РАССЕЯНИЕ НЕТЕПЛОВЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И ГЕНЕРАЦИЯ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ВИСТЛЕРОВ ВО ВСПЫШЕЧНОЙ ПЕТЛЕ

Филатов Л.В.¹, Мельников В.Ф.²

¹*Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет, Россия*

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

SCATTERING OF NONTHERMAL ELECTRONS AND WHISTLER TURBULENCE GENERATION IN FLARE LOOP

Filatov L.V.¹, Melnikov V.F.²

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

²*Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, Saint Petersburg, Russia*

In this article we consider coherent interaction of fast electrons injected into the flare loop with whistler waves. A self-consistent solution is found for the electron energy and pitch-angle distributions as well as for the whistler energy density spectrum. We note strong differences in the dynamics of non-thermal electron distributions with and without the self-consistent considerations.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-381-384

Рассеяние быстрых электронов частицами плазмы петли и волнами в ней во многом определяют их распределение во вспышечной петле и характеристики их электромагнитного излучения [1–7]. Ранее авторами настоящей статьи [8] исследовалось влияние турбулентности вистлеров на распределение (рассеяние) быстрых электронов для случая, когда турбулентность вистлеров в петле была задана и постоянна во времени. Целью настоящей работы является исследование согласованного взаимодействия быстрых электронов и вистлеровской турбулентности, когда частицы не только рассеиваются на турбулентности вистлеров, но и через механизм резонансного взаимодействия изменяют саму турбулентность.

Описание модели

В целом расчетная модель, принятая в данной работе, аналогична модели, описанной в [8]. То есть, рассматривается одномерная модель вспышечной петли в виде симметричной магнитной трубки с неоднородным по длине магнитным полем и плотностью заполняющей ее холодной фоновой плазмы. В вершине петли производится нестационарная инжекция быстрых нетепловых электронов. Начальным источником вистлеров в петле является процесс конверсии БМЗ волн, образующихся в области вспышечного энерговыделения [2]. Считаем, что вистлеровские волны, образующие в совокупности турбулентность, распространяются вдоль петли и не взаимодействуют с частицами фоновой холодной плазмы. Начальная (затравоч-

ная) плотность волн принимается согласно спектру Колмогорова $W_0 \sim k^{-q}$. При продольном распространении волн частота ω и волновое число k в каждой точке петли связаны дисперсионным соотношением [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 $\omega_p(s)$ – плазменная частота, $\omega_{e,i}(s)$ – гирочастота электронов и протонов. Полагая турбулентность слабой [2], для описания взаимодействия быстрых электронов с вистлерами используем квазилинейное приближение [3, 4]. При взаимодействии волна-частица [2] для электронов с энергией $E = \gamma - 1$ (соответствующей скорости $v = c\sqrt{1 - \gamma^{-2}}$) иpitch-углом $|\mu| \leq 1$ согласно условию Черенкова-Доплера $\omega - \mu vk = \omega_e / \gamma$ может

быть определена резонансная волна с волновым числом k_r , с которой у электрона происходит взаимодействие. Такое взаимодействие на циклотронном резонансе может приводить как к затуханию вистлеров, так и к их нарастанию (мазер-эффект [4]). Для исследования этих процессов рассмотрим плотность энергии турбулентности вистлеров $W(k, s, t)$, которая, согласно геометрическому приближению [2], описывается уравнением [4]:

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

Здесь v_g – групповая скорость пакета продольных волн. Декремент затухания η определяется мощностью излучения G_k вистлеров быстрыми электронами и анизотропией функции их распределения $f(E, \mu, s, t)$:

$$\eta(k, s, t) = \frac{4\pi^4}{m_e} \int G_k 2v \left\{ \frac{\partial f}{\partial E} + \frac{1}{\mu\beta^2\gamma^3} \left(\frac{\omega_e}{\omega} - 1 + \mu^2 \right) \frac{\partial f}{\partial \mu} \right\}_{\mu=\mu_r} dE, \text{ где}$$

$$G_k = \frac{e^2}{4\pi c^2} \frac{\omega \cdot v_g}{k} v^2 (1 - \mu_r^2), \quad v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}, \quad \gamma = 1 / \sqrt{1 - (v/c)^2}, \quad \mu_r = \frac{\omega - \omega_e / \gamma}{k_r \cdot v}.$$

Кинетика и рассеяние быстрых электронов в ловушке на турбулентности вистлеров, в рамках квазилинейной теории, описывается уравнением Фоккера-Планка для функции распределения. Не учитывая здесь для простоты столкновений быстрых электронов с частицами фоновой плазмы, это уравнение может быть записано в форме, предложенной в работе [5]:

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

где коэффициент диффузии на турбулентности вистлеров вычисляется как

$$D_{\mu\mu}^W = \frac{\pi\omega_e}{2B^2} (1 - \mu^2) \sum_r k_r W(k_r).$$

Результаты моделирования и обсуждение

На рис. 1 показана временная динамика плотности энергии вистлеров и энергетического спектра быстрых электронов в средней части магнитной петли при рассеянии только на заданной начальной плотности турбулентности. Видно, что быстрые электроны с $E > 100$ кэВ на такой турбулентности эффективно рассеиваются, а их спектр со временем укручается.

Рис. 1.

На рис. 2 приведены те же показатели процесса рассеяния, но при взаимном влиянии вистлеров и нетепловых электронов: вистлеров – на изменение энергетического спектра электронов через питч-угловое рассеяние, а электронов – на спектр турбулентности по волновым числам.

Рис. 2.

На левом графике показана динамика спектра декремента затухания вистлеров, демонстрирующая его нестационарность. В разные фазы инжекции нетепловых электронов декремент может принимать как отрицательные значения, что приводит к усилению волн, так и значительные положительные значения, приводящие к затуханию волн.

На среднем графике показана динамика результирующего спектра вистлеров, возникающего в той же части петли. Интересно то, что в узком диапазоне значений волнового числа $0.5 < k < 1.5$ появился резкий пик, уровень турбулентности в котором на несколько порядков превышает исходный уровень энергии вистлеров, соответствующий спектру Колмогорова. Причина его появления состоит в усилении волн благодаря отрицательным значениям декремента затухания, отмеченного выше. Также очень примечательным является факт резкого (на много порядков величины) завала спектра вистлеров с малыми волновыми числами $k < 0.5$, происходящего

из-за резонансного взаимодействия с нетепловыми электронами. При больших значениях $k > 1.5$ сохраняется исходный уровень турбулентности из-за отсутствия резонансного взаимодействия в этой области спектра.

На графике справа (рис. 2) показано как отмеченные особенности динамики спектра вистлеров повлияли на динамику и форму энергетического спектра нетепловых электронов в магнитной петле. Прежде всего, отметим значительно более высокую концентрацию и отсутствие временного укрупнения спектра на высоких энергиях, $E > 300$ кэВ, по сравнению со случаем, когда обратное влияние электронов на вистлеры не учитывалось (рис. 1). Во-вторых, заметным стало уплощение энергетического спектра электронов на средних энергиях $E = 100\text{--}300$ кэВ. Очевидной причиной первой особенности является тот факт, что с электронами релятивистских энергий циклотронный резонанс возможен только на малых волновых числах вистлеров (см. рис. 3), но именно эти вистлеры отсутствуют в спектре. Это

Рис. 3.

способствует сохранению энергичных электронов с $E > 300$ кэВ в магнитной ловушке петли. Причиной второй особенности является интенсивное рассеяние электронов средних энергий $E = 100\text{--}300$ кэВ турбулентностью, сгенерированной самими частицами в области $0.5 < k < 1.5$.

Таким образом, вистлеровская турбулентность во вспышечной петле, первоначально появившаяся в результате вспышечного энерговыделения, не только рассеивает ускоренные электроны, но и сама под воздействием последних изменяется как по распределению плотности энергии по волновым числам, так и по своей способности к рассеиванию электронов.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 18-02-00856, 17-52-80064 и РНФ 16-12-10448.

Литература

1. Kennel C.F., Petschek H.E. // J.Geophys., 1966, V. 71, № 1, P. 1-28.
2. Каплан С.А., Цытович В.Н. Плазменная астрофизика – М.: Наука, 1972, – 440 с.
3. Melrose D.B. // Solar Physics, 1974, V. 37, № 4, P. 353-365.
4. Беспалов П.А., Трахтенгерц В.Ю. Альфеновские мазеры – ИПФАН, 1986. – 190 с.
5. Hamilton R.J., Petrosian V. // Astrophys. J., 1992, V. 398, № 10, P. 350-358.
6. Bespalov P.A., Zaitsev V.V., Stepanov A.V. // ApJ, 1991, V. 374, P. 369-373.
7. Stepanov A.V., Tsap Y.T. // Solar Physics, 2002, V. 211, P. 135-154.
8. Filatov L.V., Melnikov V.F. // Ge&Ae, 2017, V. 57, № 8, P. 1001-1008.