УДК 533.951

ДРЕЙФОВАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ ПЛАЗМЫ НИЖНЕГИБРИДНЫХ УЕДИНЁННЫХ СТРУКТУР ЗЕМНОЙ ИОНОСФЕРЫ

Д.В. Чибисов
Украинская государственная академия железнодорожного транспорта
г. Харьков, пл. Фейербаха, 7, Украина, 61050
E-mail chibisovdm@mail.ru
Received May 14, 2013

Исследуется линейная и нелинейная стадии дрейфовой неустойчивости в плазме нижнегибридных уединённых структур, которые наблюдаются в ионосфере Земли. Поскольку такие структуры имеют аксиальную симметрию, анализ проводится на основе теории, рассматривающей в качестве элементарных возмущений мелкомасштабные цилиндрические волны. Показано, что с увеличением амплитуды колебаний линейная стадия дрейфовой неустойчивости переходит в нелинейную стадию в широком спектре волновых чисел. Рассмотрена квазилинейная стадия неустойчивости, сделаны оценки скорости турбулентной диффузии ионов, приводящей к разрушению данных структур.
КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: нижнегибридные уединённые структуры, нижнегибридные полости, ионосфера, дрейфовая турбулентность, турбулентная диффузия.

DRIFT TURBULENCE IN PLASMA OF LOWER HYBRID SOLITARY STRUCTURES IN THE EARTH'S IONOSPHERE

D.V. Chibisov
Ukrainian State Academy of Railway Transport
7, Feuerbach Sq., Kharkov, Ukraine, 61050
The linear and nonlinear stages of the drift instability in plasma of lower hybrid solitary structures that are observed in the Earth's ionosphere are investigated. Because these structures have axial symmetry, the analysis is based on the theory, which considers as elementary small-scale perturbations the cylindrical waves. It is shown that the linear stage of drift instability with an increase of oscillations amplitude changes to the nonlinear stage in a broad spectrum of the wave numbers. A quasi-linear stage of instability is considered, the estimates of turbulent diffusion of ions, which leads to the destruction of these structures, are performed.
KEY WORDS: lower-hybrid solitary structures, lower-hybrid cavities, ionosphere, the drift turbulence, turbulent diffusion.

ДРЕЙФОВА ТУРБУЛЕНТНІСТЬ ПЛАЗМИ НИЖНЬОГІБРИДНИХ ВІДОКРЕМЛЕНИХ СТРУКТУР ЗЕМНОЇ ІОНОСФЕРИ

Д.В. Чібісов
Українська державна академія залізничного транспорту
м. Харків, м. Фейєрбаха, 7, Україна, 61050
Досліджується лінійна та нелінійна стадії дрейфової нестійкості в плазмі нижньогібридних відокремлених структур, які спостерігаються в іоносфері Землі. Оскільки такі структури мають аксіальну симетрію, аналіз проводиться на основі теорії, яка розглядає як елементарні збурення дрібномасштабні циліндричні хвилі. Показано, що зі збільшенням амплітуди коливань лінійна стадія дрейфової нестійкості переходить у нелінійну стадію у широкому спектрі хвильових чисел. Розглянута квазілінійна стадія нестійкості, зроблені оцінки швидкості турбулентної дифузії іонів, яка приводить до зруйнування цих структур.
КЛЮЧОВІ СЛОВА: нижньогібридні відокремлені структури, нижньогібридні порожнини, іоносфера, дрейфова турбулентність, турбулентна дифузія.

Нижнегибридные уединённые структуры (НГУС) являются широко распространённым явлением в плазме верхней ионосферы и магнитосферы Земли, которые наблюдались вблизи авроральной зоны как зондирующими ракетами [1-5] на высотах до 1000 км, так и спутниками [6-8] на высотах от 1000 км до 35000 км. Такие структуры представляют собой аксиально-симметричные области в плазме, ось которых совпадает с направлением силовых линий магнитного поля Земли, и характеризующиеся существенно повышенным уровнем электростатических нижнегибридных колебаний, а также пониженным значением плотности плазмы по сравнению с окружающей средой (в связи с этим данные структуры также называют нижнегибридными полостями). НГУС имеют поперечные размеры от нескольких метров до нескольких сотен метров (порядка нескольких ларморовских радиусов ионов) и продольные размеры, значительно превышающие их поперечный размер. Причины возникновения и стабильности данных структур до конца не ясны не смотря на большое число выполненных исследований. Во многом это связано с тем, что измерения, проводящиеся с помощью зондирующих ракет и спутников, носят случайный характер, а исследование каждой конкретной полости проводятся в течение очень короткого промежутка времени, который определяется временем пролёта ракеты или спутника через данную полость. Лабораторное моделирование НГУС также имеет свои трудности, связанные с воспроизведением в лабораторных установках условий, аналогичных ионосферным. Не установлена достоверно также длительность существования НГУС, причины их распада.

Помимо повышенного уровня нижнегибридных колебаний в НГУС отмечаются также широкополосные колебания и в низкочастотном диапазоне вплоть до частот, значительно меньших не только нижнегибридной, но и ионной циклотронной частоты, которые в окружающей плазме отсутствуют. Природа существования таких колебаний в НГУС ранее не рассматривалась. В настоящей работе предполагается, что причиной возникновения низкочастотных колебаний в НГУС является неоднородность плотности плазмы в полости поперёк магнитного поля и исследуется возможность возбуждения колебаний в результате развития дрейфовой неустойчивости плазмы. Поскольку такие структуры имеют аксиальную симметрию, анализ как линейной, так и нелинейной стадий неустойчивости проводится на основе теории, в которой элементарными возмущениями являются мелкомасштабные цилиндрические волны. Формализм данной теории разработан ранее в работах [9-11] применительно к аксиально-симметричной плазме, получаемой в лабораторных условиях. Известно, что развитая дрейфовая турбулентность является причиной аномальной диффузии плазмы поперек магнитного поля. В случае НГУС низкочастотная турбулентность плазмы может привести к исчезновению полости. В настоящей работе получена оценка скорости квазилинейной диффузии ионов в полости поперёк магнитного поля, вызванной дрейфовой турбулентностью, на основе которой оценено время существования НГУС в плазме ионосферы и магнитосферы Земли.

Целью работы является исследование линейной и нелинейной стадий развития дрейфовой неустойчивости плазмы нижнегибридных уединённых структур, наблюдаемых в ионосфере и магнитосфере Земли, а также оценка времени существования таких структур, определяемое турбулентной диффузией ионов поперек магнитного поля в неоднородной плазме.

ЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ

В однородной замагниченной плазме рассмотрим аксиально-симметричную полость, ось которой совпадает с направлением магнитного поля. Предположим, что плотность плазмы в полости определяется "перевёрнутым" распределением Гаусса

$$n(r)=n_0\left(1-a\exp\left(-\frac{r^2}{2r_0^2}\right)\right), \tag{1}$$

где n_0 – плотность плазмы вне полости, a – постоянная, определяющая глубину полости, r_0 – характерный размер неоднородности плотности. Подобное распределение плотности плазмы в полостях подтверждается спутниковыми измерениями [12], при этом величина a имеет значения от 0,2-0,4 на высотах 600-1000 км, до 0,1-0,2 на высотах 1500-13000 км и порядка 0,02-0,05 на высотах 20000-35000 км. Распределение компонент плазмы по скоростям предполагается максвеллловским, что также подтверждается наблюдениями. Равновесная функция распределения для компонент плазмы $F_{\alpha 0}$ в этом случае имеет вид

$$F_{0\alpha}=\frac{n_0}{(2\pi)^{3/2}\,\mathrm{v}_{T\alpha}^3}\left(1-a\exp\left(-\frac{R_\alpha^2}{2R_{0\alpha}^2}\right)\right)\exp\left(-\frac{\rho_\alpha^2}{2\,\rho_{T\alpha}^2}-\frac{\mathrm{v}_z^2}{2\mathrm{v}_{T\alpha}^2}\right), \tag{2}$$

где индекс α обозначает ионы (i) или электроны (e), R_α, ρ_α и v_z – радиальная координата ведущего центра, ларморовский радиус и скорость вдоль магнитного поля частицы сорта α соответственно, $R_{0\alpha}$ – характерный размер неоднородности радиального распределения ведущих центров частиц, $\rho_{T\alpha}=\mathrm{v}_{T\alpha}/\omega_{c\alpha}$ – тепловой ларморовский радиус, $\mathrm{v}_{T\alpha}$ – тепловая скорость, $\omega_{c\alpha}$ – циклотронная частота. Условия квазинейтральности плазмы требует выполнение равенства $R_{0i}^2+\rho_{Ti}^2=R_{0e}^2+\rho_{Te}^2=r_0^2$, к которому приводит интегрирование распределения (2) по скоростям. Из системы уравнений Власова-Пуассона можно получить следующее уравнение, описывающее линейную стадию дрейфовой и ионной циклотронной неустойчивостей плазмы в аксиально-симметричной плазме [9-11]

$$\begin{aligned}&\Phi_m(k_\perp,k_z,\omega)+8\pi^2\sum_\alpha\frac{e_\alpha^2\omega_{c\alpha}^2}{k^2m_\alpha}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\int_0^\infty dR_\alpha R_\alpha\int_0^\infty d\rho_\alpha\rho_\alpha\int_{-\infty}^{\infty}d\mathrm{v}_z\int_0^\infty dk_{1\perp}k_{1\perp}\Phi_m(k_{1\perp},k_z,m,\omega)\\&\times\frac{J_{m+n}(k_\perp R_\alpha)J_{m+n}(k_{1\perp}R_\alpha)J_n(k_\perp\rho_\alpha)J_n(k_{1\perp}\rho_\alpha)}{\omega-n\omega_{c\alpha}-k_z\mathrm{v}_z}\left[\frac{n}{\omega_{c\alpha}}\frac{\partial F_{0\alpha}}{\rho_\alpha\partial\rho_\alpha}+\frac{(m+n)}{\omega_{c\alpha}}\frac{\partial F_{0\alpha}}{R_\alpha\partial R_\alpha}+k_z\frac{\partial F_{0\alpha}}{\partial \mathrm{v}_z}\right]=0,\end{aligned} \tag{3}$$

где $\Phi_m(k_\perp,k_z,\omega)$ – преобразование Фурье-Бесселя возмущённого потенциала,

$$\Phi_m(k_\perp,k_z,\omega)=(2\pi)^{-3}\int_0^\infty dr\,r\int_0^{2\pi}d\varphi\int_{-\infty}^{\infty}dz\int_{-\infty}^{\infty}dt\,\Phi(r,\varphi,z,t)J_m(k_\perp r)\exp(i\omega t-im\varphi-ik_zz). \tag{4}$$

Интегрирование уравнения (3) для функции распределения (1) в асимптотическом пределе $k_\perp R_{0\alpha}\gtrsim m\gg 1$ приводит к следующему дисперсионному уравнению для дрейфовой и ионной циклотронной неустойчивостей плазмы в НГУС

$$1+\sum_{\alpha}\frac{1}{k^2\lambda_{D\alpha}^2}\left[1+i\sqrt{\pi}\sum_{n=-\infty}^{\infty}W\left(z_{n\alpha}\right)\frac{\omega-\left(m+n\right)\omega_{\alpha*}}{\sqrt{2}k_z\mathrm{v}_{T\alpha}}I_n\left(k_\perp^2\rho_{T\alpha}^2\right)\exp\left(-k_\perp^2\rho_{T\alpha}^2\right)\right]=0 \quad (5)$$

где $z_{n\alpha}=\left(\omega-n\omega_{ci}\right)/\sqrt{2}k_z\mathrm{v}_{T\alpha}$, $\omega_{\alpha*}=\omega_{c\alpha}\rho_{T\alpha}^2\left(d\ln n_0\left(r_s\right)/r_s dr_s\right)$, $r_s=m/k_\perp$, $\lambda_{D\alpha}$ – радиус Дебая $W\left(z\right)=e^{-z^2}\left(1+\frac{2i}{\sqrt{\pi}}\int_0^z e^{\xi^2}d\xi\right)$. Уравнение (5) определяет в асимптотическом пределе $k_\perp R_{0\alpha}\gtrsim m\gg 1$ дисперсионные свойства пространственно неоднородных образований – цилиндрических волн с профилем в виде функции Бесселя. При этом зависимость плотности плазмы от радиальной координаты $n_0\left(r\right)$ (1) в данном уравнении трансформируется в зависимость от величины $r_s=m/k_\perp$, которая соответствует радиальной координате первого максимума функции Бесселя, то есть координате точки, которая разделяет осциллирующую и не осциллирующую части данной функции. В пределе низкочастотных колебаний $\omega\ll\omega_{ci}$ уравнение (5) примет вид

$$1+\frac{1}{k^2\lambda_{De}^2}\left(1+i\sqrt{\pi}\frac{\omega-m\omega_{e*}}{\sqrt{2}k_zV_{Te}}W\left(z_{e0}\right)\right)+\frac{1}{k^2\lambda_{Di}^2}\left(1+i\sqrt{\pi}\frac{\omega-m\omega_{i*}}{\sqrt{2}k_zV_{Ti}}A_0\left(b_i\right)W\left(z_{i0}\right)\right)=0\,. \quad (6)$$

Предположим, что волны распространяются почти поперёк магнитного поля, так что $\left|z_{i0}\right|>1$ и затуханием Ландау на ионах можно пренебречь. В то же время для электронов выполняется условие $\left|z_{e0}\right|<1$. Используя в данном случае соответствующие асимптотики W-функции, а также предполагая, что волновые числа $k_\perp$ удовлетворяют условию $k_\perp\rho_{Ti}<1$, получим дисперсию и инкремент дрейфовых колебаний в нижнегибридной полости

$$\omega_m\left(k_\perp\right)\approx\frac{m\omega_{e*}}{1+k_\perp^2\rho_s^2}\,, \quad (7)$$

$$\gamma_m\left(k\right)\approx\omega_m\left(k_\perp\right)\frac{\sqrt{\pi}z_{e0}\exp\left(-z_{e0}^2\right)}{1+k_\perp^2\rho_s^2}\,, \quad (8)$$

где $\rho_s^2=\rho_{Ti}^2\left(T_e/T_i\right)$, $k=\left(k_\perp,k_z\right)$. Отметим, что нарастание дрейфовых колебаний не зависит от знака градиента плотности и обусловлено резонансными электронами в условиях черенковского резонанса. Оценим значение частоты дрейфовых колебаний (7) которые возбуждаются в нижнегибридных полостях в авроральной зоне верхней части земной ионосферы. К примеру, измерения, выполненные в работе [3] на высоте около 1000 км показывают, что основной ионной составляющей является однократно ионизованный кислород, который составляет здесь до 90%. Ионная циклотронная частота ионов кислорода приближённо равна 34 Гц, отношение $r_0/\rho_{Ti}\approx 3$, $a=0,2$. В этом случае частота дрейфовых колебаний имеет значение порядка 1-2 Гц. Подобная оценка дрейфовой частоты на высотах 1500-2000 км, где основной ионной компонентой являются протоны, составляет величину порядка 6 Гц.

НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ

При исследовании нелинейной эволюции дрейфовой неустойчивости НГУС воспользуемся результатами работы [11], в которой было получено кинетическое уравнение для спектральной интенсивности мелкомасштабных цилиндрических волн в плазме с произвольным профилем плотности, учитывающее только основной нелинейный процесс – индуцированное рассеяние волн на свободных ионах

$$\frac{1}{2}\frac{\partial I_m\left(k\right)}{\partial t}=\gamma_m\left(k\right)I_m\left(k\right)+\left(\frac{\partial\,\mathrm{Re}\,\varepsilon}{\partial\omega_m\left(k\right)}\right)^{-1}\frac{\pi}{k^2\lambda_{Di}^2}\frac{e^2}{T_i^2}\sum_{m_1}\int dk_1 I_m\left(k\right)I_{m_1}\left(k_1\right)\frac{\left(m-m_1\right)\left|\omega_{i*}\right|}{\omega_m^2\left(k\right)}$$
$$\times\left(k_\perp k_{1\perp}\rho_{Ti}^2\right)^2\cos^2\alpha_0 B\left(k_\perp,m\middle|k_{1\perp},m_1\right)\delta\left[\omega_m\left(k\right)-\omega_{m_1}\left(k_1\right)\right]=\left[\gamma_m\left(k\right)+\Gamma_m\left(k\right)\right]I_m\left(k\right), \quad (9)$$

где $dk_1=k_{1\perp}dk_{1\perp}dk_{1z}$ В уравнении (6) $I_m\left(k\right)$ – спектральная интенсивность цилиндрических волн, определяемая соотношением

$$\left\langle\Phi_m\left(k_\perp,k_z,\omega\right)\Phi_{m_1}\left(k_{1\perp},k_{1z},\omega\right)\right\rangle=I_m\left(k\right)\delta_{m,m_1}\delta\left(\frac{1}{2}k_\perp^2-\frac{1}{2}k_{1\perp}^2\right)\delta\left(k_z-k_{1z}\right)\delta\left(\omega-\omega_1\right)\delta\left(\omega-\omega_m\left(k\right)\right). \quad (10)$$

Коэффициент $B\left(k_\perp, m\middle|k_{1\perp}, m_1\right)$, учитывающий асимметрию взаимодействия цилиндрических волн, возникающей как следствие неоднородности радиальной структуры функции Бесселя, равен

$$B\left(k_\perp, m\middle|k_{1\perp}, m_1\right) = \begin{cases} \dfrac{1}{\pi m\left|\cos\alpha_0\right|}\dfrac{k_\perp}{k_{1\perp}}, & m_1 < m_{10} - m_{10}^{1/3} \\ O\left(m^{-2/3}\right), & m_{10} - m_{10}^{1/3} < m_1 < m_{10} \\ O\left(m^{-2}\right), & m_1 > m_{10} \end{cases} \tag{11}$$

$$m_{10} = m\left(k_{1\perp}/k_\perp\right), \tag{12}$$

$$\cos^2\alpha_0 = 1 - \frac{m_1^2 k_\perp^2}{m^2 k_{1\perp}^2}. \tag{13}$$

Индуцированное рассеяние цилиндрических волн имеет характерное отличие от аналогичного процесса плоских волн. В случае плоских волн для получения уравнения, описывающего нелинейную эволюцию спектральной интенсивности $I\left(\mathbf{k_1}\right)$ волн-партнеров по взаимодействию, достаточно провести замены

$$\mathbf{k} \rightleftarrows \mathbf{k_1},\ \omega\left(\mathbf{k}\right) \rightleftarrows \omega_1\left(\mathbf{k}_1\right) \tag{14}$$

и учесть основные свойства симметрии матричных элементов. При этом появление нелинейного инкремента в уравнении для спектральной интенсивности $I\left(\mathbf{k}\right)$ сопровождается симметричным появлением нелинейного декремента в уравнении для $I\left(\mathbf{k_1}\right)$ и наоборот. В рассматриваемом случае коротковолновых цилиндрических волн при получении уравнения для $I_{m_1}\left(k_1\right)$ помимо замены (14) следует также учитывать и соотношения (11) и (13). Их учёт приводит к несимметричному ответному влиянию волны $\left(m, k\right)$ на волну $\left(m_1, k_1\right)$, который уменьшает в уравнении для $I_{m_1}\left(k_1\right)$ нелинейный декремент в $m \gg 1$ раз. Таким образом, процесс индуцированного рассеяния коротких $\left(m \gg 1\right)$ цилиндрических волн оказывается асимметричным. Применим полученное уравнение (9) для интенсивности колебаний $I_m\left(k\right)$ к исследованию нелинейной стадии дрейфовой неустойчивости радиально-неоднородной плазмы в нижнегибридной полости, частота и инкремент которой определяются соотношениями (7) и (8) соответственно. Пропорциональность матричного элемента уравнения (9) δ - функции определяет радиальные волновые числа $k_\perp$ взаимодействующих волн. Из (7) и уравнения $\omega_m\left(k\right) = \omega_{m_1}\left(k_1\right)$ получаем, что колебания с азимутальным волновым числом m и радиальным волновым вектором $k_\perp$ взаимодействуют с колебаниями с азимутальным волновым числом m_1 и волновым вектором $k_{1\perp}$ приближённо равным

$$k_{1\perp}^2\rho_s^2 \approx \frac{bm_1}{m}\left(1 + k_\perp^2\rho_s^2\right) - 1, \tag{15}$$

где $b \approx 1 + \left(m^2/2k_\perp^2 r_0^2\right)\cos^2\alpha_0$ - коэффициент, возникающий из-за различия в величине ω_{e*} для волн с отличающимися значениями r_s (для гауссового профиля плотности $b = 1$). В этом случае величина $\cos^2\alpha_0$ (13) равна

$$\cos^2\alpha_0 = \frac{1}{m^2 k_{1\perp}^2\rho_s^2}\left(m_1 - m\right)\left(m - m_1 k_\perp^2\rho_s^2\right)\left(1 + \frac{m_1 m}{2k_\perp^2 r_0^2}\frac{\left(1 + k_\perp^2\rho_s^2\right)}{k_{1\perp}^2\rho_s^2}\right). \tag{16}$$

Из условия $\cos^2\alpha_0 \geq 0$ получим интервал азимутальных волновых чисел m_1, воздействующих на волну m. Для коротковолновой части спектра, определяемой неравенством $k_\perp\rho_s > 1$, из (16) получим, что азимутальные волновые числа m_1 находятся в интервале

$$m\left(k_\perp\rho_s\right)^{-2} < m_1 < m. \tag{17}$$

В данном случае с волной $\left(k_\perp, m\right)$ взаимодействуют только более длинные волны с азимутальными волновыми числами $m_1 < m$. В связи с этим нелинейный декремент $\Gamma_m\left(k\right)$ в уравнении (9), являющийся пропорциональным сумме $\sum_{m_1}\left(m_1 - m\right)$, будет отрицательным и волна $\left(k_\perp, m\right)$ оказывается нелинейно-затухающей. В результате участок спектра с волновыми числами $k_\perp\rho_s > 1$ подавляется. Для длинноволновой части спектра, где радиальные волновые числа удовлетворяют условию $k_\perp \rho_s < 1$, из (16) получим следующий интервал азимутальных волновых чисел m_1

$$m < m_1 < m\left(k_\perp \rho_s\right)^{-2}. \tag{18}$$

В данном случае волна $\left(k_\perp, m\right)$ испытывает воздействие только со стороны более коротких волн с азимутальными волновыми числами $m_1 > m$. Поэтому нелинейный декремент $\Gamma_m\left(k\right) \propto \sum_{m_1}\left(m_1 - m\right)$ будет положительным, а волна $\left(k_\perp, m\right)$ – нелинейно растущей. В результате весь участок спектра с волновыми числами $k_\perp \rho_s < 1$ будет нелинейно растущим. Сравнивая сценарии нелинейной эволюции дрейфовой неустойчивости в плазме с распределением плотности плазмы по радиусу (1) и плазмы с гауссовым распределением плотности [9,10], приходим к выводу об их полной идентичности. Отметим, что подобное поведение дрейфовой турбулентности было зафиксировано в лабораторных экспериментах с аксиально-симметричной радиально неоднородной плазмой.

Развитие дрейфовой турбулентности в нижнегибридной полости земной ионосферы будет приводить к турбулентной диффузии частиц в направлении уменьшения плотности, то есть к её оси, что в свою очередь приведёт к разрушению полости. Оценим характерное время изменения радиуса ведущего центра под действием дрейфовой турбулентности, которое по порядку величины даст время, за которое полость перестанет существовать. При этом воспользуемся результатом работы [13], в которой была получена оценка скорости квазилинейного изменения радиальной координаты ведущего центра ионов, возникающая в результате столкновений с турбулентными пульсациями электростатического поля

$$\frac{\partial R_i}{\partial t} = -\frac{1}{R_i}\frac{\partial}{\partial R_i}\left(R_i D_{R_i}\right), \tag{19}$$

где

$$D_{R_i} = \frac{c^2}{B_0^2}\sum_{m=-\infty}^{\infty}\int \frac{\nu_m\left(k\right)}{\omega_m^2\left(k\right) + \nu_m^2\left(k\right)}\frac{m^2}{R_i^2} I_m(k) J_m^2(k_\perp R_i) dk \tag{20}$$

– коэффициент диффузии ведущих центров ионов вдоль радиуса,

$$\nu_m\left(k\right) = \frac{k_\perp^2 e^2}{4m_i^2\omega_{ci}^2}\sum_{m'}\int dk' d\omega' k_\perp'^2 \frac{\nu_{m'}\left(k'\right) I_{m'}\left(k', \omega'\right)}{\omega_{m'}^2\left(k'\right) + \nu_{m'}^2\left(k'\right)}\left[J_{m'-1}^2\left(k_\perp' R\right) + J_{m'+1}^2\left(k_\perp' R\right)\right] \tag{21}$$

– частота столкновений ионов с турбулентными электростатическими полями дрейфовой турбулентности, причём в состоянии насыщения $\nu_m\left(k\right) = \gamma_m\left(k\right)$. Коэффициент диффузии можно также записать в виде

$$D_{R_i} = \frac{c^2}{B_0^2}\frac{\nu_m\left(k\right)}{\omega_m^2\left(k\right)}\left\langle \tilde{E}_\varphi^2\left(R_i\right)\right\rangle, \tag{22}$$

где

$$\left\langle \tilde{E}_\varphi^2\left(R_i\right)\right\rangle = \sum_{m=-\infty}^{\infty}\frac{m^2}{R_i^2}\int I_m(k) J_m^2(k_\perp R_i) dk \tag{23}$$

– среднее значение квадрата азимутальной составляющей переменного электрического поля дрейфовой турбулентности. Из уравнения (19) следует, что если выполняется условие $\partial\left(R_i D_{R_i}\right)/\partial R_i > 0$, то есть амплитуда поля дрейфовых колебаний растёт с увеличением радиуса, ионы в результате турбулентной диффузии совершают дрейф в сторону оси нижнегибридной полости и ионы, находящиеся на периферии полости заполняют её и полость исчезает. Выполним оценку скорости радиального дрейфа ведущих центров ионов к оси полости, используя данные измерений, полученные зондирующей ракетой TOPAZ III [3] в верхней части земной ионосферы. В геофизических экспериментах принято рассматривать спектральную плотность энергии волн w, которая определяется выражением

$$w = \frac{\left\langle \tilde{E}^2\left(R\right)\right\rangle}{f_m\left(k\right)}, \tag{23}$$

где $f_m\left(k\right) = \omega_m\left(k\right)/2\pi$ – частота колебаний в Герцах. Представленное в работе [3] значение величины w в нижнегибридной полости составляет 0,1-0,3 (мВ/м)^2/Гц, $B_0 = 0,36$ Гс, соответствующая оценка величины $\partial R_i/\partial t$ составляет приблизительно 60 м/с. Таким образом, при развитой дрейфовой турбулентности, ионы диффундируют к оси полости за время порядка 1 с. Данную величину можно рассматривать, как время существования НГУС, обусловленное турбулентной диффузией ионов в полости.

ВЫВОДЫ

Нижнегибридные уединенные структуры, наблюдаемые в верхней ионосфере и примыкающей к ней области магнитосферы Земли, отличает повышенный уровень низкочастотных широкополосных колебаний, которые практически отсутствуют в окружающей плазме. В настоящей работе показано, что существование таких колебаний можно объяснить возбуждением дрейфовой неустойчивости, которая возникает вследствие радиальной неоднородности плотности плазмы в нижнегибридной структуре. В работе проведен анализ нелинейной стадии неустойчивости, в котором использован формализм теории слабой турбулентности с использованием в качестве элементарных возбуждений мелкомасштабных цилиндрических волн в виде функций Бесселя. Показано, что в результате индуцированного рассеяния волн на ионах, основного слабонелинейного процесса в аксиально-симметричной плазме, происходит подавление коротковолнового участка спектра $k_{\perp}\rho_s > 1$ волновых чисел $k_{\perp}$ поперек магнитного поля и нелинейный рост дрейфовых волн для волновых чисел $k_{\perp}\rho_s \leq 1$. В результате развития "нелинейной" дрейфовой неустойчивости в плазме нижнегибридной полости возникает широкополосный спектр низкочастотных колебаний.

В работе также показано, что развитая дрейфовая турбулентность является причиной квазилинейной диффузии ионов в полости поперек магнитного поля, которая направлена к её оси в сторону уменьшения плотности. Эффект турбулентной диффузии ионов приводит к заполнению полости плазмой и уничтожению структуры. Выполненная оценка скорости турбулентной диффузии для параметров ионосферной плазмы показывает, что время жизни полости составляет порядка одной секунды.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Labelle J., Kintner P.M., Yau A.W., Whalen B.A. Large amplitude wave packets observed in the ionosphere in association with transverse ion acceleration // J. Geophys. Res.–1986.–Vol.91.–P.7113-7118.
2. Arnoldy R.L., Lynch K.A., Kintner P.M., Vago J., Chesney S., Moore T.E., Pollock C.J. Bursts of transverse ion acceleration at rocket altitudes // Geophys. Res. Lett.–1992.–Vol.19.–P.413-416.
3. Vago J., Kintner P.M., Chesney S.W., Arnoldy R.L., Lynch K.A., Moore T.E., Pollock C.J. Transverse ion acceleration by localized hybrid waves in the topside auroral ionosphere // J. Geophys. Res.–1992.–Vol. 97.–P.16935-16957.
4. Lynch K.A., Arnoldy R.L., Bonnell J., Kintner P.M. The AMICIST auroral sounding rocket–A comparison of transverse ion acceleration methods // Geophys. Res. Lett.–1996.–Vol.23.–P.3293-3296.
5. McAdams K.L., LaBelle J., Schuck P.W., Kintner P.M. PHASE observations of lower hybrid burst structures occurring on density gradients // Ceophys. Res. Lett.–1998.–Vol.25.–P.3091-3094.
6. Pecseli H.L., Iranpour K., Holter O., Lybekk B., Holtet J., Trulsen J., Eriksson A., Holback B. Lower-hybrid wave cavities detected by the FREJA satellite // J. Geophys. Res.–1996.–Vol.101.– P.5299-5316.
7. Kjus S.H., Pecseli H.L., Lybekk B., Holtet J., Trulsen J., Lur H., Eriksson A. Statistics of the lower hybrid wave cavities detected by the FREJA satellite // J. Geophys. Res.–1998.–Vol. 103.–P.26633-26647.
8. Tjulin A., Andre M., Eriksson A.I., Maksimovic M. Observations of lower hybrid cavities in the inner magnetosphere by the Cluster and Viking satellites // Ann. Geophys.–2004.–Vol.22. P.2961-2972.
9. Chibisov D.V., Mikhailenko V.S., Stepanov K.N. Drift wave turbulence of a radially inhomogeneous plasma // Phys. Lett. A.–1991.–Vol.157.–P.141-145.
10. Mikhailenko V.S., Stepanov K.N., Chibisov D.V. Dreyfovaya i dreyfovo-tsiklotronnaya turbulentnost' radial'no-neodnorodnoy aksial'no-simmetrichnoy plazmy // Fizika plazmy. – 1991. – T.17. – S.1224-1237.
11. Mikhailenko V.S., Stepanov K.N., Chibisov D.V. Drift turbulence of an azimutally symmetric radially nonuniform plasma // Plasma Phys. Rep. –1995.–Vol.21.–S.149-158.
12. Hoymork S.H., Pecseli H.L., Lybekk B., Trulsen J., and Eriksson A. I. Cavitation of lower hybrid waves in the Earth’s ionosphere: A model analysis // J. Geophys. Res.–2000.–Vol.105.–P.18519-18535.
13. Vakim E.Yu., Mikhaylenko V.S., Stepanov K.N., Chibisov D.V. Turbulentnoe rasseyanie chastits v aksial'no simmetrichnoy radial'no neodnorodnoy vrashchayushcheysya plazme // The Journal of Kharkiv National University, physical series “Nuclei, Particles, Fields”. – 2000. - №490. – Iss.3(11). - S.53-61.