



ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ

**Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе**  
**Российской академии наук**

**Нелинейная модель Монте-Карло ускорения  
частиц бесстолкновительной ударной волной  
при различных законах рассеяния частиц**

Сергей Михайлович Осипов, Андрей Михайлович Быков

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

Skype: [osergm](https://www.skype.com/people/osergm)

ФТИ им. Иоффе РАН

2020

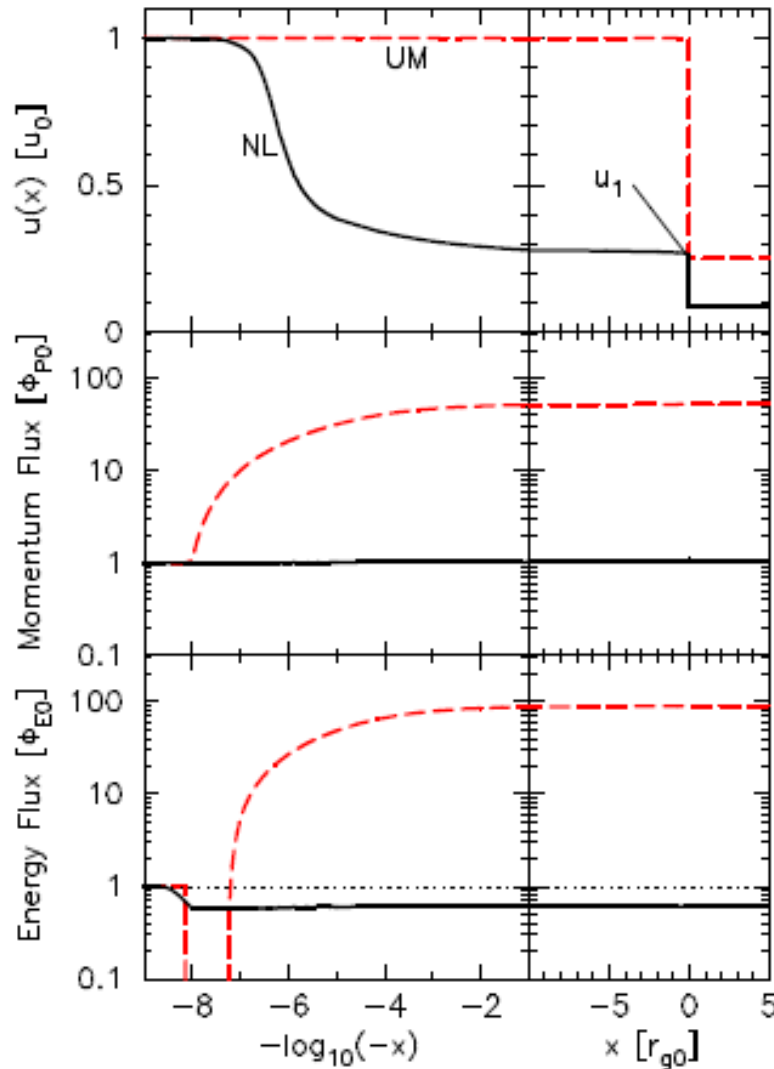
## Описание нелинейной модели Монте-Карло ускорения частиц бесстолкновительной ударной волной

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.

В нашей стационарной плоскопараллельной одномерной модели Монте-Карло 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  $v_{scat}$ . 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 потока массы в модели достигается автоматически. Закон сохранения потока энергии достигается за счет определения выражения для  $v_{scat}(x)$ .

## Скорость фоновой плазмы, потоки импульса и энергии

(иллюстрация модификации предфронта давление ускоренных частиц и достижения выполнения законов сохранения потоков импульса и энергии в итерационной схеме Монте-Карло)



$$r_{g0} = \frac{m_p c u_0}{e B_0}$$

$m_p$  - масса протона

$c$  - скорость света

$u_0$  - скорость ударной волны

$e$  - элементарный заряд

$B_0$  - постоянное поле в межзвездной среде

$n_0$  - концентрация протонов в межзвездной среде

$$n_0 = 0.3 \text{ см}^{-3}; u_0 = 5000 \frac{\text{км}}{\text{с}}; B_0 = 3 \text{ мкГс}$$

## Законы сохранения

$$\rho(x)u(x) = \rho_0 u_0 \quad - \text{ ПОТОК МАССЫ}$$

$$\rho(x)u^2(x) + P_{th}(x) + P_{cr}(x) + P_w(x) = \Phi_{P0} \quad - \text{ ПОТОК ИМПУЛЬСА}$$

$$\frac{\rho(x)u^3(x)}{2} + F_{th}(x) + F_{cr}(x) + F_w(x) + Q_{esc} = \Phi_{E0} \quad - \text{ ПОТОК ЭНЕРГИИ}$$

Связи между потоками энергии компонент и их давлениями

Поток энергии фоновой плазмы

Поток энергии и давление турбулентности

$$F_{th}(x) = u(x) \frac{\gamma_g P_{th}(x)}{\gamma_g - 1}$$

$$F_w(x, k) = \frac{3}{2} u(x) W(x, k) \quad P_w(x, k) = \frac{W(x, k)}{2}$$

Уравнение переноса для спектра энергии турбулентности

$$\frac{\partial F_w(x, k)}{\partial x} + \frac{\partial \Pi(x, k)}{\partial k} = u(x) \frac{\partial P_w(x, k)}{\partial x} + \underbrace{\Gamma(x, k) W(x, k)}_{\substack{\text{усиление поля} \\ \text{неустойчивостями}}} - \underbrace{L(x, k)}_{\text{диссипация}}$$

каскад

Изменения потоков энергий компонент

$$\frac{dF_w(x)}{dx} = u(x) \frac{dP_w(x)}{dx} + \int_{(k)} \Gamma(x, k) W(x, k) dk - L(x)$$

$$\frac{dF_{th}(x)}{dx} = u(x) \frac{dP_{th}(x)}{dx} + L(x)$$

$$\frac{dF_{cr}(x)}{dx} = \left[ u(x) + v_{scat}(x) \right] \frac{dP_{cr}}{dx}$$

$$v_{scat}(x) = - \int_{(k)} \Gamma(x, k) W(x, k) dk \left/ \frac{dP_{cr}}{dx} \right.$$

Каскад турбулентной энергии:  $\Pi(x, k) = C_{casc} \frac{k^{\frac{11}{2}} W^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{\rho}} \frac{\partial}{\partial k} \left( \frac{W}{k^2} \right)$ ,  $\Pi = \rho \varepsilon \Rightarrow C_{casc} = \frac{3}{11} C_{colm}^{-\frac{3}{2}}$

Диссипация турбулентной энергии:  $L(x, k) = \nu_A k^2 k_{th}^{-1} W(x, k)$

$$k_{th} = \frac{eB_{eff}(x)}{c\sqrt{m_p k_B T_{th}(x)}}, \quad B_{eff}(x) = \sqrt{B_{st}^2 + B_0^2}, \quad B_{st}(x) = \sqrt{4\pi \int W(x, k') dk'}$$

$$\nu_A = \frac{B_{eff}(x)}{\sqrt{4\pi\rho(x)}}; \quad T_{th}(x), \rho(x) - \text{температура и плотность фоновой плазмы}$$

Показатель роста плазменных коротковолновой нерезонансной и резонансной неустойчивостей

$\Gamma(x, k) = 2 \operatorname{Im}[\omega(x, k)]$ ;  $\omega(x, k)$  - частота моды с максимальным показателем роста из дисперсионного

соотношения:  $\omega^2 \approx k^2 \nu_A^2 \left( 1 \mp \frac{k_c}{k} \left[ \frac{A(x, k)}{J_{cr}(x)} - 1 \right] \right)$ ;  $k_c = \frac{4\pi J_{cr}(x)}{c B_{eff}(x)}$ ;  $J_{cr}(x) = \int_0^\infty J_{cr}(x, p) p^2 dp$

$J_{cr}(x, p)$  - электрический ток ускоренных частиц с импульсом  $p$  в системе покоя фоновой плазмы

$$A(x, k) = \int_0^\infty \sigma(p) J_{cr}(x, p) p^2 dp; \quad \chi = \frac{cpk}{eB_{eff}(x)}$$

$$\sigma(p) = \frac{3}{2\chi^2} + \frac{3}{4\chi} \left( 1 - \frac{1}{\chi^2} \right) \ln \left( \frac{|\chi+1|}{|\chi-1|} \right) \mp i \frac{3\pi}{4\chi} \left( 1 - \frac{1}{\chi^2} \right) \Theta(\chi-1)$$

Мы исследуем процесс ускорения частиц при двух различных законах рассеяния

Бомовская длина пробега

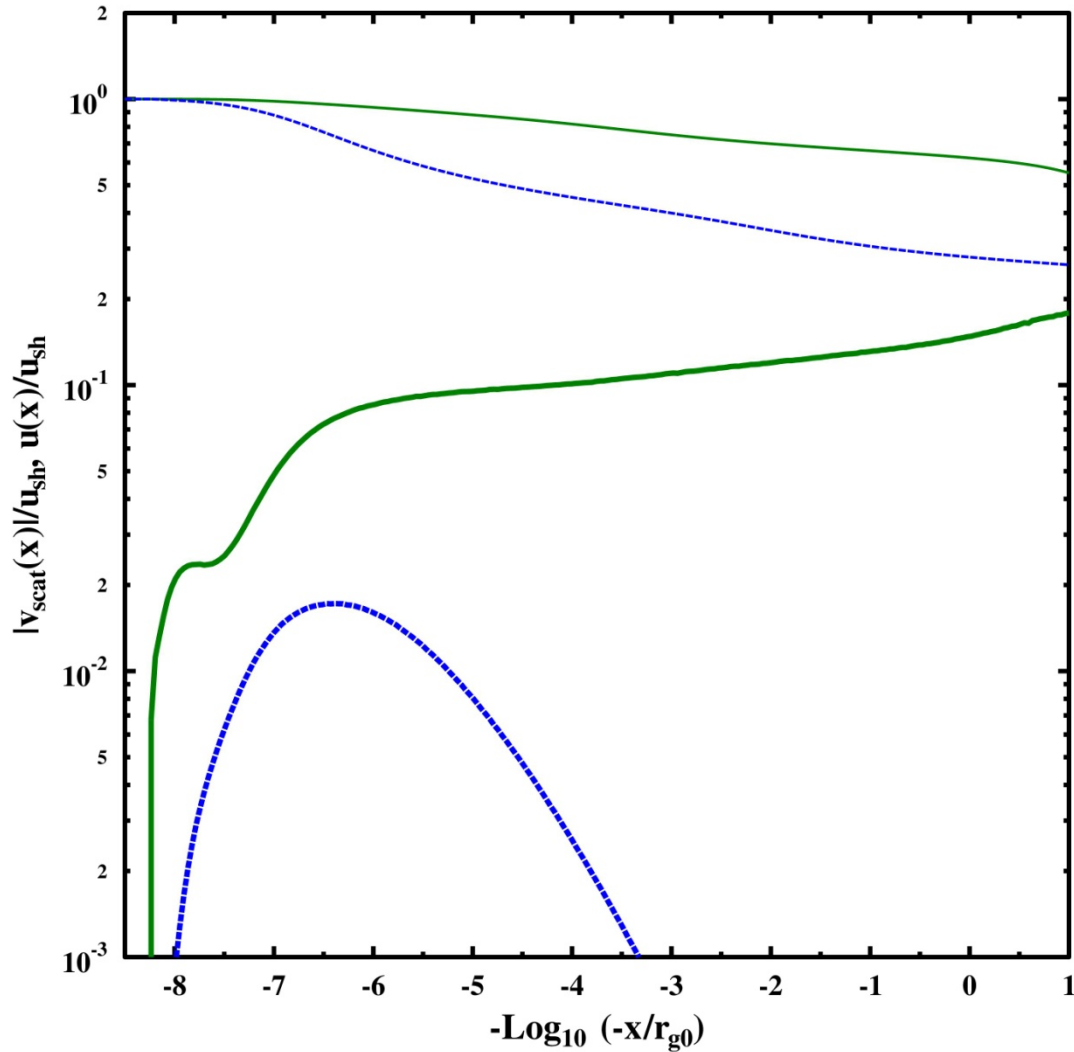
$$\lambda_B(x, p) = \frac{pc}{eB_{st}(x)}$$

Длина пробега в обобщенном режиме мелкомасштабных рассеивателей

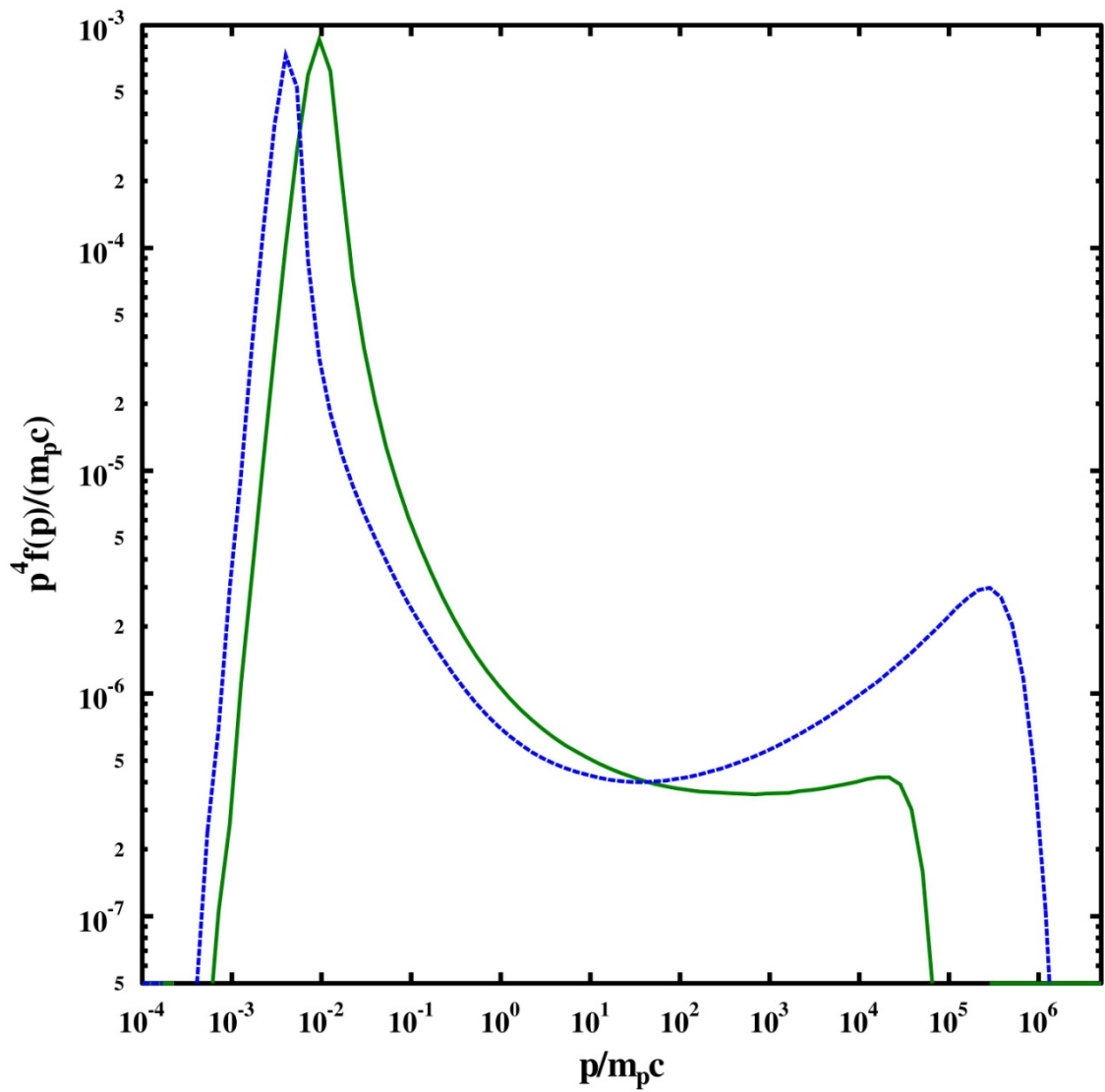
$$\lambda_{ss}(x, p) = \frac{\left(\frac{pc}{\pi e}\right)^2}{\int_{k_{res}}^{\infty} \frac{W(x, k')}{k'} dk'}$$

$$\frac{k_{res} pc}{eB_{eff}(x)} = 1, \quad B_{eff}(x) = \sqrt{B_{st}^2 + B_0^2}, \quad B_{st}(x) = \sqrt{4\pi \int W(x, k') dk'}$$

Зависимости скорости фоновой плазмы  $u(x)$  (тонкие кривые) и модуля скорости движения рассеивающих центров относительно системы покоя фоновой плазмы  $|v_{\text{scat}}(x)|$  (кривые полужирными линиями) от координаты  $x$  в предфронте УВ. Расчет для обобщенного режима мелкомасштабных рассеивателей – сплошные зеленые кривые, расчет для бомовской диффузии – штриховые синие кривые.



Спектр протонов на фронте УВ. Расчет для обобщенного режима мелкомасштабных рассеивателей – сплошные зеленые кривые, расчет для боровской диффузии – штриховые синие кривые.





## Результаты Монте-Карло моделирования ускорения частиц бесстолкновительной ударной волной при различных законах рассеяния

Модуль скорость рассеивающих центров в случае обобщенного режима мелкомасштабных рассеивателей значительно больше, чем в случае бомовской диффузии, и не спадает вплоть до фронта УВ. Также полное сжатие УВ в случае обобщенного режима мелкомасштабных рассеивателей  $R_{\text{tot}} \approx 5.06$ , а в бомовском случае  $R_{\text{tot}} \approx 10.4$ . При этом значение магнитного поля за фронтом УВ в случае обобщенного режима мелкомасштабных рассеивателей  $B_{\text{eff},2} \approx 371$  мкГс не на много меньше, чем в бомовском случае  $B_{\text{eff},2} \approx 465$  мкГс. Спектр частиц на высоких энергиях в случае обобщенного режима мелкомасштабных рассеивателей стал значительно мягче, а максимальный импульс ускоренных частиц меньше, чем в бомовской модели рассеяния.

Спасибо за внимание!!!