значениями функции $\Phi_I(\varkappa)$ при $\varkappa < \varkappa^*$ и совпадает с выражением (1). Другими словами, соотношение

$$\varkappa^* \rho^* = \varkappa_{\text{фр}}^2 \rho^{*2} \gg 1 \qquad (4)$$

есть условие применимости выражения (1) для спектра слабых амплитудных ионосферных флуктуаций радиосигналов в случае немалых $(\overline{s^2} \gtrsim 1)$ фазовых флуктуаций волны на выходе ионосферного слоя. Заметим, что условие малости фазовых флуктуаций волны на экране $(\overline{s^2} \ll 1)$ как условие применимости соотношения (1) общеизвестно [6].

Исходя из соотношения (3), определим величину ρ^* для функции корреляции флуктуаций фазы волны на экране в виде [2]

$$R_s(\rho) = \frac{2}{\Gamma(\nu - 0{,}5)} \left| \frac{\varkappa_0 \rho}{2} \right|^{\nu - 0{,}5} K_{\nu - 0{,}5}(\varkappa_0 |\rho|).$$

Здесь $\Gamma(x)$, $K(x)$ — гамма-функция и функция Макдональда, $p = 2\nu + 1$ — показатель спектра плазменной ионосферной турбулентности $(0{,}5 < \nu < 1{,}5)$ [2]. С помощью несложных вычислений находим $\rho^* \approx \dfrac{\sqrt{(1{,}5-\nu)}}{\sqrt{\overline{s^2}}\,\varkappa_0} 2^{\nu-1}$ и из соотношения (4) имеем

$$\overline{s^2} \ll \left[(1{,}5 - \nu)\, 2^{2(\nu-1)} \left(\frac{\varkappa_{\text{фр}}}{\varkappa_0} \right)^2 \right]. \qquad (5)$$

При $p = 11/3$ (колмогоровский спектр турбулентности), $l_0 = 30$ *км*, $\lambda = 2$ *м*, $z = 300$ *км* — $\sqrt{\overline{s^2}} < 10$.

Таким образом, при интерпретации спектральных измерений слабых амплитудных флуктуаций сигналов за турбулентным ионосферным слоем можно пользоваться соотношением (1), если точка наблюдения находится в зоне геометрической оптики относительно характерного пространственного масштаба флуктуаций поля волны на выходе ионосферного слоя (см. (4), (5))*. Причем, учитывая известную эквивалентность методов плавных возмущений и фазового экрана [7], можно утверждать, что это условие является и условием применимости метода плавных возмущений в задачах дифракции радиоволн на турбулентном слое толщиной L $(z \gg L)$ с крупномасштабными неоднородностями среды.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ерухимов и др.— В сб.: Тепловые нелинейные явления в плазме — Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с. 7.
2. Rino C. L.— Radio Sci., 1979, **14**, № 6, p. 1135; 1147.
3. Gochelashvily K. G., Shishov V. I.— Opt. Acta, 1971, **18**, № 4, p. 767.
4. Шишов В. И.— Изв. вузов — Радиофизика, 1974, **17**, № 11, с. 1287.
5. Аксенов В. И. и др.— Космические исследования, 1977, **15**, № 3, с. 412.
6. Salpeter E. E.— Astrophys. J., 1967, **147**, p. 433.
7. Bramley E. N.— J. Atm. Terr. Phys., 1977, **39**, p. 367.

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию 14 июля 1980 г.

УДК 621 371 25

О ВОЗМОЖНОСТИ КОЛЕБАТЕЛЬНОГО РЕЖИМА НА ЛИНЕЙНОЙ СТАДИИ ТЕПЛОВОЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

С А Метелев

1. В настоящее время экспериментально установлено, что вблизи уровня отражения мощной радиоволны обыкновенной поляризации в F-слое ионосферы возбуждаются мелкомасштабные неоднородности электронной концентрации с поперечными

* Как нетрудно убедиться, этот результат справедлив и для случая негауссовой статистики флуктуаций фазы волны на выходе ионосферного слоя.

размерами $l_\perp$, меньшими длины волны λ [1–3]. Согласно [4] механизм мелкомасштабного расслоения ионосферной плазмы обусловлен тепловой параметрической неустойчивостью (ТПН), из которой следует, что неоднородности электронной концентрации возбуждаются путем нагрева плазмы в пучностях поля электромагнитной и плазменной волн. Найденные в теории инкременты апериодического режима тепловой неустойчивости находятся в хорошем согласии с экспериментальными результатами [1–3]. Однако из последних экспериментов (см. [5]) следует, что начальная стадия процессов, происходящих в ионосфере под воздействием мощной радиоволны, не описывается монотонным ростом неоднородностей. Поэтому представляет интерес исследовать процесс развития начальных возмущений электронной концентрации под воздействием источника, связанного с нагревом плазмы.

2. Будем описывать динамику неоднородностей плотности плазмы N' и температуры электронов T' в однородной замагниченной плазме уравнениями амбиполярной диффузии и теплопроводности. Рассмотрим сильно вытянутые вдоль геомагнитного поля H_0 неоднородности и представим эти уравнения в виде [4]

$$\frac{\partial N'}{\partial t} = \nabla \hat{D}_N \nabla N' + k_T \frac{N}{T} \nabla \hat{D}_N \nabla T'; \tag{1}$$

$$\frac{\partial T'}{\partial t} = \nabla \hat{D}_T \nabla T' + \delta\nu T' + Q. \tag{2}$$

Здесь $\hat{D}_N$ — тензор амбиполярной диффузии, $N\hat{D}_T$ — тензор электронной теплопроводности, N, T — невозмущенные величины концентрации и температуры, ν — частота столкновений электронов, k_T — термодиффузионное отношение (в дальнейшем полагаем его равным единице), Q — источник тепла. Как и в ТПН, будем рассматривать источник, учитывающий нагрев электронов плазмы F-слоя в суммарном поле электромагнитной и плазменной волн, $Q = \alpha N'$, где (см. [4])

$$\alpha = (\nu E_0^2/N^2)\, L f(z) \sin\psi, \tag{3}$$

E_0 — амплитуда поля мощной радиоволны, $L = \left| \dfrac{\partial \varepsilon}{\partial N} \dfrac{\partial N}{\partial z} \right|^{-1}$ — параметр линейного слоя, z — вертикальная координата (поле $H_0 \parallel 0z$), $f(z)$ — учет неоднородной зависимости источника от высоты, а ψ — эффективная разность фаз между полем накачки и плазменной волной [4]. Считая среду в среднем однородной по поперечным к z координатам $\boldsymbol{r}_\perp$, представим N' и T' в виде интегралов Фурье по $\boldsymbol{r}_\perp$. Кроме того будем считать, что при $t < 0$ $Q = 0$, при $t \geqslant 0$ $Q \neq 0$, т. е. рассмотрим начальную задачу. Применим преобразование Лапласа по времени. В результате уравнения (1), (2) принимают вид

$$\frac{d^2 U}{dz^2} - a_1^2 U = -\left[a_2 W + \frac{T_0}{D_{T\parallel}} \right]; \tag{4}$$

$$\frac{d^2 W}{dz^2} - b_1^2 W = -\left[b_2 \frac{d^2 U}{dz^2} - b_3 U + \frac{N_0}{D_{T\parallel}} \right], \tag{5}$$

где

$$(U,\ W) = \int_0^\infty \left(T_{\varkappa_\perp},\ N_{\varkappa_\perp}\right) e^{-pt}\, dt = \int_0^\infty \int_{-\infty}^\infty (T',\ N')\, e^{-i\varkappa_\perp \boldsymbol{r}_\perp - pt}\, d\boldsymbol{r}_\perp\, dt,$$

$$N_0 = N_{\varkappa_\perp}(t=0), \quad T_0 = T_{\varkappa_\perp}(t=0),$$

$$a_1^2 = \frac{\varkappa_\perp^2 D_{T\perp} + \delta\nu + p}{D_{T\parallel}}, \quad a_2 = \frac{\alpha(z)}{D_{T\parallel}},$$

$$b_1^2 = \frac{\varkappa_\perp^2 D_{N\perp} + p}{D_{N\parallel}}, \quad b_2 = \frac{N}{T}, \quad b_3 = \varkappa_\perp^2 \frac{D_{N\perp}}{D_{N\parallel}} \frac{N}{T}.$$

Из (4), (5) можно найти интегральное уравнение для изображения возмущений плотности электронной концентрации. Однако задача упрощается, если учесть, что [4] источник нагрева Q отличен от нуля в области, много меньшей всех характерных параметров задачи, т. е. можно считать $\alpha(z) \sim \delta(z)$, где $\delta(z)$ — дельта-функция. Кроме того, будем искать решение при $t < \left(\varkappa_\perp^2 D_{N\perp}\right)^{-1}$, $\left(\varkappa_\perp^2 D_{T\perp}\right)^{-1}$, $(\delta\nu)^{-1}$ и полагаем $D_{T\parallel} \gg D_{N\parallel}$. Тогда решение системы (4), (5) запишется в виде

$$W(z, p) = -\frac{cN_0}{p^{3/2}+cp+b}\exp\left(-\frac{\sqrt{p}\,|z|}{\sqrt{D_{N\parallel}}}\right) - \tag{6}$$
$$-\frac{b}{p}\,\frac{N_0}{p^{3/2}+cp+b}\exp\left(-\frac{\sqrt{p}\,|z|}{\sqrt{D_{T\parallel}}}\right)+\frac{N_0}{p},$$

где

$$c = \frac{\alpha}{2}\,\frac{N}{T}\,\frac{\sqrt{D_{N\parallel}}}{D_{T\parallel}}, \qquad b = \frac{\alpha}{2}\,\frac{\varkappa_\perp^2 D_{N\perp}}{\sqrt{D_{T\parallel}}}.$$

Характер поведения $N_{\varkappa_\perp}(z, t)$ во времени можно установить, проанализировав корни уравнения $p^{3/2}+cp+b=0$. Это уравнение имеет один действительный и два комплексно-сопряженных корня, что указывает на существование апериодической и периодической частей решения $N_{\varkappa_\perp}(z, t)$. Найдем $N_{\varkappa_\perp}(z, t)$ при $t \gg c/b$, когда можно пренебречь слагаемыми cp. Решение при этом выражается через интегралы вероятности от комплексного аргумента и имеет довольно громоздкий вид. Однако при $t \gg b^{-2/3}$ решение упрощается и его можно записать следующим образом:

$$\frac{N_{\varkappa_\perp}(z, \tau)}{N_0} = \begin{cases} 1, & \tau < z_T \\ \dfrac{z_T}{\sqrt{\pi\tau}} + \dfrac{2}{3\sqrt{\pi\tau}}\exp[(\tau - z_T)/2]\sin\sqrt{3}\tau\sin\left(\dfrac{\sqrt{3}}{2}z_T+\dfrac{\pi}{3}\right), & \\ & \tau > z_T, \quad \sin\psi = 1, \\ \dfrac{z_T}{\sqrt{\pi\tau}} + \dfrac{2}{3}\exp[(2\tau - z_T)/2]\left[1+\dfrac{e^{-\tau/2}}{\sqrt{\pi\tau}}\sin\sqrt{3}\tau\sin\left(\dfrac{\sqrt{3}}{2}z_T-\dfrac{\pi}{3}\right)\right], & \\ & \tau > z_T, \quad \sin\psi = -1. \end{cases} \tag{7}$$

Здесь введены безразмерные время и координаты

$$\tau = |b|^{2/3}t, \qquad z_T = |b|^{1/3}|z|/\sqrt{D_{T\parallel}}.$$

Заметим, что решение (7) сильно зависит от выбора фазы ψ. Исследуя дисперсионное уравнение рассматриваемой неустойчивости, можно показать, что пороговая мощность волны накачки минимальна при $\sin\psi = \pm 1$, причем не зависит от знака $\sin\psi$. Набег фазы ψ для выполнения этих условий выбирается за счет автоматического подбора расстройки частоты $\Delta\omega$ [4]. При $\sin\psi = -1$ флуктуации плотности электронов растут во времени по экспоненциальному закону (с небольшой осциллирующей добавкой). Инкремент этого решения совпадает с инкрементом, полученным в ТПН [4], где рассматривался именно этот случай: $\sin\psi = -1$. При $\sin\psi = 1$, однако, решение имеет совершенно иной характер. Неоднородности концентрации осциллируют во времени и растут по экспоненциальному закону, т. е. неустойчивость является периодической. Период осцилляций равен $T = \pi/(\sqrt{3}\,\gamma)$, где

$$\gamma = \frac{b^{2/3}}{2} = \frac{1}{2}\left[\frac{\nu E_0^2 L}{2NT}\,\frac{\varkappa_\perp^2 D_{N\perp}}{\sqrt{D_{T\parallel}}}\right]^{2/3}. \tag{8}$$

По высоте неоднородности плотности концентрации спадают по экспоненте от области нагрева и уменьшаются в e раз на расстоянии $l_0 = \dfrac{2\sqrt{D_{T\parallel}}}{b^{1/3}} \approx \sqrt{\dfrac{D_{T\parallel}}{\gamma}}$. Это расстояние l_0 можно считать продольным размером возникающих неоднородностей, который уменьшается с увеличением мощности радиоволны пропорционально $E_0^{-2/3}$ и возрастает с увеличением поперечного размера неоднородностей $l_\perp = 2\pi/\varkappa_\perp$. Оценим характерные масштабы решения при $E_0^2/2NT \approx 10^{-4}$, $L = 100$ *км*, $l_\perp = 10$ *м*. Оно будет справедливо в следующих пределах:

$$\max\{b^{-2/3},\ c/b\} \approx 0{,}1\ c < t < 25\ c = \min\left\{(\delta\nu)^{-1},\ \left(\varkappa_\perp^2 D_{N\perp}\right)^{-1},\ \left(\varkappa_\perp^2 D_{T\perp}\right)^{-1}\right\}.$$

Инкремент $\gamma \approx 0{,}1\ c^{-1}$, продольный размер $l_0 \approx 30$ *км*.

3. Изложенная выше задача решалась при начальных условиях $N_{\varkappa\perp}(t=0)=N_0$, т. е. неоднородности считались бесконечно вытянутыми вдоль H_0. В реальных условиях неоднородности имеют конечную длину. Поэтому представляет интерес рассмотреть эволюцию начальных неоднородностей вида $N_{\varkappa\perp}(t=0)=N_0\exp(-z^2/l^2)$. В этом случае решение имеет вид при $\tau > z_T$

$$\frac{N_{\varkappa\perp}(z,\tau)}{N_0}=\frac{\exp\left[-\frac{z_N^2}{4\tau}\left(1-\frac{1}{1+\tau/l_N^2}\right)\right]}{\sqrt{1+\tau/l_N^2}}+\frac{2\,l_N}{\sqrt{3\pi}}\times$$

$$\times\exp\left(-\frac{z_T}{2}\right)\sin\left(\frac{\sqrt{3}}{2}z_T-\frac{\pi}{3}\right)\int\limits_0^{\tau}\frac{e^{x/2}\sin\sqrt{3}\,x}{\sqrt{x\left(\tau-x+l_N^2\right)}}\,dx,$$

где $l_N=(b^{1/3})\,l/2\sqrt{D_{N\parallel}}$.

4. Проведенный анализ показывает, что на начальной стадии тепловой параметрической неустойчивости возможно появление осциллирующего режима генерации неоднородностей с характерным периодом T, примерно равным обратному инкременту неустойчивости. Величина этого периода по оценкам равна нескольким десяткам секунд для $l_\perp=10\div50$ *м*. К сожалению, это значение в 30—100 раз больше величины периода осцилляций, наблюдающихся на эксперименте [5] Однако, учитывая тот факт, что T пропорционален $\left(E_0^2\right)^{-2/3}$, можно, в принципе, ожидать, что быстрые осцилляции на начальной стадии ТПН возникают в локальных областях ионосферы, где мощность волны накачки вследствие фокусировки на естественных ионосферных неоднородностях с размером $l\approx5\div10$ *км* возрастает пропорционально $l^4/(\lambda z)^2$ на один-два порядка. В связи с этим стоит указать, что согласно проведенным наблюдениям «пичков» [5] в двух разнесенных на 5 *км* пунктах, можно утверждать, что область ионосферы, ответственная за пички, ограничена одним-двумя километрами.

Автор благодарен Л. М. Ерухимову за постоянное внимание к работе и С. М. Грачу за обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fialer P. A.— Radio Sci, 1974, 9, № 11, p. 923.
2. Беликович В. В. и др. — Изв. вузов — Радиофизика, 1975, 18, № 4, с. 516.
3. Беленов А. Ф. и др.— Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 12, с. 1805.
4. Грач С. М. и др. — Физика плазмы, 1978, 4, № 6, с 1321, 1330.
5. Ерухимов Л М. и др. Тепловые нелинейные явления в плазме. Сб. науч. тр.— Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с. 7.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
10 июня 1980 года.

УДК 621.391.822.4 ; 621.319.4

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФЛИККЕРНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ЕМКОСТИ НЕКОТОРЫХ КОНДЕНСАТОРОВ

Г Н. Бочков, А. А. Мальцев, А. В. Якимов

1. Впервые о наличии фликкерных флуктуаций емкости у конденсаторов сообщалось в [1], после чего их существование принималось во внимание при анализе работы генераторных систем (см., например, [2])

Тем не менее, до настоящего времени в литературе имелась, по-видимому, всего одна работа [3], посвященная экспериментальному определению формы и величины спектра флуктуаций емкости конденсаторов. В [3] приводятся данные лишь для конденсаторов типа КСО-1 с емкостью 110 *пФ* $\pm$ 5% и рабочим напряжением 250 *В*. Измерения проводились генераторным методом в диапазоне частот анализа $(20\div400)$ *Гц* при полосе пропускания 7 *Гц*.