

О ВЛИЯНИИ ОБРАТНОГО ТОКА НА ВОЗБУЖДЕНИЕ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

Кудрявцев И.В., Ватагин П.В.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

ON THE INFLUENCE OF REVERSE CURRENT ON THE GENERATION OF LANGMUIR WAVES IN SOLAR FLARES PLASMA

Kudryavtsev I.V., Vatagin P.V.

Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

It is well known that electrons acceleration to high energies and electromagnetic radiation is generated in a wide range of frequencies takes place during solar flares. The fast electrons generate hard X-ray radiation in solar plasma and can excite plasma waves also. The latter can generate electromagnetic waves that are recorded by radio telescopes on Earth. When electron beams are injected into plasma, as is known, a reverse current is generated, consisting of thermal electrons. The effect of the electric field of the reverse current on the generation of plasma waves is considered.

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-185-188>

Изучение эволюции функции распределения быстрых электронов в плазме солнечной атмосферы важно для изучения процессов нагрева плазмы и ускорения заряженных частиц при преобразовании энергии магнитного поля в энергию заряженных частиц. Это связано с тем, что место, где происходит преобразование энергии магнитного поля в тепловую энергию плазмы и кинетическую энергию заряженных частиц, и область генерации радио и рентгеновского излучения, разнесены в пространстве. Основное внимание при изучении распространения высокоэнергичных электронов, появляющихся в солнечной плазме, уделяется их кулоновскому взаимодействию с частицами окружающей плазмы (см., например, [1–5]). Такой подход объясняется в первую очередь необходимостью описания параметров жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек: энергетических спектров, поляризации и направленности. Меньшее внимание уделяется учету взаимодействия во вспышечной плазме быстрых электронов с плазменными волнами, хотя это взаимодействие оказывает влияние на генерацию радиоизлучения. Как известно, быстрые электроны могут возбуждать ленгмюровские волны и быстро релаксировать при взаимодействии с ними. В свою очередь эти волны порождают радиоизлучение солнечной плазмы [6–11], которое несет информацию о физических процессах на Солнце и регистрируется при наблюдениях. Это радиоизлучение может образовываться при слиянии ленгмюровских волн. Поэтому изучение динамики быстрых электронов и ленгмюровских волн во вспышечной петле

представляет интерес не только для описания процесса генерации жесткого рентгеновского излучения, но и описания процесса генерации радиоизлучения ленгмюровскими волнами.

Ещё одним источником изменения функции распределения быстрых электронов является их взаимодействие с электрическим полем обратного тока, который генерируется в плазме при вторжении быстрых частиц в результате электромагнитной индукции. Применительно к плазме солнечной атмосферы это явление рассматривалось в работах [2, 4].

Рассмотрим задачу о влиянии электрического поля обратного тока на процесс генерации ленгмюровских волн в солнечной плазме. Система уравнений для функции распределения электронов f и спектральной плотности энергии ленгмюровских волн W_k в однородном приближении. Согласно работам [7, 12, 13] имеет вид:

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

$$\frac{\partial W_k}{\partial t} = (\gamma_k - \nu_{eff}) W_k + Q_k \quad (2)$$

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

где t и v – время и проекция скорости электронов на ось OZ (k – волновое число ленгмюровских волн; v_e – частота столкновений электронов с частицами плазмы; ω_e – электронная плазменная частота; v_{Te} – тепловая скорость электронов; γ_k – инкремент пучковой неустойчивости; ν_{eff} – эффективная частота затухания ленгмюровских волн из-за столкновений частиц плазмы; n_e – концентрация электронов плазмы; Q_k – мощность спонтанного излучения ленгмюровских волн; e – модуль заряда электрона).

Обратный ток представляет собой поток "тепловых" электронов, движущихся в противоположную сторону направлению движения ускоренных электронов, при этом согласно работам [4] предполагается, что плотность обратного тока j_{rc} по модулю равна плотности тока ускоренных электронов j , т.е. выполняется условие

$$j_{rc}(t) = j(t) = e \int_{\varepsilon_{\min}}^{\varepsilon_{\max}} v \cdot f(t, v) dv. \quad (4)$$

Электрическое поле E связано с j_{rc} соотношением

$$j_{rc} = \sigma E. \quad (5)$$

Тогда получаем

$$E = j_{rc} / \sigma, \quad (6)$$

где σ – классическая проводимость плазмы [14].

$$\sigma = \frac{(k_B T_e)^{3/2}}{\pi e^2 (m_e)^{1/2} \ln \Lambda} . \quad (7)$$

В настоящей работе, также как в работе [13] мы будем использовать следующее выражение для функции Q_k

$$Q_k(t) = \frac{\omega_e^3 m_e}{4\pi n_e} \left(v \ln \left(\frac{v}{v_{Te}} \right) f \right)_{v=\omega_e/k} . \quad (8)$$

При отсутствии быстрых электронов Q_k описывает спонтанное излучение ленгмюровских волн тепловыми электронами плазмы.

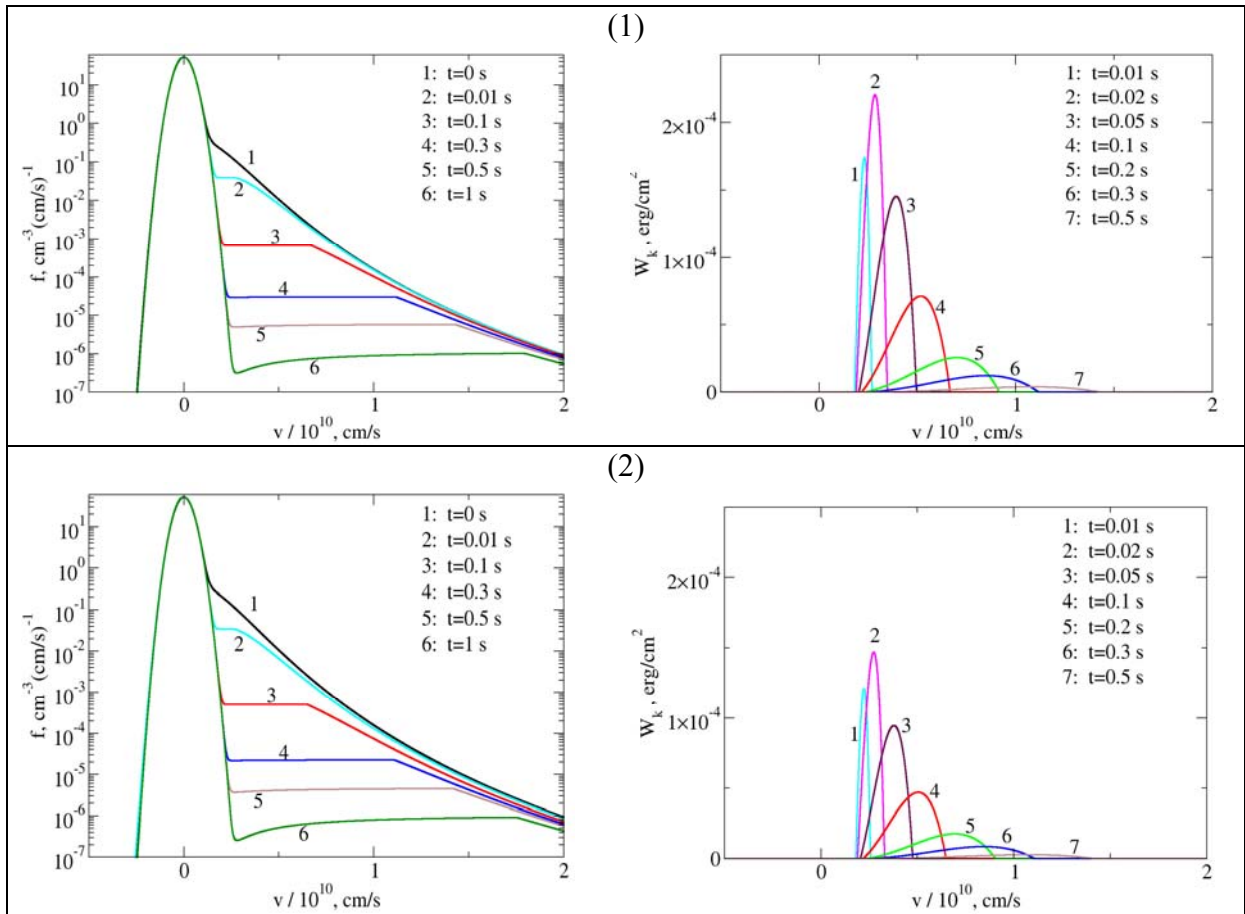


Рисунок. Эволюция функции распределения электронов f и плотности энергии ленгмюровских волн W_k без учета электрического поля обратного тока (1) и с учетом электрического поля обратного тока (2).

Дополним систему уравнений (1–3) начальным условием. При этом будем считать, что в начальный момент времени функция электронов f является суммой максвелловского распределения тепловых электронов плазмы f_M и «пучкового» распределения быстрых электронов f_b :

$$f(t=0, v) = f_M + f_b; f_M = \frac{n_e}{\sqrt{2\pi} v_{Te}} \exp\left(-\frac{v^2}{2v_{Te}^2}\right); f_b = C \left(1 + \left(\frac{v}{v_b}\right)^2\right)^{-\delta}, \quad (9)$$

где $C = \frac{2n_b}{\sqrt{\pi} v_b} \frac{\Gamma(\delta)}{\Gamma(\delta-1/2)}$, n_b – концентрация быстрых электронов при $t = 0$, Γ – гамма функция.

В качестве начального условия для W_k , аналогично работе [13]), будем использовать

$$W_k(t=0) = \frac{k_B T_e}{4\pi^2} k^2 \ln\left(\frac{1}{k\lambda_{de}}\right) \left/ \left(1 + \frac{\ln \Lambda}{16\pi n_e} \sqrt{\frac{2}{\pi}} k^3 \exp\left(\frac{1}{2k^2 \lambda_{de}^2}\right)\right) \right. \quad (10)$$

Уравнения (1–3) решалась методом конечных разностей [15]. Результаты расчетов функций f и W_k представлены на рисунке при $n_e = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $n_b = 10^9 \text{ см}^{-3}$, $T_e = 10^6 \text{ К}$, $\delta = 4$, $v_b = 10V_{Te}$ (аналогично работе [13]). Как можно видеть, влияние электрического поля при рассматриваемых параметрах быстрых электронов слабо изменяет функцию распределения электронов f , но это приводит к уменьшению энергии ленгмюровских волн приблизительно в 1.5 раза. При слиянии плазменных волн образуются электромагнитные волны, которые регистрируются в виде радиоволн. Учитывая, что мощность этого излучения $\sim W_k^2$, интенсивность радиоволн уменьшается в ~ 2 раза.

Литература

1. Nocera L. et al. // Solar Physics. 1985. V. 97. P. 81-105.
2. Diakonov S.V., Somov B.V. // Solar Physics. 1988. V. 116, P. 119-139.
3. Reznikova V.E., et al. // The Astrophysical Journal. 2009. V. 697. P. 735-749.
4. Zharkova V.V., Kuznetsov A.A., Siversky T.V. // Astronomy and Astrophysics. 2010. V. 512. A8.
5. Melnikov V.F. et al. // Geomagnetism and Aeronomy. 2013. V. 53. No. 7. P. 863–866.
6. Гинзбург В.Л. и Железняков В.В. // Астрон. Журнал. 1958. Т.35. С.694.
7. Железняков В.В., Зайцев В.В. // Астрон. Журнал. 1970. Т.47. № 1. С. 60.
8. Каплан С.А., Цытович В.Н. Плазменная астрофизика. – М.: Наука. 1972. – 440 с.
9. Ratcliffe H., Kontar E.P., Reid A.S. // Astronomy and Astrophysics. 2014. V. 572. A111.
10. Kudryavtsev I.V., Kaltman T.I., and M. Karlický // A&A. 2022. 665. A98.
11. Kudryavtsev I.V. and Kaltman T.I. // MNRAS. 2021. V. 503, P. 5740.
12. Цытович В.Н. Теория турбулентной плазмы. – М.: Атомиздат. 1971. – 424с.
13. Kontar E.P., Ratcliffe H., and Bian N.H. // Astronomy and Astrophysics. 2012. V. 539. A43.
14. Spicer D.S. // Solar Physics. 1977. V. 51. P431.
15. Самарский А.А. Теория разностных схем. – М.: Наука. 1989. – 616 с.