ВЛИЯНИЕ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН НА НАПРАВЛЕННОСТЬ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ НА ДВОЙНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ ЧАСТОТЕ

Кудрявцев И.В.^{1,2}, Кальтман Т.И.³

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

²ГАО РАН, г. Санкт-Петербург, Россия

³САО РАН, Санкт-Петербург, Россия

THE INFLUENCE OF THE ANGULAR DISTRIBUTION OF LANGMUIR WAVES ON THE DIRECTION OF THE RADIO EMISSION AT DOUBLE PLASMA FREQUENCY

Kudryavtsev I.V.^{1,2}, Kaltman T.I.³

¹Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

²Central Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg, Russia

³SAO RAS, St. Petersburg, Russia

The direction of transverse electromagnetic waves generated in plasma by Langmuir turbulence at the double plasma frequency is considered. It is shown that the angular distribution of these waves is determined by the angular distribution of plasma turbulence. If the angular distribution of turbulence is proportional to $\cos^{\delta} \vartheta$ then the maximum of radio emission corresponds to the viewing angles 30° – 45° . In this case the ratio of the maximum of radiation power to the minimum can reach more than 3 times. If the angular distribution of turbulence is proportional to $\sin^2 \vartheta$, then the maximum of radio emission corresponds to the angle range 60° – 120° . Such anisotropy of radio emission can be measured by observations, which makes it possible to draw a conclusion about the nature and source of Langmuir turbulence in the solar flare plasma.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-249-252

Работа посвящена изучению направленности радиоизлучения вспышечной солнечной плазмы на двойной плазменной частоте при его генерации плазменным механизмом. Хорошо известно, что во время солнечных вспышек происходит ускорение заряженных частиц вплоть до релятивистских энергий, которые генерируют жесткое рентгеновское [1, 2] и радиоизлучение [3–6]. В работе [7] указано на то, что такое ускорение частиц может иметь связь с движениями сгустков плазмы на Солнце. Потоки заряженных частиц приводят к генерации ленгмюровских волн в солнечной плазме, которые, в свою очередь, порождают поперечные электромагнитные волны, наблюдаемые с помощью радиотелескопов в виде радиоизлучения. Таким образом, встает вопрос о механизме возбуждения радиоизлучения, регистрируемого во время вспышек: является ли радиоизлучение следствием ускорения электронов или первичного процесса энерговыделения. Ответ на этот вопрос может дать изучение направленности генериро-

емого радиоизлучения. В первом случае следует ожидать формирования ленгмюровской турбулентности с угловым распределением, максимум которого соответствует направлению движения этих электронов. Во втором случае следует ожидать изотропного распределения ленгмюровской турбулентности.

Рассмотрим угловые характеристики радиоизлучения на двойной плазменной частоте, генерируемого при слиянии двух ленгмюровских плазмонов. В этом случае мы можем использовать выражение для мощности излучения волн [8]

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

$$Q_{\vec{k}, \vec{k}_1, \vec{k}_2} = \frac{\pi \omega (k_1^2 - k_2^2)^2 [\vec{k}_1 \vec{k}_2]^2}{8 m_e n k^2 \omega_{pe} k_1^2 k_2^2} \delta(\vec{k} - \vec{k}_1 - \vec{k}_2) \times \delta \left(\sqrt{k^2 c^2 + \omega_{pe}^2} - 2 \omega_{pe} - \frac{3 v_{Te}^2 (k_1^2 + k_2^2)}{2 \omega_{pe}} \right) \quad (2)$$

где $\mathbf{k}$, $\mathbf{k}_1$, $\mathbf{k}_2$ – волновые вектора поперечной электромагнитной волны и двух ленгмюровских волн; $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi e^2 n / m_e}$; e , n , m_e – заряд, концентрация и масса электрона; $v_{Te} = \sqrt{k_B T_e / m_e}$, k_B – постоянная Больцмана, T_e – электронная температура плазмы.

Выражение (2) учитывает закон сохранения импульса и энергии при слиянии двух ленгмюровских волн в поперечную электромагнитную волну. Здесь необходимо отметить, что из выражения (2) следует, что в приближении одномерной турбулентности излучение поперечных электромагнитных волн не происходит, $Q = 0$ (см. также [9]).

Детально исследуем случай, когда фазовые скорости ленгмюровских волн меньше скорости света. При наших расчетах будем моделировать спектральную плотность энергии ленгмюровской турбулентности следующим выражением

$$W_{\vec{k}}^l = A \cdot k^\gamma \cos^\delta(\vartheta) \quad \text{при } k_{\min} < k < k_{\max} \text{ и } W = 0 \text{ для других } k, \quad (3)$$

где ϑ – угол между волновым вектором ленгмюровской волны и осью OZ; γ – положительное число; δ – положительное четное число, определяющее ширину углового распределения плазменной турбулентности; A – нормировочный коэффициент, определяемый условием нормировки:

$\int W_{\vec{k}}^l d\vec{k} = W$, где W – плотность энергии ленгмюровской турбулентности.

В этом случае для нормировочного множителя получаем следующее выражение:

$$A = \frac{W(3+\gamma)(1+\delta)}{4\pi(k_{\max}^{3+\gamma} - k_{\min}^{3+\gamma})}.$$

Как было отмечено выше, преимущественное распределение плазменных волн вдоль оси oz может быть вызвано их генерацией потоком быстрых частиц. При этом распределение в обратном направлении может быть результатом нелинейного рассеяния волн на ионах фоновой плазмы [8, 10, 11].

Для расчетов примем, что турбулентность сосредоточена в диапазоне волновых чисел от $k_{\min} = \omega_{pe}/(15V_{Te})$ до $k_{\max} = \omega_{pe}/(3V_{Te})$. Результаты расчета для $\gamma = 2$ и $\delta = 0, 2, 4, 6$ при температуре плазмы 10^6 К и концентрации плазмы 10^{10} см $^{-3}$ представлены на рис. 1а. Кривая 1 соответствует изотропному распределению турбулентности ($\delta = 0$), в этом случае генерация поперечных волн происходит изотропно. Кривые 2–4 соответствуют анизотропному распределению турбулентности (4) для $\delta = 2, 4, 6$ соответственно.

Рис. 1. Мощность излучения поперечных электромагнитных волн в плазме на двойной плазменной частоте; $J = \int Q_{\vec{k}} k^2 dk$.

Как видно из рисунка, увеличение анизотропии турбулентности приводит к резкой анизотропии поперечных электромагнитных волн, рождающихся при слиянии двух ленгмюровских плазмонов. При этом максимум излучения приходится на углы 30° – 45° по отношению к оси oz (угол наблюдения). В случае $\delta = 2$ мощность излучения под углом 90° в 1.8 раза меньше, чем под углом 30° . Для $\delta = 6$ отношение максимума мощности излучения к минимуму составляет 3.2 раза. Минимум радиоизлучения приходится на угол 90° . Такая анизотропия излучения может быть измерена в наблюдениях. Кривая 5 соответствует радиоизлучению для случая распре-

деления ленгмюровских плазмонов пропорционально $k^2 \sin^2 \vartheta$. При этом распределение также как и в первом случае нормировано на плотность энергии турбулентности. В этом случае максимум излучения приходится на диапазон углов 60° – 120° .

Рассмотрим теперь, как изменяется мощность излучения при изменении температуры плазмы. При увеличении температуры плазмы происходит рост интенсивности излучения (рис. 1b), при этом сохраняется анизотропия излучения. Также следует отметить, что увеличение концентрации плазмы приводит к понижению мощности радиоизлучения.

Заключение

В результате рассмотрения направленности поперечных электромагнитных волн, генерируемых в плазме ленгмюровской турбулентностью, показано, что угловое распределение поперечных электромагнитных волн сильно зависит от углового распределения плазменной турбулентности. Как и следовало ожидать, в случае изотропной турбулентности радиоизлучение генерируется изотропно. В случае если угловое распределение турбулентности пропорционально $\cos^{\delta} \vartheta$, максимум радиоизлучения приходится на углы наблюдения 30° – 45° . Если угловое распределение турбулентности пропорционально $\sin^2 \vartheta$, максимум излучения приходится на диапазон углов 60° – 120° . Такая анизотропия радиоизлучения может быть измерена при наблюдениях, что дает возможность сделать заключение о характере и источнике ленгмюровской турбулентности во вспышечной солнечной плазме.

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

Литература

1. *Dmitriev P.B. et al.* // Solar System Research, 2006, V. 40, No. 2, pp. 142.
2. *Aschwanden M.* // Space Sci. Rev., 2002, V. 101, No 1–2, p. 227.
3. *Ratcliffe H. et al.* // A&A, 2014, 572, A111.
4. *Reid H., Ratcliffe H.* // Research in Astron. Astrophys, 2014, V. 14, I.7, p. 773
5. *Kontar E., Nindos A.* // Sol. Phys., 2018, V. 293, I. 6, article id. 90.
6. *Fleishman, G. et al.* // Astrophys. J., 2018, V. 867, I. 1, article id. 81, 1.
7. *Takasao S. et al.* // Astrophys. J., 2016, V. 828, 103.
8. *Цытович В.Н.* Теория турбулентной плазмы. – М.: Атомиздат. – 1971.
9. *Кудрявцев И.В., Кальтман Т.И.* / Сб. трудов XXII Всеросс. ежегод. конф. «Солнечная и солнечно-земная физика – 2018», 2018, с. 255.
10. *Железняков В.В., Зайцев В.В.* // АЖ, 1970, 47, 60-75.
11. *Кудрявцев И.В.* / Сб. трудов XX Всеросс. ежегод. конф. «Солнечная и солнечно-земная физика – 2016», 2016, с. 175-178.