ВЛИЯНИЕ ДИНАМИКИ СПЕКТРА ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН НА НАБЛЮДАЕМЫЕ ЧАСТОТНЫЕ СПЕКТРЫ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

Кальтман Т.И.¹, Кудрявцев И.В.^{2,3}, Карлицки М.⁴

¹Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

²Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

³Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

⁴Астрономический институт, Онджеев, Чехия

INFLUENCE OF SPECTRUM DYNAMICS OF LANGMUIR WAVES ON THE OBSERVED FREQUENCY SPECTRA OF RADIO EMISSION

Kaltman T.I.¹, Kudryavtsev I.V.^{2,3}, Karlicky M.⁴

¹SAO RAS, St. Petersburg, Russia

²Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

³Central Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg, Russia

⁴Astronomical Institute, Ondrejov, Czech Republic

The article discusses the features of the frequency spectra of Langmuir waves in solar plasma for different time points in relation to the measured radio emission spectra. An example of diagnostics for a radio burst associated with the complex evolution of an M1.4 class flare (12/03/2015), which led to the emergence of a plasma jet and simultaneous generation of radio bursts with a slow positive drift, is presented. To analyze the radio emission, data from the radio spectrometer in Ondrejov (Czech Republic) in the range of 0.8-2 GHz were used. It can be assumed that the increased level of Langmuir waves may be associated with the jet, and the observed radio emission can be interpreted as the result of pairwise fusion of plasma waves. We have found the forms of the frequency spectra of Langmuir waves at different time points at which the calculated radio emission corresponds to the measured radio spectra.

The effect of flattening over time of the low-frequency edge of the instantaneous profiles of radio spectra for individual structures of the radio burst was found. This is consistent with the effect of gradual pumping of Langmuir wave energy into the region of small wave numbers due to induced scattering of these waves by thermal ions and plasma electrons.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-147-150

Хорошо известно, что при слиянии ленгмюровских волн образуется электромагнитное излучение с частотами около двойной плазменной частоты (см., например, [1–3]). Такое радиоизлучение регистрируется, в частности, в виде солнечных радиовсплесков 3-го типа (например, [4, 5]). Изучение тонкой частотной структуры таких радиовсплесков может позволить выявить особенности спектра ленгмюровских волн в солнечной плазме, так как он определяет спектр радиоизлучения [6].

В данной работе мы рассматриваем спектры солнечного радиоизлучения, измеренные с помощью радиоспектрометра в Онджееве (Чехия) в

диапазоне 0.8–2 GHz во время солнечной вспышки класса M1.4 произошедшей 12.03.2015 [6], которая привела к появлению плазменного джета и одновременной генерации радиовсплесков. В работе [6] эти всплески с медленным положительным дрейфом были интерпретированы как результат распространения протонных пучков в большом волокне. В работе [7] подробно рассмотрено влияние формы спектра ленгмюровских волн на спектр радиоизлучения, образующегося при слиянии плазменных волн. В настоящей работе мы, опираясь на результаты работы [7], попробуем подобрать спектры ленгмюровских волн, позволяющие описать спектры радиовсплеска. При этом будем моделировать распределение ленгмюровских волн $W_{\vec{k}}^l$ от волнового вектора $\vec{k}$ следующим выражением:

$$W_{\vec{k}}^l = A \cdot F(k) \cdot \chi(\vartheta). \quad (1)$$

Плотность энергии Ленгмюровских волн равна

$$W^l = \int W_{\vec{k}}^l d\vec{k} = A \cdot \int F(k) \cdot \chi(\vartheta) \cdot k^2 dk d\cos\vartheta d\varphi, \quad (2)$$

где k – модуль волнового вектора; ϑ и φ – полярный и азимутальный углы; A – нормировочный множитель.

В данной работе будем рассматривать изотропное распределение ленгмюровских волн и будем считать $\chi(\vartheta)=1$. На рис. 1a представлены измеренный спектр радиовсплеска в момент времени 12:10:37.2 UT и вариант смоделированного спектра (толстая линия), полученный для спектра ленгмюровских волн, представленного на рис.1b и описываемого выражением:

$$F(k) = \begin{cases} \left(\frac{k^l - k_{min}^l}{k_0^l - k_{min}^l} \right)^{\delta_1} & \text{для } k_{min}^l \leq k^l \leq k_0^l; \\ \frac{1 - \left(\frac{k^l}{k_{max}^l} \right)^{\delta_2}}{1 - \left(\frac{k_0^l}{k_{max}^l} \right)^{\delta_2}} & \text{для } k_0^l \leq k^l \leq k_{max}^l \\ \text{и } F(k) = 0 & \text{для других } k^l \end{cases} \quad (3)$$

При этом радиоизлучение рассматривается как сумма фонового излучения интенсивностью около 300 SFU и излучения от слияния ленгмюровских волн.

Из сравнения результатов вычислений с измеренной интенсивностью излучения следует следующая связь объема излучающей области V с плотностью энергии ленгмюровских волн:

$$(W^l)^2 \cdot V = 2.55 \cdot 10^{17} \text{ erg}^2/\text{cm}^3. \quad (4)$$

Для случая на рис. 2 имеем $W^T = 1.74 \text{ erg/cm}^3$. Используя выражение (4), получаем объем $V \approx 8.4 \cdot 10^{26} \text{ cm}^3$ (т.е. линейный размер $L \approx 9.4 \cdot 10^8 \text{ cm}$) при $W^l = 10^{-5} W^T$ и $V \approx 8.4 \cdot 10^{22} \text{ cm}^3$ ($L \approx 4.4 \cdot 10^7 \text{ cm}$) при $W^l = 10^{-3} W^T$, где W^T – плотность тепловой энергии плазмы (электронов и протонов).

Рис. 1. (a) – измеренный и модельный спектры радио всплеска; и (b) – соответствующий модельный спектр Ленгмюровских волн при температуре плазмы 10^6 K и концентрации электронов плазмы $n_e = 4.2 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$; $k_{\min} = \omega_{pe}/(15V_{Te})$, $k_{\max} = \omega_{pe}/(2.5V_{Te})$, $k_0 = \omega_{pe}/(4.5V_{Te})$, $\delta_1 = 1$, $\delta_2 = 0.3$.

Не обсуждая здесь другие возможные варианты моделирования, выделим главное. На рис. 1b обозначены области I и II. Область I можно интерпретировать как область "перекачки" энергии ленгмюровских волн от волн с большими волновыми числами k волнам с меньшими k^l при индуцированном рассеянии тепловыми частицами плазмы. То есть, если генерация этих волн происходит в области волновых чисел $k^l \geq k_0^l$, то индуцированное рассеяние ленгмюровских волн может приводить к появлению волн с волновыми числами $k^l < k_0^l$ [8]. При этом спектр ленгмюровских волн может быть ограничен снизу некоторым $k_{\min}^l$ из-за кулоновских столкновений в плазме или из-за наличия в ней быстрых частиц. Область II соответствует уменьшению спектральной плотности энергии ленгмюровских волн в результате эффективного поглощения ленгмюровских волн с фазовыми скоростями $< 3V_{Te}$ тепловыми электронами (затухание Ландау). Таким образом, ленгмюровские волны генерируются, по-видимому, с волновыми числами от k_0 до $k_{\max}$.

Рассмотрим теперь временную динамику спектров радиоизлучения. Обнаружен эффект уплощения со временем низкочастотного края моментальных профилей радиоспектров для отдельных структур радиовсплеска. Так, на рис. 2 совмещены профили в последовательные моменты времени от 12:10:36.8 до 12:10:40.7 UT, с шагом через 0.3 с. Профили сдвинуты так, чтобы совместить все максимумы на одной частоте f^* (максимум первого профиля за выбранный период). Всего показано 14 профилей, в черно-

белом изображении: более ранние профили изображены более темными линиями, более поздние – светлыми. Для большей наглядности профили

Рис. 2. Совмещенные по частоте максимума (указана вертикальной пунктирной линией) сглаженные профили всплеска в течение 12:10:36.8 – 12:10:40.7 UT. Показан каждый третий профиль, первый по времени (самый темный) и последний (самый светлый) выделены более толстыми линиями. Шкала частот соответствует первому профилю.

сглажены, т.е. оставлен основной тренд и убраны шумы. Рисунок демонстрирует тенденцию изменения спектра интенсивности радиоизлучения данного пика: амплитуда со временем уменьшается, а края профиля становятся более пологими, особенно левый, низкочастотный край. Расчеты показывают, что такое «уплощение» частотного спектра радиоизлучения по мере развития всплеска может быть связано с расширением спектра ленгмюровских волн в область малых волновых чисел, то есть с уменьшением k_{min} . Такое поведение спектра плазменных волн согласуется с эффектом постепенной перекачки энергии ленгмюровских волн в область малых волновых чисел из-за индуцированного рассеяния этих волн на тепловых ионах и электронах плазмы [8]. При этом «перекачка» может становиться возможной в результате уменьшения концентрации быстрых частиц в плазме.

Работа Кальтман Т.И. и Кудрявцева И.В. выполнена при поддержке гранта РФФИ 18-29-21016. M. Karlick'y acknowledges support from the project RVO-67985815 and GA CR grants 20-07908S and 21-16508J.

Литература

1. Цытович В.Н. Теория турбулентной плазмы. – М.: Атомиздат. – 1971.
2. Melrose D.B. Instabilities in space and laboratory plasmas. Cambridge: Cambridge University Press. 280 p., 1986.
3. Willes A.J., Robinson P.A., Melrose D.B. // Physics of Plasmas, 1996, 3, 149.
4. Каплан С.А., Цытович В.Н. Плазменная астрофизика. – М.: Наука. – 1972.
5. Reid H. A.S., Ratcliffe H. // Res. in Astron. and Astrophys., 2014, V. 14, I. 7, P. 773-804.
6. Zemanova et al. // Astrophys. J., 2020, 905:111(13 pp).
7. Kudryavtsev I.V. and Kaltman T.I. // MNRAS, 2021, V. 503, P. 5740-5745.
8. Liperovskii V.A., Tsytoich V.N. // Soviet Physics JETP, 1970, 30(4), 682.