 2014. V. 23. No. 7. Art. No. 14300.
2. Bell A.R. // Astropart. Phys. 2013. V. 43. P. 56.
3. Malkov M.A., Aharonian F.A. // Astrophys. J. 2019. V. 881 Art. No. 2.
4. Ptuskin V., Zirakashvili V., Seo E.-S. // Astrophys. J. 2013. V. 763. Art. No. 47.
5. Sveshnikova L.G., Strelnikova O.N., Ptuskin V.S. // Astropart. Phys. 2013. V. 50. P. 33.
6. Bykov A.M., Ellison D.C., Marcowith A., Osipov S.M. // Space Sci. Rev. 2018. V. 214. Art. No. 41.
7. Budnev N.M., Chiavassa A., Gress O.A. et al. // Astropart Phys. 2020. V. 117. Art. No. 102406.
8. Bykov A.M., Ellison D.C., Osipov S.M., Vladimirov A.E. // Astrophys. J. 2014. V. 789. Art. No. 137.
9. Osipov S.M., Bykov A.M., Ellison D.C. // J. Phys. Conf. Ser. 2019. V. 1400. Art. No. 022004.
10. Matthaeus W.H., Oughton S., Zhou Y. // Phys. Rev. E. 2009. V. 79. Art. No. 035401.
11. Bykov A.M., Ellison D.C., Osipov S.M. // Phys. Rev. E. 2017. V. 95. Art. No. 033207.
12. Casse F., Lemoine M., Pelletier G. // Phys. Rev. D. 2002. V. 65. Art. No. 023002.

**Nonlinear Monte-Carlo model of particle acceleration  
by a collisionless shock wave for various scattering laws****S. M. Osipov<sup>a, \*</sup>, A. M. Bykov<sup>a, b</sup>**<sup>a</sup>*Ioffe Institute RAS, St. Petersburg, Russia*<sup>b</sup>*Peter The Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia**\*e-mail: osm2004@mail.ru*

A nonlinear Monte Carlo model is presented in which the spectra of accelerated particles and magnetic fluctuations are calculated self-consistently, taking into account nonlinear effects and the development of plasma instabilities in the vicinity of a strong shocks. Various model modes of particle scattering are considered. It is shown that the spectrum of accelerated particles is significantly softened when using the generalized small-scale scattering regime, in comparison with the Bohm scattering law.