

## ГЕНЕРАЦИЯ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН В ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ С НИЗКОЧАСТОТНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТЬЮ

Буринская Т. М.<sup>(1)</sup>, Rauch J. L.<sup>(2)</sup>, Могилевский М. М.<sup>(1)</sup>

<sup>1</sup> ИКИ РАН, Россия,

<sup>2</sup> CNRS, LPCE, France

В рамках квазилинейного статистического приближения выведены уравнения, описывающие динамику формирования спектров ленгмюровских колебаний в замагниченной бесстолкновительной плазме с низкочастотной турбулентностью. Полученные уравнения учитывают рассеяние возбуждаемых электронным пучком волн на заданном фоне флуктуаций плотности плазмы как на малые, так и на большие углы. Вследствие рассеяния ленгмюровских волн происходит перераспределение энергии колебаний в фазовом пространстве и формируются спектры характерного вида. Численные расчеты, проведенные при параметрах плазмы, характерных для полярной шапки магнитосферы Земли, дают возможность объяснить генерацию мелкомасштабных всплесков ленгмюровских колебаний, зарегистрированных на борту спутника ИНТЕРБОЛ-2 при пролетах в этой области.

### Введение

Модулированные пакеты ленгмюровских колебаний неоднократно регистрировались в разных областях космической плазмы: в солнечном ветре [1, 2], в верхней части авроральной ионосферы и в авроральных областях магнитосферы Земли [3-5]. Анализ волновых измерений, выполненных на спутнике ИНТЕРБОЛ-2 (авроральный зонд), показал, что в условиях возмущенной магнитосферной плазмы  $K_p$  индекс порядка 3–5, мелкомасштабные всплески ленгмюровских колебаний часто встречаются также и в области полярной шапки на высотах от 2 до 3 радиусов Земли [6]. Сравнение результатов наблюдений волновой активности ленгмюровских колебаний в различных областях околоземного пространства показывает, что исследуемому типу колебаний присущи общие характерные свойства, такие как: всплескообразный характер, нерегулярная структура, вариации амплитуд и низкочастотная модуляция. В ходе наблюдений в солнечном ветре и авроральной области была зарегистрирована корреляция между появлением ленгмюровских колебаний и прохождением электронных пучков в этой области. В полярной шапке мелкомасштабные всплески ленгмюровских колебаний также наблюдались внутри областей прохождения электронных потоков с энергиями 300 – 400 эВ. В периоды наблюдений всплесков ленгмюровских колебаний плазма полярной шапки имела развитый спектр низкочастотной турбулентности. Таким образом, для интерпретации экспериментальных данных необходимо рассмотреть процесс генерации ленгмюровских волн электронным пучком в плазме с низкочастотной турбулентностью.

В данной работе приведены результаты анализа волновых измерений, полученных при пролетах спутника ИНТЕРБОЛ-2 в области полярной шапки, и в рамках квазилинейного статистического приближения предложена теоретическая модель для интерпретации экспериментальных данных.

### Экспериментальные данные

Используются данные со спутника ИНТЕРБОЛ-2, запущенного в рамках проекта ИНТЕРБОЛ для проведения комплексных измерений во внутренних областях магнитосферы на высотах порядка 2 – 3 радиусов Земли. В состав комплекса научного оборудования спутника входил ОНЧ-приемник, предназначенный для измерения электрических и магнитных составляющих излучения в диапазоне частот от 8 Гц до 20 кГц [7], а также прибор ИОН [8], который измерял потоки электронов и ионов в диапазоне энергий от 5 эВ до 20 кэВ. В рамках эксперимента НВК-ОНЧ были проведены измерения волновой формы сигнала в диапазоне частот до 20 кГц, которые позволили обнаружить локальные мелкомасштабные всплески электростатического высокочастотного излучения в полярной шапке. Как правило, исследуемые структуры состоят из нескольких всплесков, при этом интенсивность отдельных всплесков изменяется нерегулярным образом. Общая длительность пакета всплесков порядка 0.05 – 10 с, а длительность одного всплеска изменяется от 0.02 до 2 – 3 с. Характерные размеры областей пространства, в которых регистрируются эти всплески, лежат в диапазоне от нескольких сотен метров до 2 – 3 км. Волновые формы наблюдаемых колебаний обычно представляют собой цепочки низкочастотно модулированных ленгмюровских волн с амплитудами 1 – 40 мВ/м. Пример волновой формы колебаний, регистрируемой при пролете в области вспышки, приведен в работе [6] на рис. 6. Спектры ленгмюровских волн, зарегистрированные в области полярной шапки, имеют ширину порядка 10 % от локальной плазменной частоты и обладают характерным изгибом в верхней части спектра. На рис. 1 приведены энергетические спектры электрических колебаний, зарегистрированных 03.12.1996 г. На левом рисунке всплеск ленгмюровских колебаний наблюдался на интервале времени 20:53:47.7 – 20:53:48.5 UT. На спектре ему соответствует пик вблизи частоты 10 кГц. На правом спектре наблюдался всплеск 20:11:17.07 – 20:11:18.7 UT, и ему соответствует крайний правый пик вблизи 10 кГц. На обоих спектрах есть низкочастотные колебания вблизи плазменной частоты ионов, при этом уровень этих колебаний существенно выше для правого спектра, уровень ленгмюровских колебаний которого ниже уровня ленгмюровских колебаний, соответствующих левому спектру.

### Теоретические результаты

Наличие в исследуемой плазме флуктуаций плотности приводит к возможности рассеивания возбуждаемых электронным пучком ленгмюровских волн, выводя их из резонансного взаимодействия с частицами пучка. Вследствие рассеяния может происходить перекачка энергии ленгмюровских колебаний в области фазового пространства, для которых линейный инкремент пучково-плазменной неустойчивости имеет малые или даже отрицательные значения. Для исследования влияния процессов рассеивания на формирование спектров ленгмюровских колебаний рассмотрим линейную стадию плазменно-пучковой неустойчивости в плазме с низкочастотной турбулентностью. Исследование будем проводить для низкоплотной плазмы в магнитном поле, в которой

циклотронная частота электронов существенно превышает их плазменную частоту. Такое соотношение параметров плазмы характерно для области полярной шапки, в которой проводились наблюдения всплесков ленгмюровских колебаний.

Исходным уравнением для исследуемых процессов является хорошо известное двумерное уравнение Захарова для огибающей высокочастотного потенциала  $\Phi$ , в котором флуктуации плотности  $\delta n$  рассматриваются как заданные, причем  $\langle \delta n \rangle = 0$

$$\Delta \left[ \frac{2i}{\omega_p} \left( \frac{\partial}{\partial t} + \hat{\gamma} \right) + 3 \lambda_D^2 \Delta_{//} \right] \Phi - \frac{\omega_c^2}{\omega_c^2 - \omega_p^2} \Delta_{\perp} \Phi = \nabla \left( \frac{\delta n}{n_0} \nabla \Phi \right). \quad (1)$$

В этом уравнении  $n_0$  обозначает плотность фоновой плазмы,  $\omega_p$  и  $\omega_c$  — плазменная и циклотронная частота электронов, соответственно, причем  $\omega_c > \omega_p$ ,  $\lambda_D$  — радиус Дебая. Оператор  $\hat{\gamma}$  описывает нарастание или затухание ленгмюровских волн,  $\hat{\gamma} \Phi$  имеет фурье-представление в пространстве волновых чисел  $\gamma_k \Phi(k)$ , а  $\gamma_k$  предполагается не зависящем от флуктуаций плотности плазмы, то есть обратное воздействие волн на функцию распределения электронов пучка не учитывается. Уравнение (1) выведено в предположении  $k_{//} \gg k_{\perp}$ ,  $k^2 \lambda_D^2 \ll 1$ , причем  $k_{//}^2 > \frac{\omega_p^3}{\omega_c^3 c^2}$  ( $c$  — скорость света), так как при  $\omega_c > \omega_p$  ленгмюровские волны относятся к той же дисперсионной ветви, что и ви-стлерная мода.

Переходя в фурье-пространство и предполагая, что заданный ансамбль флуктуаций плотности  $\delta n$  является статистически однородным в пространстве, можно вывести общее динамическое уравнение для спектральной плотности ленгмюровских колебаний, используя квазилинейное замыкание системы уравнений [9]:

$$\frac{\partial}{\partial t} + 2\gamma_{\vec{k}} W(\vec{k}, t) = -2\gamma_{\vec{k}}^{ef} W(\vec{k}, t) + S_{\vec{k}}^{ef}(t) + S^{sp}. \quad (2)$$

В уравнении (2) использованы следующие безразмерные переменные:

$$t \equiv \omega_p t, \quad r \equiv \frac{\sqrt{2}r}{\sqrt{3}\lambda_D}, \quad \delta n \equiv \frac{\delta n}{2n_0}, \quad W(k, t) \equiv \frac{W(k, t)}{T_e}, \quad (3)$$

где  $T_e$  — температура электронов фоновой плазмы. Волновой вектор  $\vec{k}$  относится к первичным ленгмюровским волнам, возбуждаемым электронным пучком,  $\vec{k} - \vec{q}$  к ленгмюровским волнам, рассеянными на флуктуациях плотности,  $\vec{q}$  к низкочастотным колебаниям.  $\gamma_{\vec{k}}$  сумма декремента затухания Ландау на фоновой плазме и инкремента/декремента Ландау, обусловленного наличием электронов пучка.  $\gamma_{\vec{k}}^{ef}$  и  $S_{\vec{k}}^{ef}$  описывают рассеивание волн на флуктуациях плотности, а  $S^{sp}$  — спонтанную эмиссию

$$\gamma_k^{ef} = \frac{\pi}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d^3 \vec{q}}{(2\pi)^3} C_{\vec{q}} \mu [\delta(R_+) + \delta(R_-)], \quad \mu = \frac{k_{||}^2 (k_{||} - q_{||})^2}{k^2 (k - \vec{q})^u}, \quad (4)$$

$$S_k^{ef} = \pi \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d^3 \vec{q}}{(2\pi)^3} C_{\vec{q}} \mu [\delta(R_+) + \delta(R_-)] W(\vec{k} - \vec{q}, t), \quad (5)$$

$$R_{\pm} = (k_{||} - q_{||})^u - k_{||}^2 - \frac{b(k_{\perp} - q_{\perp})^2}{2(k - \vec{q})^2} + \frac{bk_{\perp}^2}{2k^2} \pm \omega_q, \quad b = \frac{\omega_c^2}{\omega_c^2 - \omega_p^2}, \quad (6)$$

$\omega_q$  — частота низкочастотных осцилляций.  $R_{\pm}$  представляет отстройку суммарной частоты рассматриваемых колебаний от резонанса. В данной работе исследуется случай  $R_{\pm} = 0$ , поэтому в уравнениях (4), (5) используется дельта-функция  $\delta(R)$ .  $C_{\vec{q}}$  — спектральная функция корреляций плотности:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{d^3 \vec{q}}{(2\pi)^3} C_q = \left\langle \frac{\delta n}{n} \right\rangle^2. \quad (7)$$

Уравнения (2-7) описывают квазилинейную диффузию ленгмюровских волн в пределе, когда характерный размер флуктуаций плотности  $q^{-1}$  много больше характерного пространственного размера ленгмюровских осцилляций  $k^{-1}$ . В противном случае уравнения описывают рассеяние волн на большие углы. Таким образом, уравнения (2-7) учитывают процессы рассеяния волн во всем диапазоне углов.

Численные расчеты уравнений (2-7), результаты которых представлены в данной работе, были проведены для случая стационарных флуктуаций плотности плазмы,  $\omega_q = 0$ . Этот выбор определяется тем, что, как показали измерения проведенные на спутнике «Viking», в периоды магнитосферных возмущений в области полярной шапки на высотах до 13500 км наблюдается большое количество мелкомасштабных (<1 км) неоднородностей плотности, дрейфующих со скоростями, значительно меньшими тепловой скорости ионов [10]. Для численных расчетов спектральная функция флуктуаций плотности фоновой плазмы была задана в виде

$$C_q = A q_{\perp}^2 \exp\left(-\frac{q_{||}^2}{2q_{||0}^2} - \frac{q_{\perp}^2}{q_{\perp0}^2}\right), \quad (8)$$

где  $q_{||0}$  и  $q_{\perp0}$  являются характерными волновыми числами флуктуаций плотности в параллельном и перпендикулярном направлениях к магнитному полю соответственно, а

$$A = \frac{2(2\pi)^{3/2}}{q_{||0} q_{\perp0}^4} \left\langle \frac{\delta n}{n} \right\rangle^2, \quad \text{как следует из (7).}$$

Уравнения (2)-(8) решались в предположении аксиальной симметрии относительно магнитного поля. Спектры энергии ленгмюровских колебаний, полученные в чис-

ленных расчетах, представлены на рис. 2, где  $\langle E \rangle^2 = \int W(\vec{k}, t) \frac{d^3 \vec{k}}{(2\pi)^3}$ . Расчеты проводились при плазменных параметрах, характерных для полярной шапки. Отношение циклотронной частоты электронов к плазменной было взято  $\frac{\omega_c}{\omega_p} = 2$ , отношение тепловой скорости плазмы к скорости электронного пучка 0.06, отношение тепловой скорости электронов к направленной скорости пучка 0.65. Отношение плотности электронов пучка к фоновой плотности плазмы 0.01.

Безразмерные характерные волновые числа флуктуаций плотности  $q_{||0} = 0.002$  и  $q_{\perp 0} = 0.01$ . Время счета  $3000 \omega_p^{-1}$ . Спектр (а) на рис. 1 построен для случая  $\langle \frac{\delta n}{n} \rangle = 0$ , спектр (b) для  $\langle \frac{\delta n}{n} \rangle = 1\%$ , спектр (c) для  $\langle \frac{\delta n}{n} \rangle = 4\%$ . Спектр (d) вычислен при тех же параметрах, что и спектр (c) с одним отличием, отношение тепловой скорости плазмы к скорости электронного пучка было взято 0.12. Сравнение спектров, приведенных на рис. 2, показывает, что ширина спектра увеличивается с возрастанием величины  $\langle \frac{\delta n}{n} \rangle$  вследствие перераспределения энергии ленгмюровских колебаний в фазовом пространстве из за процессов рассеяния волн на флуктуациях плотности. Спектры (b), (c) и (d), формирование которых происходило с учетом рассеивания ленгмюровских волн, имеют характерный изгиб в верхней части, аналогичный имеющемуся в экспериментальных спектрах. Реконструкция волновых форм из полученных результатов численных расчетов в предположении случайных фаз рассеянных волн продемонстрировала модулированную цепочку волновых пакетов, подобную наблюдаемой. Модуляция огибающей пакетов ленгмюровских волн является результатом интерференции волн с близкими частотами, возбуждаемых как электронным пучком, так и появляющихся в результате рассеяния на флуктуациях фоновой плазмы.

### Заключение

Результаты проведенного исследования показали, что определяющую роль в формировании спектров ленгмюровских волн, возбуждаемых в плазме вследствие развития пучково-плазменной неустойчивости, могут играть процессы рассеивания волн на флуктуациях фоновой плазмы. В рамках квазилинейного статистического приближения выведены уравнения, описывающие динамику формирования спектров ленгмюровских колебаний в замагниченной бесстолкновительной плазме с низкочастотной турбулентностью. Численные результаты показали, что вследствие рассеяния ленгмюровских волн происходит перераспределение энергии колебаний в фазовом пространстве, и формируются спектры характерного вида. Расчеты, проведенные при параметрах плазмы, характерных для полярной шапки магнитосферы Земли, дают возможность объяснить генерацию мелкомасштабных всплесков ленгмюровских колебаний, зарегистрированных на борту спутника ИНТЕРБОЛ-2 при пролетах в этой области. Работа выпол-

нена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований: гранты 00-15-96631 и 02-02-17553, а также 00-02-22001/PICS 090.

1. Lin R. P., Levedahl W. K., Lotko W., et al. Evidence for parametric decay of Langmuir waves in solar type III radio burst // *Astrophys. J.* V. 308, P. 954, 1986.
2. Gurnett D.A., Hospodarsky G.B., et al. Fine structure of Langmuir waves produced by a solar electron event // *J. Geophys. Res.* V. 98, P. 5631, 1993.
3. McFadden J. P., Carlson C. W., Boehm M. H. High frequency waves generated by auroral electrons // *J. Geophys. Res.* V. 91, P. 12079, 1986.
4. Stasiewicz K., Holback B., Krasnoselskikh V., et al. Parametric instabilities of Langmuir waves observed by Freja // *J. Geophys. Res.* V. 101, P. 21,515, 1996.
5. Bonnel J., Kintner P., Wahlund J.-E., et al. Modulated Langmuir waves: Observations from Freja and SCIFER // *J. Geophys. Res.* V. 102, P. 17,233, 1997.
6. Буринская Т. М., Русанов А. А., Могилевский М. М. Мелкомасштабные всплески ленгмюровских колебаний в полярной шапке // *Космич. исслед.* т. 38, № 5, с. 507, 2000.
7. Могилевский М. М., Голявин А. М., Александрова Т. В. и др. Измерения низкочастотных электромагнитных полей на спутнике Авроральный зонд проекта ИНТЕРБОЛ: эксперимент НВК-ОНЧ // *Космич. исслед.*, т. 36, № 6, с. 630. 1998.
8. Собо Ж. А., Барт А., Аусте К. и др. Измерения сверхтепловой плазмы спектрометрическим комплексом ИОН на спутнике ИНТЕРБОЛ-2 // *Космич. исслед.* т. 36, № 1, с. 53, 1998.
9. Goldman M. V. and DuBois D. F. Beam-plasma instability in the presence of low-frequency turbulence // *Phys. Fluids*, V 25, P 1062, 1982.
10. Holmgren G. and Kintner P. M. Experimental evidence of widespread regions of small-scale plasma irregularities in the magnetosphere // *J. Geophys. Res.*, V 95, P 6015, 1990.

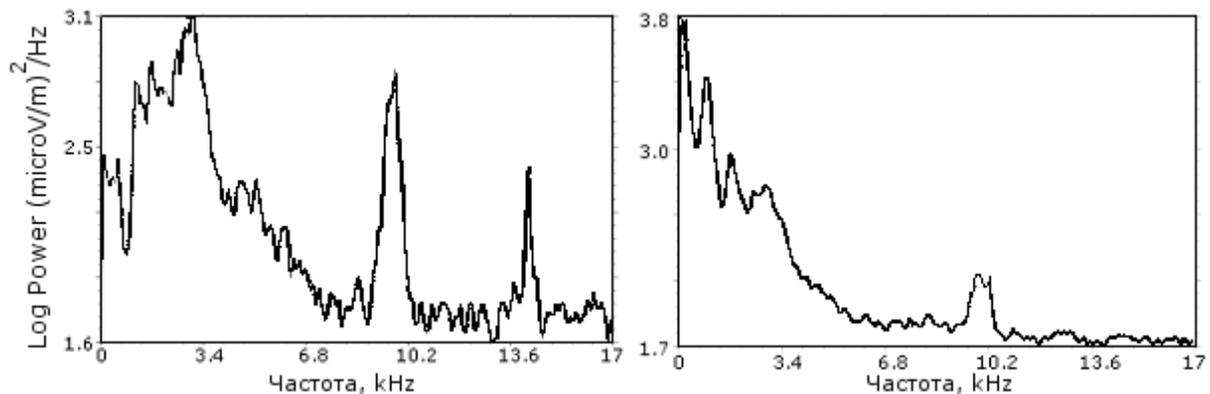


Рис.1. Спектры энергии электрических колебаний, измеренных в области полярной шапки 03.12.1996

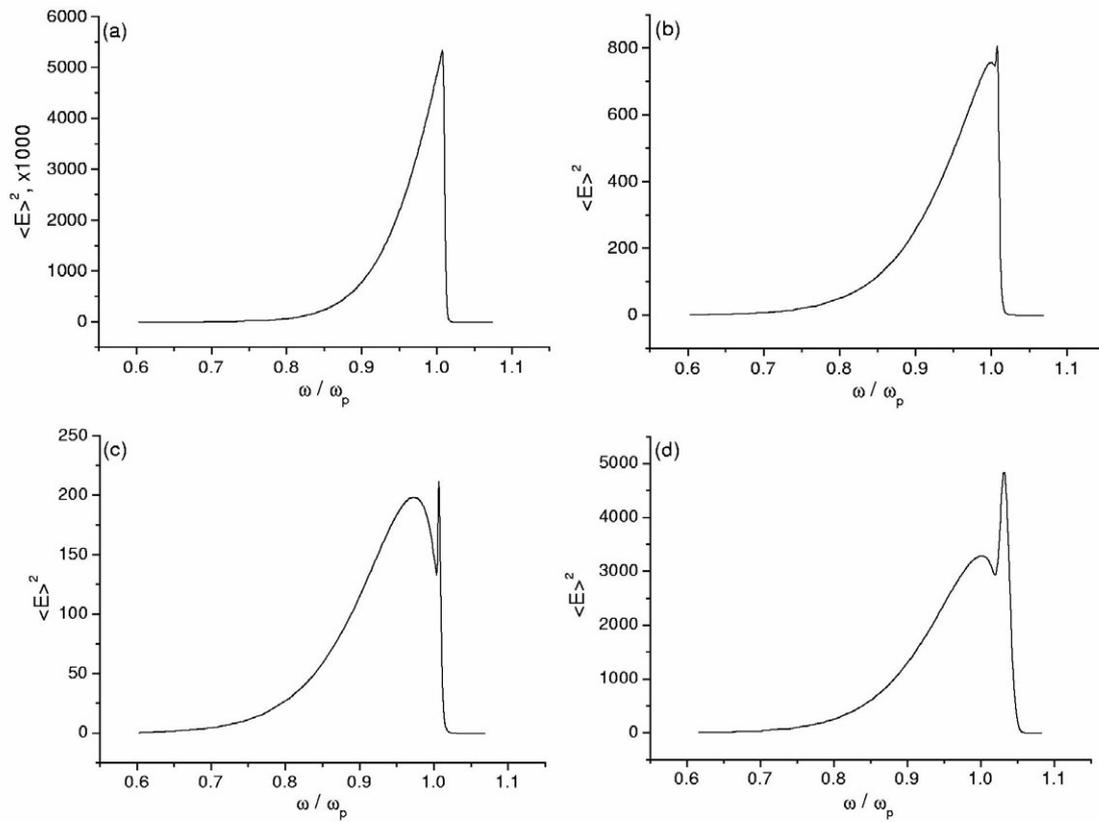


Рис. 2. Спектры энергии ленгмюровских колебаний, полученные как результат численных расчетов для разных значений  $\langle \delta n / n \rangle$