УСЛОВИЯ ГЕНЕРАЦИИ ВИСТЛЕРОВ НЕТЕПЛОВЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ ВО ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЛЯХ

Мельников В.Ф.¹, Филатов Л.В.²

¹Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

²Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет,
Нижегород, Россия

CONDITIONS FOR WHISTLER GENERATION BY NONTHERMAL ELECTRONS IN FLARE LOOPS

Melnikov V.F.¹, Filatov L.V.²

¹Pulkovo Observatory of RAS, St.-Petersburg, Russia

²Nizhny Novgorod State University of Architecture and Civil Engineering,
Nizhny Novgorod, Russia

In this article we put constraints to the whistler generation in solar flaring loops. We show that the effective generation of whistlers is possible only under specific conditions when: anisotropy of non-thermal electrons is sufficiently strong, magnetic field is relatively weak (less than 200 G), plasma density is relatively high (more than 10^{10} cm^{-3}). Otherwise, whistlers in flaring loops will be strongly absorbed by the non-thermal electrons accelerated in the flare.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-285-288

Известно, что вистлеры могут играть важную роль в кинетике нетепловых электронов во вспышечных петлях. Это относится как к процессам рассеяния электронов по питч-углам [1–7], так и к процессам их стохастического ускорения на турбулентности вистлеров, источником которой являются возмущения магнитного поля, возникающие при первичном нестационарном энерговыделении [8, 9].

В настоящей работе проведено исследование условий генерации и поглощения вистлеров нетепловыми электронами для широкого диапазона физических параметров, реализуемых в солнечных вспышечных петлях.

Распространение вистлеров с частотой ω и волновым числом k в магнитоактивной плазме подчиняется следующему дисперсионному соотношению [2]:

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

где ω_p – плазменная частота, $\omega_{e,i}$ – гирочастота электронов и протонов. θ – угол между волновым вектором k и магнитным полем B . Резонансное взаимодействие вистлеров с энергичными электронами возможно только, если частота волны ω удовлетворяет условию Черенкова-Доплера:

$$\omega = v k \mu \cos \theta + s \omega_e / \gamma.$$

Здесь $\mu = \cos \alpha$, α – питч-угол электрона, имеющего кинетическую энергию $E = \gamma - 1$, γ – фактор Лоренца, соответствующий скорости $v = c \sqrt{1 - \gamma^{-2}}$. Значение $s = 1$ соответствует нормальному эффекту Доплера ($\cos \alpha \times \cos \theta < 0$), а $s = -1$ аномальному эффекту Доплера $\cos \alpha \times \cos \theta > 0$.

В геометрическом приближении плотность энергии $W(k, s, t)$ вистлеров, распространяющихся в плазме, описывается уравнением [4]:

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

Здесь v_g – групповая скорость вистлеров, $\gamma = (\eta - \eta_L - \eta_T)$, η – инкремент нарастания энергии волн, обусловленный взаимодействием с быстрыми электронами, η_L – затухание Ландау, η_T – декремент столкновительного затухания в плазме. При циклотронном резонансе взаимодействие волна-частица может приводить как к усилению вистлеров ($\gamma > 0$, мазер-эффект [4]), так и к их затуханию ($\gamma < 0$). Для вспышечной петли, которая из-за повышенной плотности является волноводом для вистлеров, вистлеры распространяются практически вдоль магнитного поля, угол $\theta \approx 0$ и наиболее эффективное резонансное взаимодействие энергичных электронов с вистлерами возможно только при их встречном распространении, то есть в случае нормального эффекта Доплера: $s = 1$. При таких условиях инкремент нарастания энергии волн определяется следующей формулой [3]:

$$\eta(k) = \frac{\pi^2 e^2}{k c} |v_g| \int d^3 p (1 - \mu^2) \frac{v}{c} \left(\frac{\partial f}{\partial \mu} + \frac{\omega}{k v} p \frac{\partial f}{\partial p} \right) \Big|_{\mu=\mu_r}$$

Здесь $f(p, \mu)$ – функция распределения нетепловых электронов по импульсу p и косинусу питч угла μ , а $\mu = \mu_r$ – резонансное значение μ ; e и c – заряд электрона и скорость света. Знак инкремента η определяется выражением в скобках.

Результаты расчетов

Для расчетов были выбраны следующие параметры, характерные для реальных вспышечных петель, часто наблюдаемых в микроволновом диапазоне. Магнитное поле: $B = 100, 160, 220, 340$ и 400 Гс. Электронная концентрация плазмы: $n_0 = 10^{10}, 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Функция распределения нетепловых электронов: $f(p, \mu) = A p^{-\delta} \exp(-\mu^2 / \mu_0^2)$, то есть, степенная зависимость по энергии с $\delta=7$ и гауссова по косинусу питч-угла с разной степенью анизотропии, определяемой параметром $\mu_0 = 0.5$ и 2.2 . По условию нормировки значение A выбрано так, чтобы интегральная концентрация нетепловых электронов была равной $n_s(E > 30 \text{ кэВ}) = 10^7 \text{ см}^{-3}$.

На рис. 1 показаны рассчитанные частотные спектры инкремента нарастания вистлеров $\eta(\omega)$, обусловленного взаимодействием с быстрыми электронами. На верхних панелях показаны положительные значения $\eta(\omega)$, ответственные за усиление волн, а на нижних отрицательные, ответственные за их поглощение. Эффективное поглощение происходит, в основном, в области высоких частот. Как видно из графиков на левой и правой панелях, первая, вполне предсказуемая особенность – это значительный рост пикового значения $\eta(\omega)$ с увеличением уровня поперечной анизотропии (уменьшением μ_0 с 2.2 до 0.5), а также существенное расширение частотного диапазона, в котором $\eta(\omega) > 0$. Вторая важная особенность – это очень сильное уменьшение величины $\eta(\omega)$ с увеличением напряженности магнитного поля. При одних и тех же остальных параметрах ($n_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $\delta = 7$) увеличение поля в 4 раза (со 100 Гс до 400 Гс) приводит к уменьшению $\eta(\omega)$ на 3–4 порядка величины. Третья особенность – это сильная прямая зависимость $\eta(\omega)$ от плотности плазмы во вспышечной петле: увеличение n_0 в 5 раз приводит к росту $\eta(\omega)$ более, чем на 3 порядка (рис. 2).

Рис. 1. Частотный спектр $\eta(\omega)$. Параметры источника: $n_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $\delta = 7$. Сплошной линией показаны спектры для магнитного поля $B = 100$ Гс, пунктирной – для 160 Гс, штриховой – для 220 Гс, и т.д. Слева – спектры для слабой поперечной анизотропии нетепловых электронов ($\mu_0 = 2.2$), справа – для сильной ($\mu_0 = 0.5$).

Указанные выше особенности накладывают принципиальные ограничения на возможность генерации интенсивной турбулентности вистлеров во вспышечных петлях. Из графиков на рис. 1 и 2 следует, что даже при таких больших концентрациях нетепловых электронов, какие приняты в данных расчетах, $n_s(E > 30 \text{ кэВ}) = 10^7 \text{ см}^{-3}$, значения инкремента нарастания вистлеров оказываются очень маленькими для обычных для вспышечных петель значений магнитного поля и плотности плазмы. Положение еще усугубляется неизбежным во вспышечных петлях присутствием затухания

Ландау [2]. Оценки показывают, что значения $\eta_L(\omega)$ могут заметно превышать значения инкремента $\eta(\omega)$ во всем диапазоне частот, представленным на рис. 1 и 2. Свой вклад в стабилизацию неустойчивости на вистлерах может вносить и столкновительное поглощение $\eta_T(\omega)$ [2], хотя из-за высокой температуры ($T \sim 10^7$ К) во вспышечных петлях его роль существенно меньше.

Рис. 2. Частотные спектры $\eta(\omega)$ для двух разных плотностей плазмы: $n_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ (слева) и $n_0 = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ (справа). Остальные параметры такие же, как на рис. 1, левая панель.

Заключение

Установлено, что эффективное усиление (генерация) вистлеров во вспышечной петле возможно только при вполне определенных условиях, в частности, когда: а) реализуется достаточно сильная питч-угловая анизотропия нетепловых электронов; б) магнитное поле относительно слабое (менее 200 Гс); в) плотность плазмы относительно велика (более 10^{10} см^{-3}). При других условиях, то есть, при слабой анизотропии, сильном магнитном поле и низкой плотности плазмы, энергичные электроны наоборот, будут не генератором, а мощным поглотителем энергии вистлеров, присутствующих во вспышечной петле. Это будет создавать благоприятные условия для эффективного удержания и накопления электронов во вспышечной петле.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 18-02-00856, 17-52-80064.

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. Bespalov P.A., Zaitsev V.V., Stepanov A.V. // ApJ, 1991, V. 374, P. 369-373.
6. Stepanov A.V., Tsap Y.T. // Solar Physics, 2002, V. 211, P. 135-154.
7. Filatov L.V., Melnikov V.F. // Ge&Ae, 2017, V. 57, № 8, P. 1001-1008.
8. Miller, J.A. // Astrophys. J., 1997, V. 491, No 2, pp. 939–951.
9. Hamilton R.J., Petrosian V. // ApJ. 1992. V. 398. № 10. P. 350-358.