СПЕКТРАЛЬНАЯ ДИАГНОСТИКА ЛЕНГМЮРОВСКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ КОРОНАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ НА ОСНОВЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ НА ДВОЙНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ ЧАСТОТЕ

Кудрявцев И.В.¹, Кальтман Т.И.²

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

²Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

SPECTRAL DIAGNOSTICS OF LANGMUIR TURBULENCE IN CORONAL PLASMA BASED ON RADIO EMISSION AT DOUBLE PLASMA FREQUENCY

Kudryavtsev I.V.¹, Kaltman T.I.²

¹Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

²SAO RAS, St. Petersburg, Russia

As is known, the frequency of Langmuir waves depends not only on the plasma concentration, but also on its temperature and on the wave vector of this wave. Therefore, at the coalescence of Langmuir waves, radio emission is generated with different frequencies slightly exceeding. It is shown that the spectrum of the generated radio emission is determined by the spectrum of Langmuir waves. Thus, measuring the fine spectral structure of radio radiation generated in the solar plasma in the frequency range near allows us to reconstruct the spectra of plasma turbulence and draw conclusions about its nature. An example of a reconstructed turbulence spectrum for an observed solar radio burst 17.08.1999 with a fine spectral structure is given.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-193-196

1. Введение

Работа посвящена изучению влияния формы спектров ленгмюровской турбулентности на спектры радиоизлучения солнечной плазмы, генерируемого при попарном слиянии ленгмюровских плазмонов. Такое радиоизлучение регистрируется, в частности, в виде всплесков 3-го типа (например, [1, 2]). Как известно [3], мощность генерируемого таким способом излучения (Q_k) выражается следующей формулой:

$$Q_{\vec{k}} = \int Q_{\vec{k}, \vec{k}_1, \vec{k}_2} W_{\vec{k}_1}^l W_{\vec{k}_2}^l d\vec{k}_1 d\vec{k}_2; \quad (1)$$

где $\vec{k}$, $\vec{k}_1$, $\vec{k}_2$ – волновые вектора поперечной электромагнитной волны и двух ленгмюровских волн; $W_{\vec{k}_{1,2}}^l$ – спектральная мощность ленгмюровских

волн, $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi e^2 n / m_e}$ – электронная плазменная частота; e и m_e – заряд

и масса электрона; n – концентрация электронов плазмы; $v_{Te} = \sqrt{k_B T_e / m_e}$, k_B – постоянная Больцмана, T_e – электронная температура плазмы.

Функция $Q_{\vec{k}, \vec{k}_1, \vec{k}_2}$ описывает вероятность образования поперечной волны с волновым вектором $\vec{k}$ при слиянии двух ленгмюровских волн с волновыми векторами $\vec{k}_1$ и $\vec{k}_2$ (см. [3], с. 316, формула 6.80). При этом соблюдаются законы сохранения импульса и энергии и

$$Q_{\vec{k}, \vec{k}_1, \vec{k}_2} \sim \delta \left(\sqrt{k^2 c^2 + \omega_{pe}^2} - 2\omega_{pe} - \frac{3v_{Te}^2 (k_1^2 + k_2^2)}{2\omega_{pe}} \right). \quad (2)$$

Из выражения (2) видно, что частота генерируемой поперечной электромагнитной волны $\omega = \sqrt{k^2 c^2 + \omega_{pe}^2}$ превышает значение $2\omega_{pe}$ (так как $T_e \neq 0$). В результате, при слиянии ленгмюровских волн генерируется радиоизлучение с некоторым спектром, максимальное значение частоты которого определяется максимальным значением волнового числа ленгмюровских волн. Здесь надо отметить, что выражение (2) является результатом зависимости частоты ленгмюровских волн от их волнового числа.

2.1. Симметричные спектры турбулентности.

Радиовсплеск 17 августа 1999 года

Рассмотрим генерацию радиоизлучения в случае, когда спектр турбулентности турбулентности имеет вид

$$W_{\vec{k}_{1,2}}^l = A \cdot \exp \left(- \frac{(k_{1,2} - k_0)^2}{2\sigma^2} \right) \cos^{\delta}(\vartheta) \text{ при } k_{\min} < k_{1,2} < k_{\max} \quad (3)$$

и $W_{\vec{k}_{1,2}}^l = 0$ для других $k_{1,2}$

где A – нормировочный множитель, определяемый условием нормировки: $\int W_{\vec{k}}^l d\vec{k} = W$, где W – плотность энергии ленгмюровской турбулентности; ϑ – угол между волновым вектором ленгмюровской волны и осью симметрии OZ;

Спектральная мощность излучения по частоте ω связана со спектральной мощностью излучения по волновому числу k для различных направлений генерации излучения следующим соотношением

$$Q_{\omega} = k^2 Q_{\vec{k}} \frac{dk}{d\omega}. \quad (4)$$

Расчеты проведены для $k_{\min} = \omega_{pe}/(15V_{Te})$ и $k_{\max} = \omega_{pe}/(3V_{Te})$. Максимальное значения волнового числа плазменных волн выбрано в результате того, что при больших значениях эти волны, как известно, сильно затухают из-за

взаимодействия с тепловыми электронами. Минимальное значение описывает возбуждение плазменных волн с фазовыми скоростями меньшими скорости света, например, быстрыми электронами.

На рисунке 1А приведены спектры радиоизлучения, рассчитанные согласно выражению (1) и (3) для угла наблюдения $\alpha = 0^\circ$ при концентрации плазмы $n = 6.95 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, $k_0 = 0.51k_{\min} + 0.49k_{\max}$ и $T_e = 3 \cdot 10^6 \text{ К}$. Под углом наблюдения подразумевается угол между волновым вектором k осью симметрии излучающей области. Данные значения n и k_0 подобраны для моделирования наблюдаемого частотного спектра радиовсплеска 17.08.1999 г. в момент времени 15:08:15.5UT [4] как результата слияния плазменных волн. Максимум этого спектра приходится на частоту около 1.6 ГГц. Измеренное излучение является суммой фонового излучения и излучение самого всплеска. Поэтому при моделировании спектра будем брать сумму среднего фона и излучения самого всплеска. Вклад всплеска начинается около 1.55 ГГц, до этой частоты наблюдается фоновое излучение на уровне $\approx 120 \text{ SFU}$. При частоте $f \approx 1.6 \text{ ГГц}$ максимум суммарного излучения составляет $\approx 165 \text{ SFU}$, т.е. амплитуда самого всплеска $\approx 45 \text{ SFU}$. При частоте $f \approx 1.65 \text{ ГГц}$ радиоизлучение спадает до фонового уровня. На рисунке 1Б приведены смоделированный спектр излучения (J_f) во время данного всплеска, при этом мы учитываем, что вклад фонового излучения составляет 65%, а вклад излучения, генерируемого при слиянии плазменных волн, составляет (35%). При $\sigma \approx 0.25k_0$ достигается хорошее согласие между модельным и измеренным спектром. Расчеты модельного спектра приведены для объема излучающей области $5.2 \cdot 10^{21} \text{ см}^3$ и плотности энергии турбулентности 10^{-4} от тепловой энергии плазмы (электронов и ионов). При расчете J_f было учтено, что спектральные мощности излучения по частоте ω и f связаны соотношением $Q_\omega = 2\pi Q_f$, где $f = \omega / (2\pi)$.

Рис. 1. Спектры радиоизлучения, сформированные при слиянии ленгмюровских волн со спектрами (4) и спектр всплеска 17 августа 1999 г. $f = \omega / (2\pi)$

2.2. Асимметричные спектры турбулентности

Для ряда всплесков наблюдаются асимметричные спектры излучения. Поэтому рассмотрим случаи несимметричных спектров турбулентности. На рисунке 2 в качестве примера приведены результаты расчетов для $n = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и температуре $3 \cdot 10^6 \text{ К}$ при спадающем в интервале волновых чисел $k_{\min} < k < k_{\max}$ спектре турбулентности

$$W_{\vec{k}_{1,2}}^l = B \cdot k_{1,2}^{-4} \cos^\delta(\vartheta) \text{ при } k_{\min} < k < k_{\max} \text{ и } W = 0 \text{ для других } k \quad (5)$$

где δ – положительное четное число; A – нормировочный коэффициент, определяемый условием нормировки $\int W_{\vec{k}}^l d\vec{k} = W$, где W – плотность энергии ленгмюровской турбулентности.

Рис. 2. Спектры радиоизлучения, сформированные при слиянии ленгмюровских волн со спектром (5).

Как следует из результатов расчетов, падающий от $k_{\min}$ к $k_{\max}$ спектр плазменных волн приводит к формированию спектра радиоизлучения с резким ростом на меньших частотах и резким спадом на больших частотах (рисунок 1Б). Резкий рост спектра радиоизлучения является обрывом спектра плазменных волн при $k < k_{\min}$. Если же спектр плазменных волн растет от $k_{\min}$ к $k_{\max}$, то спектр радиоволн носит противоположный характер

В заключение отметим, что измеренные частотные спектры излучения генерированного при слиянии плазмонов может позволить определять спектры турбулентности.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 18-29-21016.

Литература

1. Каплан СА, Цытович В.Н. Плазменная Астрофизика. – М.: Наука, 1972.
2. Reid H., Ratcliffe H. // Research in Astronomy and Astrophysics, 2014, V. 14, p. 773
3. Цытович В.Н. Теория турбулентной плазмы. – М.: Атомиздат, 1971.
4. Karlicky at al. // A&A, 2001, V. 365, p. 638.