ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ДИНАМИКА БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ ВО ВСПЫШЕЧНОЙ ПЛАЗМЕ С УЧЕТОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ЛЕНГМЮРОВСКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТЬЮ

Ватагин П.В., Кудрявцев И.В.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, г. Санкт-Петербург, Россия

SPATIAL-TEMPORAL DYNAMICS OF A FAST ELECTRONS IN FLARES PLASMA WITH ACCOUNT THE INTERACTION WITH LANGMUIR TURBULENCE

Vatagin P.V., Kudryavtsev I.V.

Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

Spatial – temporal dynamics of the fast electrons in flare plasma with account of interaction with Langmuir turbulence is considered. The Langmuir waves can be excited as a result of the plasma – beam instability. The temporal transformations of the distribution function of the fast electrons and the spectral energy of Langmuir waves are presented at different positions in the plasma. The result of calculation was obtained for the concentration of plasma electrons $n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ and the temperature of the plasma 10^6 K , for beam electrons with concentration and average velocity $n_e = 10^4 \text{ cm}^{-3}$ and 10^{10} cm/s accordingly. It is shown that the layer of the turbulent plasma which width is $\sim 10^6 \text{ cm}$ is formed as a result of interaction of the fast electrons with the flare plasma.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-87-90

Основное внимание при изучении распространения в солнечной плазме ускоренных во время вспышек электронов уделяется их кулоновскому взаимодействию с частицами солнечной плазмы [1, 2]. При этом, часто производится учет, как изменения концентрации плазмы, так и изменения магнитного поля вдоль вспышечной петли (см., например [3, 4]). Такой подход объясняется в первую очередь необходимостью описания параметров жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек: энергетических спектров, поляризации и направленности. Меньшее внимание уделяется учету взаимодействия быстрых электронов с плазменными волнами. Как известно, быстрые электроны могут возбуждать плазменные ленгмюровские волны и быстро релаксировать при взаимодействии с ними (так называемая квазилинейная релаксация). В свою очередь эти волны порождают радиоизлучение солнечной плазмы [5, 6], которое несет информацию о физических процессах на Солнце и регистрируется при наблюдениях. Однако изучение эволюции функции распределения быстрых электронов ограничивается либо временной динамикой в однородной плазме, либо пространственной эволюцией в стационарном приближении [7–12]. В

настоящей работе мы рассмотрим пространственно-временную эволюцию функции распределения быстрых электронов в квазилинейном приближении при постоянной концентрации частиц плазмы. Уравнения для функции распределения электронов в плазме f и спектральной плотности энергии ленгмюровских колебаний W_k^1 описываются выражениями [5–7]

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial v} \left(D \frac{\partial}{\partial v} + v_e (vf + v_{Te}^2 \frac{\partial f}{\partial v}) \right) \quad (1)$$

$$\frac{\partial W_k}{\partial t} + v_g \frac{\partial W_k}{\partial x} = (\gamma_k - v_{eff}) W_k + Q_k^l \quad (2)$$

$$D = \frac{\pi \omega_e^2}{m_e n_e v} (W_k)_{k=\omega_e/v}; \quad \gamma_k = \left(\frac{\pi \omega_e}{n_e} v^2 \frac{\partial f}{\partial v} \right)_{v=\omega_e/k}; \quad (3)$$

где t и x – время и координата; v – скорость электронов, k – волновое число ленгмюровских волн; v_e – частота столкновений электронов с частицами плазмы; V_{Te} – электронная температура плазмы; v_g – групповая скорость ленгмюровских волн; γ_k – инкремент пучковой неустойчивости; v_{eff} – эффективная частота затухания ленгмюровских колебаний из-за столкновений частиц плазмы; Q_k^l – мощность тепловых ленгмюровских флуктуаций (см., например [11]).

Дополним систему уравнений (1–3) начальными и граничными условиями. Пусть в начальный момент времени функция распределения электронов является суммой максвелловского распределения тепловых электронов плазмы f_M и «пучкового» распределения быстрых электронов:

$$f(t=0, x, v) = \frac{n_e}{\sqrt{2\pi} V_{Te}} \exp\left(-\frac{v^2}{2V_{Te}^2}\right) + \frac{n_b}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(v-v_o)^2}{2\sigma^2}\right) \exp\left(-\frac{x}{x_o}\right), \quad (4)$$

где n_e – концентрация электронов плазмы; n^b – концентрация быстрых электронов при $x=0$; σ – среднеквадратичное отклонение распределения быстрых электронов по скоростям.

В качестве граничного возьмем следующее условие

$$f(t, x=0, v) = \frac{n_e}{\sqrt{2\pi} V_{Te}} \exp\left(-\frac{v^2}{2V_{Te}^2}\right) + \frac{n_b}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(v-v_o)^2}{2\sigma^2}\right) \exp\left(-\frac{t}{t_o}\right). \quad (5)$$

Параметры x_o и t_o – задают пространственное и временное распределения инжектированных в плазму электронов.

В качестве граничных условий по v выберем следующие условия

$$f(t, x, v=0) = f_M(v=0); \quad f(t, x, v=v_{max}) = f_M(v=v_{max}). \quad (6)$$

В качестве начального и граничного условий для спектральной плотности энергии ленгмюровской W_k турбулентности возьмем спектр тепловых ленгмюровских флуктуаций [13]

$$W_k(t=0, x, k) = W_k(t, x=0, k) = \frac{k^2 k_B T_e}{2\pi^2} \text{ при } k < \frac{\omega_e}{V_{Te}} \quad (7)$$

$$\text{и } W_k(t=0, x, k) = 0 \text{ при } k > \frac{\omega_e}{V_{Te}}.$$

Рис. 1. Функция распределения быстрых электронов f в различные моменты времени после их инжекции во вспыхивающую плазму и на различных расстояниях от места инжекции.

Система уравнений (1–3) решалась методом суммарной аппроксимации [14]. На рис. 1 и 2 приведены результаты расчетов для $n_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $n_b = 10^4 \text{ см}^{-3}$, $T_e = 10^6 \text{ К}$, $V_0 = 10^{10} \text{ см/с}$, $\sigma = 0.06 V_0$, $x_0 = 10 \text{ см}^2$ и $t_0 = 10^{-3} \text{ с}$. Как видно на рис. 1б, уже при $t = 10^{-6} \text{ с}$ быстрые электроны появляются на расстоянии $x = 10^4 \text{ см}$. При $t > 10^{-5} \text{ с}$ начинается трансформация функции распределения быстрых электронов в результате их взаимодействия с возбуждаемыми ленгмюровскими колебаниями (рис. 2б). При этом максимум распределения быстрых электронов смещается к большим скоростям. По мере распространения электронов в плазме (рис. 1б–г) происходит релаксация их функции распределения и генерация ленгмюровских волн (рис. 2б–г). При этом энергия ленгмюровских колебаний резко падает после $x = 10^5 \text{ см}$.

Рис. 2. Спектральная плотность энергии ленгмюровской турбулентности в различные моменты времени после инжекции электронов во вспыхивающую плазму на различных расстояниях от места инжекции.

Литература

1. Скрынников Ю.И., Сомов Б.В. // Сборнике «XII Ленинградский семинар по космофизике», под ред. В.А. Дергачева, Г.Е. Кочарова, С. 72, Ленинград, ЛИЯФ, 1982, 208 с.
3. Kudryavtsev I.V., Charikov Yu.E. // Geomagnetism and Aeronomy, 2012, V. 52, С. 875.
4. Zharkova V.V. // A&A, 2010, V. 512, A8.
5. Melnikov V.F. et al. // Geomagnetism and Aeronomy, 2013, V. 53, p. 863.
6. Железняков В.В., Зайцев В.В. // Астрономический журнал, 1970, Т. 47, С. 60.
7. Kontar E.P., et al. // A&A, 2012, V. 539, A43.
8. Цытович В.Н. Теория турбулентной плазмы. – М.: Атомиздат, 1970, 424 с.
9. Melrose D.B. Instabilities in space and laboratory plasmas – Cambridge University press, 1986, 280 p.
10. Кудрявцев И.В. и др. // Труды конф. «Активные процессы на Солнце и звёздах», СПб, НИИРФ СПбГУ, 2002. 328 с.
11. Vatagin P.V. et al. // Geomagnetism and Aeronomy, 2012, V. 52, P1015.
12. Кудрявцев И.В. и др. // Труды всероссийской ежегодной конф. по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2018», ГАО РАН, 2018, с. 259.
13. Каплан С.А., Цытович В.Н. Плазменная астрофизика. – М.: Наука, 1972. 394 с.
14. Самарский А.А. Теория разностных схем. – М.: Наука, 1989. 616 с.