

РАССЕЯНИЕ И УСКОРЕНИЕ НЕТЕПЛОВЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ СОГЛАСОВАННОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С НЕСТАЦИОНАРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТЬЮ ВИСТЛЕРОВ 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*

SCATTERING AND ACCELERATION OF NON-THERMAL ELECTRONS IN CONSISTENT INTERACTION WITH NON-STATIONARY TURBULENCE OF WHISTLERS 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*

The influence of the parameters of a compact nonstationary whistler turbulence source localized at the top of a flare loop on the energy and pitch angular distributions of electrons in the loop is considered.

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-327-330>

Для вычисления распределений инжектируемых во вспышечную петлю нетепловых электронов по энергиям и питч-углам в каждой точке петли необходимо рассмотреть взаимодействие электронов с частицами плазмы петли и волновыми полями в ней [1, 2]. В работах [3, 4] мы рассмотрели, как отразится на распределении инжектированных электронов их рассеяние и ускорение при обмене импульсами и энергией между электронами и волнами вистлеровской турбулентности, заполняющей вспышечную петлю. В этих работах предполагалось, что турбулентность была заданной и неизменной в процессе вспышки. Однако турбулентность при согласованном взаимодействии с нетепловыми электронами может, как затухать, так и генерироваться [5].

Целью настоящей работы является рассмотрение более реалистичной модели формирования турбулентности вистлеров в петле, в которой задаётся не распределение турбулентности в петле, а модель компактного источника турбулентности. Мы проводим оценку влияния параметров модели источника на генерацию и затухание турбулентности в петле, а также на энергетическое и питч-угловое распределение электронов в петле.

Описание модели

В работе рассматривается нестационарная одномерная модель вспышечной петли в виде симметричной магнитной трубки с заданными неодно-

родными по длине магнитным полем $B(s)$ и плотностью $n(s)$ фоновой плазмы. В вершине такой петли-ловушки происходит инжекция быстрых нетепловых электронов, задаваемая функцией источника $F(E, \mu, s, t)$ 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 $\mu = \cos \alpha$ и времени t . Пусть в петле имеется турбулентность вистлеровских волн, генерируемая некоторым нестационарным компактным источником $Q(k, s, t)$ вистлеров в определенном диапазоне частот ω и волновых чисел k .

Согласованная динамика нетепловых электронов в диффузионном приближении описывается кинетическим уравнением Фоккера-Планка для функции распределения $f(E, \mu, s, t)$ [6]:

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

а плотность энергии турбулентности $W(k, s, t)$ уравнением переноса [2]:

$$\frac{\partial W}{\partial t} + v_g \frac{\partial W}{\partial s} = 2\eta W + Q.$$

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, $\eta(k, s, t)$ – инкремент нарастания плотности энергии волн, v_g – групповая скорость при распространении вистлеров вдоль петли. Частота вистлеров и волновые числа связаны дисперсионным соотношением [7]:

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

где $\omega_p(s), \omega_e(s)$ – плазменная и гирочастота электронов в каждой точке.

Источником вистлеров в петле могут быть различные процессы, связанные с нестационарным энерговыделением во вспышечной области, такие как конверсия БМЗ и ионно-звуковых волн в вистлеры, а также генерация вистлеров из-за взаимодействия с анизотропными распределениями тепловых и нетепловых электронов [2]. В силу сложности этих процессов мы полагаем, что источник турбулентности может быть задан гауссовым профилем по частоте, положению в петле и времени. Считая турбулентность слабой, такой, что энергия турбулентных пульсаций много меньше тепловой энергии плазмы и магнитной энергии [2], будем использовать квазилинейное приближение для описания согласованного взаимодействия электронов с вистлерами [8]. Согласно ему, взаимодействие (энергообмен и рассеяние) происходит на резонансных волнах. Условие такого резонанса с учетом доплеровского сдвига частоты [2, 7]:

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

Рассматривая это уравнение совместно с дисперсионным уравнением, для электронов с некоторымpitch-углом и энергией определяются резонансные волны (k_r, ω_r) . Затем вычисляются коэффициенты диффузии электронов и инкремент турбулентности вистлеров [6, 7]:

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

$$\eta(k, s, t) = \frac{4\pi^2 e^2 \cdot v_g}{kc} \int (1-\mu_r^2) \gamma^2 \beta^2 \left\{ \frac{1}{\beta\gamma^2} \frac{\partial f}{\partial \mu} + \frac{\gamma\beta}{N_r} \frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{f}{\beta\gamma^2} \right) \right\} dE \Big|_{\mu=\mu_r}$$

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}, \quad \mu_r = \frac{\omega - \omega_e / \gamma}{k_r \cdot c \beta}, \quad N_r = \frac{ck_r}{\omega_r}.$$

Результаты моделирования и выводы

При проведении численных расчётов, как и в работах [3, 4], 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 имеющей степенную зависимость с перепадом равным $n_{\max}(l)/n_{\min}(0)=10^3$. Параметры задаваемых изотропной инжекции и синхронного с ней источника турбулентности следующие:

$$F(E, \mu, s, t) = F_0 \cdot \left(\frac{E}{E_{\min}} \right)^{-\delta} \exp \left(- \left(\frac{s-s_0}{s_1} \right)^2 - \left(\frac{t-t_0}{t_1} \right)^2 \right), \quad \delta = 3.6, \quad E_{\min} = 511 \text{ эВ}, \quad s_0 = 0, \quad s_1 = 3 \cdot 10^8 \text{ см}$$

$$Q(\omega, s, t) = Q_0 \cdot \exp \left(- \left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_1} \right)^2 - \left(\frac{s-s_0}{s_1} \right)^2 - \left(\frac{t-t_0}{t_1} \right)^2 \right), \quad \omega_0 = 10^9 \text{ с}^{-1}, \quad \omega_1 = 10^9 \text{ с}^{-1}, \quad Q_0 = 10^{-6} \text{ эрг} / \text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$$

Инжекция во времени для электронов и источника вистлеров задана гауссовым импульсом с параметрами $t_0 = 1.5 \text{ с}$, $t_1 = 1.5 \text{ с}$. Константа F_0 определяет интенсивность внешней инжекции нетепловых электронов. Расчеты проводились для мощности инжекции $F_0 = 10^4 \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-3}$, что соответствует потоку электронов $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ за время вспышки. Малый безразмерный параметр $R = t_1 Q_0 \omega_1 / B^2 v_g$ показывает уровень плотности энергии турбулентности вистлеров по отношению к плотности энергии магнитного поля в каждой точке петли.

На рисунке верхние панели соответствуют низкому уровню источника турбулентности ($R=10^{-9}$), а нижние панели – в 5 раз более высокому ($R=5 \cdot 10^{-9}$). Рисунок (левые панели) показывает изменение во времени инкремента вистлеров в зависимости от их частоты при разных уровнях мощности источника турбулентности в центре петли. Можно видеть заметное затухание низкочастотных волн при более интенсивном источнике турбулентности. При низкой интенсивности турбулентности, инкремент положителен $\eta > 0$ на низких частотах, что ведёт к усилению и некоторому росту уровня турбулентности в ограниченном диапазоне частот вистлеров. При более высокой

интенсивности источника турбулентности, инкремент отрицателен на всех частотах, что приводит к заметному уменьшению уровня турбулентности.

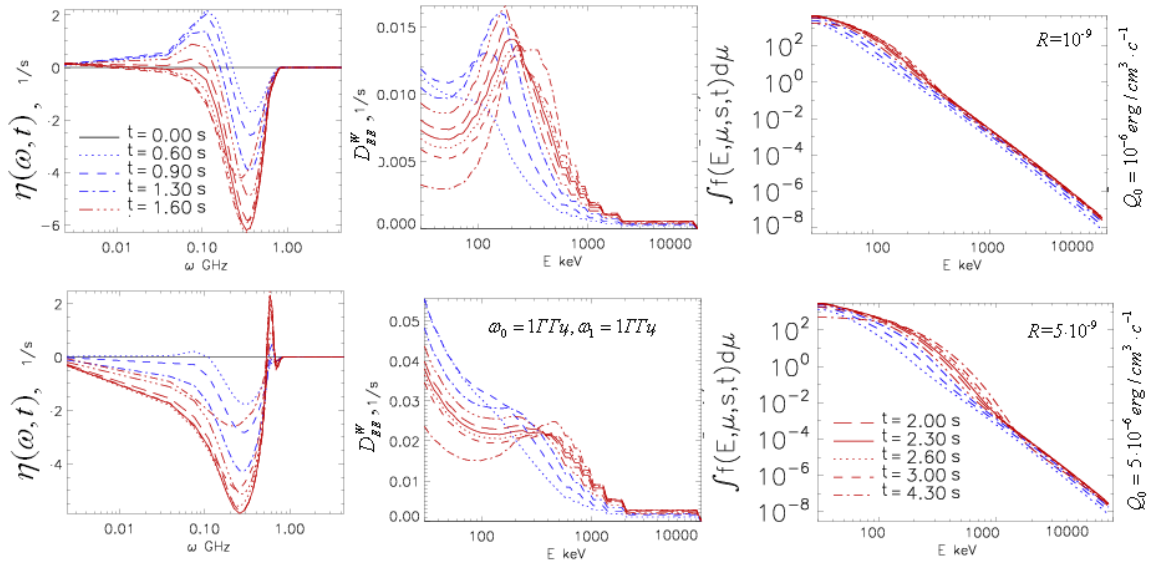


Рисунок.

На центральных панелях показаны соответствующие изменения во времени спектра коэффициента диффузии по энергии, а на правых панелях энергетические спектры электронов. При слабом источнике турбулентности $R = 10^{-9}$, диффузия электронов по энергии оказывается слишком слабой ($D_{EE} \sim 10^{-2} \text{ c}^{-1}$), несмотря на рост коэффициента диффузии во времени. Очевидно, что этого явно недостаточно, чтобы привести к заметному изменению спектра электронов (правые панели). При более высоком уровне мощности источника турбулентности, $R = 5 \cdot 10^{-9}$, несмотря на монотонное уменьшение коэффициента диффузии, энергетический спектр электронов заметно уплотняется, свидетельствуя о значительном рассеянии и ускорении электронов в области энергий ($E = 100 \text{ кэВ} - 1 \text{ МэВ}$). Однако происходит это благодаря большим значениям коэффициента диффузии поpitch-углам и энергии, обусловленным высоким уровнем источника турбулентности, а не её самосогласованной генерацией в результате развития неустойчивости.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, грант № 22-12-00308 (ВФМ).

Литература

1. Степанов А.В., Зайцев В.В. Магнитосферы солнца и звезд. – М.: Наука, 2018, – 392с.
2. Каплан С.А., Цытович В.Н. Плазменная астрофизика. – М.: Наука, 1972, – 440с.
3. Filatov L.V., Melnikov V.F. // Ge&Ae, 2017, V. 57, № 8, P. 1001-1008.
4. Filatov L.V., Melnikov V.F. // Ge&Ae, 2022, V. 62, № 8 (в печати).
5. Melnikov V.F., Filatov L.V. // Ge&Ae, 2020, V. 60, №8, P.1126-1131.
6. Melrose D.B. // Solar Physics, 1974, V. 37, № 4, P. 353-365.
7. Hamilton R.J., Petrosian V. // Astrophys.J. 1992, V. 398. № 10. P. 350-358.
8. Ведынов А.А., Велихов Е.П., Сагдеев Р.З. // Ядерный синтез. 1962. Т. 2. № 2. С. 465-475.