

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ СПЕКТРА ТУРБУЛЕНТНОСТИ ВИСТЛЕРОВ НА ПРОЦЕССЫ РАССЕЯНИЯ И УСКОРЕНИЯ НЕТЕПЛОВЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ВО ВСПЫШЕЧНОЙ ПЕТЛЕ

Филатов Л.В.¹, Мельников В.Ф.²

¹*Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет,
Нижний Новгород, Россия*

²*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

INFLUENCE OF THE PARAMETERS OF THE WHISTLER TURBULENCE SPECTRUM ON THE SCATTERING AND ACCELER- ATION OF NON-THERMAL ELECTRONS IN A FLARE LOOP

Filatov L.V.¹, Melnikov V.F.²

¹*Nizhny Novgorod State University of Architecture and Civil Engineering,
Nizhny Novgorod, Russia*

²*Pulkovo Observatory of RAS, St. Petersburg, Russia*

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-325-328>

The work is devoted to the study of changes in the energy spectrum of non-thermal electrons in the flare loop due to their interaction with whistler turbulence of various frequency spectra. It is shown that the effect of wave-particle interaction on effectiveness of acceleration of electrons with energies $E > 1$ MeV is significantly larger for the relatively lower central frequency of the whistler spectrum. The results of simulation are based on solution of the kinetic Fokker-Plank equation for a one-dimensional model of an inhomogeneous loop with a given non-stationary electron injection and a narrow-band spectrum of whistler turbulence.

Нетепловые электроны, ускоренные тем или иным образом в процессе вспышечного энерговыделения, инжектируются в петлю с неоднородным магнитным полем и попадают в магнитную ловушку. Дрейфуя в ней и отражаясь от магнитных пробок, электроны взаимодействуют с частицами и волновыми полями фоновой плазмы. При этом с нетепловыми электронами происходит ряд процессов, таких как накопление в петле и высыпание в фотосферу, изотропизация и ускорение. Это, в свою очередь, влияет на характеристики генерируемого ими микроволнового и жесткого рентгеновского излучения.

Взаимодействие с волнами, образующими турбулентность в петле может быть весьма эффективным [1, 2]. Так, эффективность взаимодействия электронов энергии более 100 кэВ с вистлерами на порядки больше кулоновского [3, 4]. В цитируемых работах рассматривался спектр вистлеровской турбулентности как широкополосный степенной спектр колмогоровского типа. Однако ясно, что вистлеры разных частот вносят разный вклад в суммарное взаимодействие электронов с турбулентностью. Поэтому в настоящей работе мы сконцентрировались на рассмотрении особен-

ностей влияния узкополосных спектров турбулентности вистлеров на доускорение и рассеяние электронов во вспышечной петле, на их энергетическое, питч-угловое и пространственное распределения, а также на их динамику в петле.

Описание модели

Рассматривается одномерная нестационарная модель вспышечной петли в виде симметричной магнитной трубки с заданным неоднородным по длине магнитным полем $B(s)$ и плотностью $n(s)$, заполняющей ее холодной фоновой плазмой. В вершине такой петли-ловушки производится нестационарная инжекция быстрых нетепловых электронов, задаваемая функцией $F(E, \mu, s, t)$ со степенным спектром по энергии E (в долях $m_e c^2$) и гауссовым спектром по остальным независимым координатам: расстоянию s до вершины петли, косинусу питч-угла электрона $\mu = \cos \alpha$, времени t . Динамика нетепловых электронов в диффузионном приближении описывается кинетическим уравнением Фоккера-Планка для функции распределения $f(E, \mu, s, t)$ [5]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial s}(c\beta\mu f) - \frac{\partial}{\partial \mu} \left(c\beta \frac{1-\mu^2}{2} \frac{1}{B} \frac{dB}{ds} f \right) = \frac{\partial}{\partial \mu} \left((D_{\mu\mu}^c + D_{\mu\mu}^w) \frac{\partial f}{\partial \mu} \right) + \frac{1}{\beta\gamma^2} \frac{\partial}{\partial E} \left(D_{EE}^w \frac{\partial f}{\partial E} \right) + F.$$

Здесь β – скорость электрона (доля от скорости света c), $\gamma = E + 1$ – фактор Лоренца, $D_{\mu\mu}^w, D_{EE}^w$ – коэффициенты диффузии электронов по питч-углам и энергии, обусловленные взаимодействием с турбулентностью вистлеров. При распространении вистлеров вдоль петли, их частота ω и волновое число k связаны следующим дисперсионным соотношением [5]:

$$N^2 = \left(\frac{ck}{\omega} \right)^2 = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega_e - \omega)}, \quad \omega_i < \omega < \omega_e < \omega_p,$$

где $\omega_p(s)$, $\omega_e(s)$ – плазменная и гиро- частоты электронов в точке s .

Причинами наполнения петли вистлерами могут быть: во-первых генерация вистлеров инжектированными нетепловыми электронами с анизотропным распределением [4], а во-вторых процесс конверсии БМЗ и ионно-звуковых волн, образующихся в области вспышечного энергоснабжения [2]. В [4] показано, что генерация вистлеров нетепловыми электронами происходит в узкой полосе частот, поэтому будем полагать, что плотность энергии пакета волн вистлеров задана, соответствует узкополосному гауссовскому спектру и не изменяется во времени. Считая турбулентность слабой, такой, что взаимодействием между модами волн можно пренебречь [2], будем использовать для описания взаимодействия быстрых электронов с вистлерами квазилинейное приближение [6]. Согласно ему, взаимодействие происходит на резонансных волнах, с которыми у электрона проис-

ходит энергообмен и рассеяние. Условие такого резонанса с учетом доплеровского сдвига частоты [5]:

$$\omega - \mu c \beta k = \omega_e / \gamma.$$

При решении этого уравнения совместно с дисперсионным уравнением, для электронов определяются резонансные волны (k_r, ω_r) . Тогда коэффициенты диффузии на турбулентности вистлеров будут [5, 7]:

$$D_{\mu\mu}^W = \frac{\pi\omega_e}{2B^2}(1-\mu^2)\sum_r k_r W(k_r), \quad D_{EE}^W = \frac{\pi\omega_e}{2B^2}(1-\mu^2)\gamma^2\beta^3\sum_r k_r W(k_r)\left(\frac{\gamma}{N_r}\right)^2.$$

Результаты моделирования и выводы

При проведении численных расчётов, как и в работе [3], была выбрана параболическая геометрия петли длиной $2l$ и магнитного поля с пробочным отношением $B_{\max}(l)/B_{\min}(0)=5$. Неоднородность концентрации фоновой плазмы принята равной $n_{\max}(l)/n_{\min}(0)=1000$. Параметры задаваемой изотропной инжекции со степенным энергетическим спектром следующие:

$$F(E, \mu, s, t) = F_0 \cdot \left(\frac{E}{E_{\min}}\right)^{-\delta} \exp\left(-\left(\frac{s-s_0}{s_1}\right)^2 - \left(\frac{t-t_0}{t_1}\right)^2\right) \quad \delta = 3.6, \quad E_{\min} = 0.511 \text{ keV}, \quad s_0 = 0, \quad s_1 \cdot 10^8 \text{ nT},$$

Инжекция во времени изменялась от 0 до 10 секунд гауссовым импульсом с параметрами $t_0 = 1.5 \text{ s}$, $t_1 = 1.5 \text{ s}$. Спектр плотности энергии вистлеров также задавался гауссовым распределением по частоте:

$$W(\omega, s) \sim W_0 \exp\left(-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\omega_1^2}\right), \quad W_{\text{tot}}(s) = \int_0^\infty W(\omega, s) d\omega \approx W_0 \omega_1.$$

Центральная частота пакета волн определяется параметром ω_0 , а его ширина параметром ω_1 . Амплитуда волн определяется параметром W_0 . Ниже на рис.1 приводятся результаты расчетов для центра петли с амплитудой $W_0 = w_{00} = 10^{-3} \text{ erg} \cdot \text{s} \cdot \text{cm}^{-3}$ и шириной полосы вистлеров $\omega_1 = 1 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$.

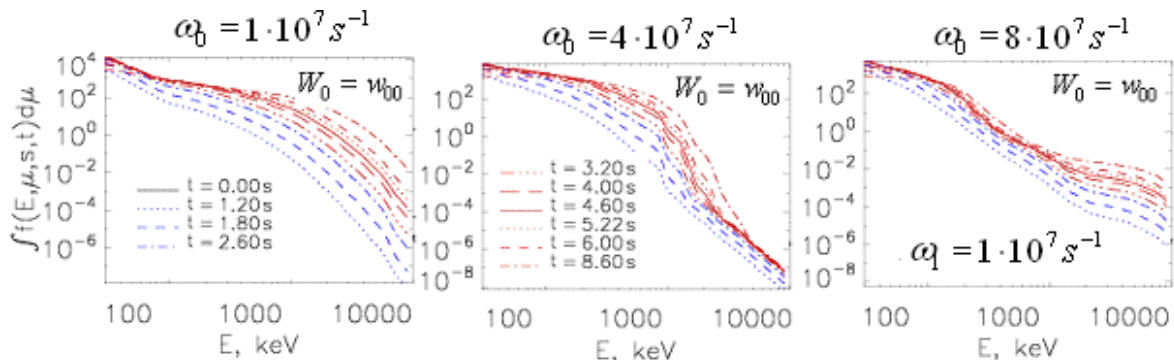


Рис. 1.

На рис. 1 представлены энергетические спектры нетепловых электронов в различные моменты времени в центре петли для трех значений центральной частоты. Можно видеть, что самое эффективное ускорение не-

тепловых электронов реализуется для случая низкой частоты турбулентности вистлеров. При этом на энергиях более 1 MeV эффективность ускорения возрастает на 2–5 порядков. Спектр электронов «уплощается», становится более пологим, по сравнению со спектром инжекции.

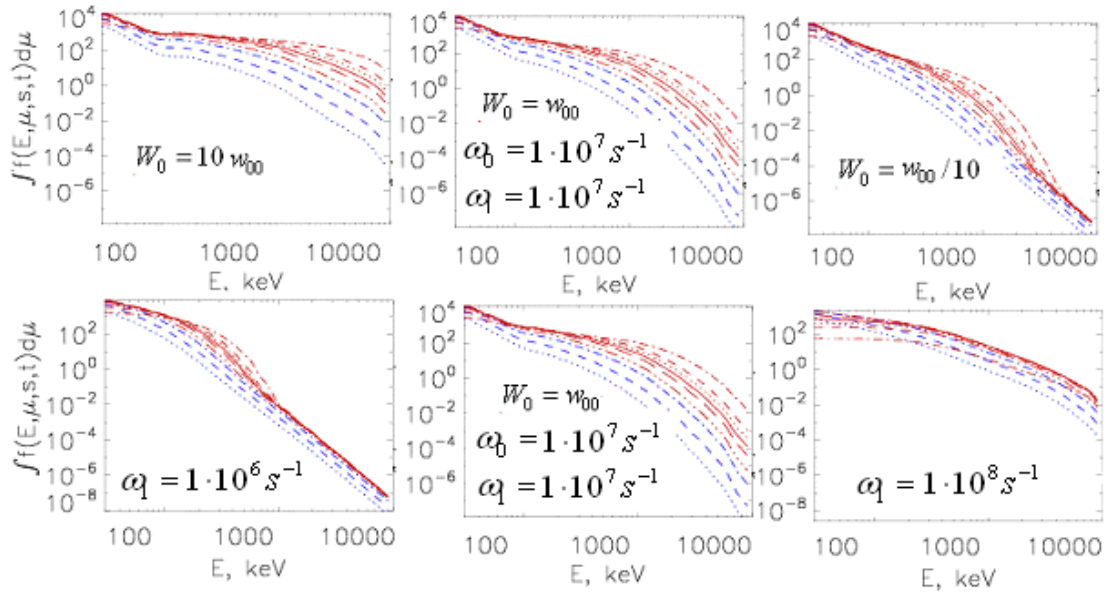


Рис. 2.

Рис. 2 демонстрирует влияние изменения плотности энергии вистлеров через изменение амплитуды W_0 (верхние панели) и через изменение ширины полосы частот ω_1 (нижние панели). Средние панели соответствуют расчетам на рис. 1. Можно видеть, что увеличение уровня турбулентности $W_{tot} = W_0 \cdot \omega_1$ ожидаемо увеличивает эффективность ускорения высокоэнергичных электронов.

Таким образом, при сделанных в модели предположениях, доускорение инжектированных электронов может существенно влиять на их энергетический спектр в петле. Существенным при этом является величина центральной частоты узкополосного спектра турбулентности, а также плотность энергии турбулентности.

Исследование выполнено при финансовой поддержке грантов РФФИ_Чехия № 20-52-26006 (ЛВФ) и РФФИ № 22-12-00308 (ВФМ).

Литература

1. Степанов А.В., Зайцев В.В. Магнитосферы солнца и звезд. – М.: Наука, 2018. – 392 с.
2. Каплан С.А., Цытович В.Н. Плазменная астрофизика. – М.: Наука, 1972. – 440 с.
3. Filatov L.V., Melnikov V.F. // Ge&Ae, 2017, V. 57, № 8, P. 1001-1008.
4. Melnikov V.F., Filatov L.V. // Ge&Ae, 2020, V. 60, № 8, P. 1126-1131.
5. Hamilton R.J., Petrosian V. // Astrophys.J., 1992, V. 398, №10, P.350-358.
6. Веденов А.А., Велухов Е.П., Сагдеев Р.З. // Ядерный синтез, 1962, т. 2, № 2, с. 465-475.
7. Melrose D.B. // Solar Physics, 1974, V. 37, № 4, P. 353-365.