

УДК 533.951

**НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ НИЖНЕГИБРИДНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЫ,
ВОЗБУЖДАЕМОЙ СПИРАЛЬНЫМ ПУЧКОМ ИОНОВ****Д.В. Чибисов, В.С. Михайленко, К.Н. Степанов***Физико-технический факультет, Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина
пл. Свободы, 4, Харьков 61022, Украина
E-mail: chibisovdm@mail.ru*

Received 2 November 2011, accepted 22 November 2011

В однородной плазме со спиральным ионным пучком исследуется развитие мелкомасштабной нижнегибридной турбулентности. На основе перенормированной теории, учитывающей рассеяние ионов на случайных пульсациях электростатического потенциала в цилиндрической системе координат, сделана оценка уровня насыщения неустойчивости, определена скорость нагрева ионов поперёк магнитного поля. Результаты исследований могут быть использованы для объяснения природы нагрева ионов в нижнегибридных структурах, наблюдаемых в земной ионосфере.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: нижнегибридная неустойчивость, турбулентность, нижнегибридные полости, нагрев ионов.

NONLINEAR THEORY OF THE LOWER HYBRID INSTABILITY DRIVEN BY ION SPIRAL BEAM**D.V. Chibisov, V.S. Michailenko, K.N. Stepanov***Department of Physics and Technology, V.N. Karazin Kharkiv National University
Svobody sq. 4, 61022 Kharkiv, Ukraine*

In homogeneous plasma with a spiral ion beam the development of small-scale lower hybrid turbulence is studied. On the basis of the renormalized theory, taking into account the scattering of ions on the random fluctuations of electrostatic potential in a cylindrical coordinate system, the level of saturation of the instability as well as the rate of ion heating across the magnetic field are estimated. These results can be used to explain the nature of ion heating in the lower hybrid structures observed in the Earth's ionosphere.

KEY WORDS: lower hybrid instability, turbulence, lower-hybrid cavities, ion heating.

**НЕЛІНІЙНА ТЕОРІЯ НИЖНЬОГІБРИДНОЇ НЕСТІЙКОСТІ ПЛАЗМИ, ЗБУДЖУВАНОЇ
СПИРАЛЬНИМ ПУЧКОМ ІОНІВ****Д.В. Чібісов, В.С. Михайленко, К.М. Степанов***Фізико-технічний факультет, Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна
м. Свободи, 4, Харків 61022, Україна*

У однорідній плазмі зі спіральним іонним пучком досліджується розвиток дрібномасштабної нижньогібридної турбулентності. На основі перенормованої теорії, що враховує розсіювання іонів на випадкових пульсаціях електростатичного потенціалу в циліндричній системі координат, зроблена оцінка рівня насичення нестійкості, визначена швидкість нагрівання іонів уперек магнітного поля. Результати досліджень можуть бути використані для пояснення природи нагрівання іонів у нижньогібридних структурах, які спостерігаються в земній іоносфері.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: нижньогібридна нестійкість, турбулентність, нижньогібридні порожнини, нагрівання іонів.

Исследования верхних слоёв ионосферы и нижней магнитосферы Земли вблизи авроральной зоны показали, присутствие устойчивых цилиндрически симметричных областей с пониженной плотностью плазмы [1-6]. Данные области имеют типичный размер поперёк магнитного поля порядка нескольких ларморовских радиусов ионов и сильно вытянуты вдоль силовых линий геомагнитного поля. Характерными особенностями данных структур являются повышенный уровень, по сравнению с окружающим фоном, нижнегибридных колебаний, а также увеличенное значение температуры ионов. Пониженная плотность и повышенный уровень нижнегибридных колебаний в таких структурах послужило мотивацией для их определения как нижнегибридных полостей (НГП). Отметим, что существующие на данный момент модели, привлекающие в качестве механизмов образования НГП явление нижнегибридного коллапса [7], а также модуляционную неустойчивость [8], не отражают данные наблюдений [6,9]. Таким образом, вопрос происхождения НГП на данный момент остаётся открытым. Спутниковые измерения также показали, что в некоторых случаях всплески колебаний с нижнегибридной частотой в ионосфере обязаны потокам ионов, движущимся вниз из магнитосферы Земли [10]. В этом случае возникновение нижнегибридных колебаний можно объяснить присутствием ионов со значительной составляющей скорости поперёк магнитного поля [11,12], которая возникает из-за эффекта отражения ионных потоков из магнитосферы благодаря пробочной конфигурации магнитного поля Земли. Нижнегибридная неустойчивость и развивающаяся в результате турбулентность в свою очередь могут быть причиной нагрева ионов плазмы ионосферы. В работе [13] было показано, что нагрев ионов в НГП может приводить к уменьшению плотности плазмы в области повышенной турбулентности. В то же время данная работа не объясняет причин первичного возникновения нижнегибридных колебаний, считая их уже сформировавшимися в полостях.

В настоящей работе эффект первичного нагрева ионов за счёт нижнегибридной турбулентности связывается с нисходящими потоками ионов, обладающими значительной составляющей скорости поперёк магнитного

поля. Как результат нагрева ионов плазмы ионосферы такими пучками и происходит локальное уменьшение плотности плазмы в области повышенного уровня нижегибридной турбулентности.

Целью работы является анализ линейной и нелинейной стадий развития нижегибридной неустойчивости, возбуждаемой ионами с большой энергией движения поперек магнитному полю, а также определение скорости нагрева ионов в нижегибридных полостях земной ионосферы, возникающего в результате развития нижегибридной турбулентности.

ЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ

Рассмотрим однородную плазму плотностью n_0 и температурой компонент T_α ($\alpha = i, e$), находящуюся в магнитном поле, и пучок ионов, движущийся вдоль магнитного поля по спирали вокруг некоторой оси так, что все ионы пучка обходят эту ось. Предположим, что ионы плазмы и пучка имеют одну массу m_i . Невозмущенная функция распределения ионов пучка в неподвижной системе координат имеет вид

$$F_{0b} = \frac{n_{0b} (R_{0b}'^2 + \rho_{Tb}'^2)}{\sqrt{v_{Tb}}^{1/2} (2\pi)^{3/2} \rho_{Tb}'^2 R_{0b}'^2} \exp\left(-\frac{R_b'^2}{2R_{0b}'^2} - \frac{\rho_b'^2}{2\rho_{Tb}'^2} - \frac{(v_z - v_0)^2}{2v_{Tb}'^2}\right), \quad (1)$$

где n_{0b} - плотность пучка на оси, R_b' и ρ_b' радиальная координата ведущего центра и ларморовский радиус иона пучка, ρ_{Tb}' - тепловой ларморовский радиус ионов, R_{0b}' - характерный размер неоднородности распределения ионов пучка по координатам ведущего центра. в случае ионов, обходящих ось, предполагается, что в неподвижной системе координат $R_{0b}' < \rho_b'$. В работе [16] было показано, что при переходе во вращающуюся с ионной циклотронной частотой $\Omega = -\omega_{ci}$ систему отсчёта в ионной функции распределения необходимо выполнить замену переменных ведущего центра $\rho_i' = R_i$, $R_i' = \rho_i$. Иными словами, в неподвижной системе движение иона по ларморовской орбите радиуса ρ' , центр которой смещен по радиусу на расстояние $R_i' < \rho_i'$, можно представить как суперпозицию вращения с угловой скоростью $\Omega_i = -\omega_{ci}$, ведущего центра иона, имеющего радиальную координату $R_i = \rho_i'$, и вращения иона по ларморовской орбите радиуса $\rho_i = R_i'$. Таким образом, при переходе во вращающуюся с ионной циклотронной частотой $\Omega = -\omega_{ci}$ систему отсчёта функция распределения ионов пучка будет иметь вид

$$F_{0b} = \frac{n_{0b} (R_{0b}^2 + \rho_{Tb}^2)}{\sqrt{v_{Tb}}^{1/2} (2\pi)^{3/2} \rho_{Tb}^2 R_{0b}^2} \exp\left(-\frac{R_b^2}{2R_{0b}^2} - \frac{\rho_b^2}{2\rho_{Tb}^2} - \frac{(v_z - v_0)^2}{2v_{Tb}^2}\right), \quad (2)$$

где $R_{0b} = \rho_{Tb}'$, $\rho_{Tb} = R_{0b}'$. При этом функция распределения (2) соответствует гауссовому профилю плотности ионов пучка по радиусу [14]. Дисперсионное уравнение для плазмы со спиральным пучком ионов в диапазоне частот $\omega \ll \omega_{ce}$ в цилиндрической системе координат получено в работе [12] и имеет вид

$$1 + \frac{1}{k^2 \lambda_{De}^2} + \frac{1}{k^2 \lambda_{Di}^2} \left[1 + i\sqrt{\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} z_{in} W(z_{in}) I_n(k_{\perp}^2 \rho_{Ti}^2) e^{-k_{\perp}^2 \rho_{Ti}^2} \right] + \frac{1}{k^2 \lambda_{Db}^2} \left[1 + i\sqrt{\pi} \sum_{p=-\infty}^{\infty} z_{bp}^* W(z_{bp}) I_p(k_{\perp}^2 \rho_{Tb}^2) e^{-k_{\perp}^2 \rho_{Tb}^2} \right] = 0, \quad (3)$$

где $\lambda_{D\alpha}$ - дебаевская длина, $I_{n,p}(x)$ - модифицированная функция Бесселя,

$$z_{in} = \frac{\omega - n\omega_{ci}}{\sqrt{2}k_z v_{Ti}}, \quad z_{bp} = \frac{\omega - m\Omega - p(2\Omega + \omega_{ci})}{\sqrt{2}k_z V_{Tb}} = \frac{\omega + (m+p)\omega_{ci}}{\sqrt{2}k_z V_{Tb}}, \quad z_{bp}^* = \frac{\omega + (m+p)\omega_{ci} - (m+p)\omega_b^*}{\sqrt{2}k_z V_{Tb}},$$

$$\omega_{b*} = (2\Omega + \omega_{ci}) \rho_{Tb}^2 \frac{\partial \ln n_{0b}(R_b)}{R_b \partial R_b} = \omega_{ci} \frac{\rho_{Tb}^2}{R_{0b}^2}, \quad W(z) = \exp(-z^2) \left(\operatorname{sgn} k_z + \frac{2i}{\sqrt{\pi}} \int_0^z \exp(t^2) dt \right).$$

Уравнение (3) в пределе $m \gg 1$ определяет дисперсионные свойства мелкомасштабных цилиндрических волн имеющих профиль в виде функций Бесселя $J_m(k_{\perp} r)$. Предполагая, что $\omega \gg \omega_{ci}$, $z_{(i,b)n} \gg 1$, а также то, что в направлении поперёк магнитного поля колебания являются коротковолновыми при $k_{\perp} \rho_{T(i,b)} \gg 1$, в уравнении (3) можно выполнить асимптотическое суммирование по циклотронным гармоникам, в результате чего получим следующее дисперсионное соотношение, определяющее дисперсию нижегибридных цилиндрических волн [12]

$$1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} + \frac{1}{k^2 \lambda_{Di}^2} \left(1 + i\sqrt{\pi} z_{\perp i} W(z_{\perp i}) \right) + \frac{1}{k^2 \lambda_{Db}^2} \left(1 + i\sqrt{\pi} \frac{\omega + m\omega_{ci} + m\omega_b^*}{\sqrt{2}k_{\perp} V_{Tb}} W(z_{\perp b}) \right) = 0, \quad (4)$$

где $z_{\perp i} = \omega / \sqrt{2}k_{\perp} V_{Ti}$, $z_{\perp b} = (\omega + m\omega_{ci}) / \sqrt{2}k_{\perp} V_{Tb}$. Предполагая, что для ионов плазмы выполняется условие $z_{\perp i} \gg 1$, получим решение уравнения (4)

$$\text{Re } \omega = \omega_m(K) = \omega_{pi} \left[1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} + \frac{1}{k^2 \lambda_{Db}^2} \right]^{-1/2} = \omega_s, \quad (5)$$

$$\gamma \approx -\sqrt{\pi} \omega_{pi} \frac{(\omega_s + m\omega_{ci}) \omega_s^2 n_b}{2\sqrt{2}k_{\perp}^3 V_{Ti}^3 n_0}. \quad (6)$$

В случае $\omega_{pe}^2 \ll \omega_{ce}^2$ и $k^2 \lambda_{Db}^2 \gg 1$ частота колебаний равна $\omega_m(K) \approx \omega_{pi}$. Нижнегибридная неустойчивость возбуждается, если выполнится условие $\omega_s + m\omega_{ci} < 0$. Данное неравенство даёт ограничение на азимутальные волновые числа неустойчивых волн $|m| > \omega_s / \omega_{ci} \gg 1$ при $m < 0$. Таким образом, условие мелкомасштабности колебаний выполнено. Отметим также, что модель справедлива, если время развития неустойчивости будет меньше циклотронного периода. Данное условие накладывает ограничение на отношение плотностей пучка и плазмы, которое должно удовлетворять неравенству

$$\frac{n_b}{n_i} > \frac{1}{\pi\sqrt{\pi}} \frac{\omega_{ci} \rho_{Tb}^2}{\omega_{pi} R_{0b}^2}, \quad (7)$$

Отметим, что неравенство (7) выполняется даже при достаточно низких значениях плотности ионов пучка.

НЕЛИНЕЙНОЕ НАСЫЩЕНИЕ НИЖНЕГИБРИДНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

В качестве возможного механизма насыщения нижнегибридной неустойчивости рассмотрим рассеяние ионов пучка и плазмы на случайных пульсациях электростатической турбулентности. Для этого в дисперсионном уравнении (4) выполним перенормировку, которая заключается в замене частоты колебаний на $\omega + i\nu$, где ν – эффективная частота столкновений ионов с пульсациями электростатического потенциала. В случае цилиндрических волн величина ν равна [14,15]

$$v_i(k) = \frac{e_i^2}{M_i^2} \frac{k_{\perp}^2}{\omega_{ci}^2} \sum_{m',n'} \int dk'_{\perp} k'_{\perp} k'^2_{\perp} I_{m'}(k'_{\perp}) F_{m',n'} \frac{v_i(k') + \gamma_{NL}}{[\omega - n'\omega_{ci}]^2 + (v_i(k') + \gamma_{NL})^2}, \quad (8)$$

для ионов плазмы и

$$v_b(k) = \frac{e_i^2}{M_i^2} \frac{k_{\perp}^2}{\omega_{ci}^2} \sum_{m',n'} \int dk'_{\perp} k'_{\perp} k'^2_{\perp} I_{m'}(k'_{\perp}) F_{m',n'} \frac{v_b(k') + \gamma_{NL}}{[\omega + (m' + n')\omega_{ci}]^2 + (v_b(k') + \gamma_{NL})^2}, \quad (9)$$

для ионов пучка. В соотношениях (8) и (9) $I_{m'}(k'_{\perp})$ – спектральная интенсивность цилиндрических волн, определяемая как [14, 15]

$$\langle \Phi_m(k_{\perp}, \omega) \Phi_{m'}^*(k'_{\perp}, \omega') \rangle = I_m(K) \delta_{m,m'} \delta\left(\frac{1}{2}k_{\perp}^2 - \frac{1}{2}k'^2_{\perp}\right) \delta(\omega - \omega') \delta(\omega - \omega_m(K)), \quad (10)$$

где $\Phi_m(k_{\perp}, \omega)$ преобразование Фурье-Бесселя возмущённого потенциала, величина $F_{m',n'}$ определяется соотношением [14,15]

$$F_{m,n} = \frac{1}{4} \left\{ J_n^2(k_{\perp} \rho_i) \left[J_{m+n-1}^2(k_{\perp} R_i) + J_{m+n+1}^2(k_{\perp} R_i) \right] + J_{m+n}^2(k_{\perp} R_i) \left[J_{n-1}^2(k_{\perp} \rho_i) + J_{n+1}^2(k_{\perp} \rho_i) \right] \right\}, \quad (11)$$

γ_{NL} – нелинейный инкремент колебаний, причём в состоянии насыщения неустойчивости $\gamma_{NL} = 0$. В случае $\omega(k) \gg \omega_{ci}$ суммирование в (8) и (9) по циклотронным гармоникам в асимптотическом пределе $k_{\perp} \rho_{T(i,b)} \gg 1$ даёт следующие значения для эффективной частоты столкновений ионов с электростатической нижнегибридной турбулентностью в состоянии насыщения

$$v_i(k) = \frac{k_{\perp}^2 e_i^2}{m_i^2 \omega_{ci}^2} \sum_{m'} \int dk' \frac{k'^2_{\perp} I_{m'}(k') v_i(k')}{\omega^2 + v_i^2(k')} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} J_m^2\left(k_{\perp} \sqrt{R_i^2 + \rho_i^2 - 2R_i \rho_i \cos \varphi}\right) d\varphi, \quad (12)$$

для ионов плазмы и

$$v_b(k) = \frac{k_{\perp}^2 e_i^2}{m_i^2 \omega_{ci}^2} \sum_{m'} \int dk' \frac{k_{\perp}^2 I_{m'}(k') v_b(k')}{k_{\perp}^2 V_{Tb}^2 + v_b^2(k')} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} J_m^2 \left(k_{\perp} \sqrt{R_b^2 + \rho_b^2 - 2R_b \rho_b \cos \varphi} \right) d\varphi, \quad (13)$$

для ионов пучка. Уровень насыщения неустойчивости определим из условия $v(k) = v(k') = \gamma(k)$ в первом (12) и во втором (13) случаях. Однако, поскольку меньшее из значений уровня даёт величина $v_b(k)$ (13) данный уровень определяется ионами пучка. Учитывая, что

$$\sum_{m'} \int dk' I_{m'}(k', r) J_m^2(k_{\perp} r) = \langle \Phi^2(r) \rangle, \quad (14)$$

из (13) получим следующий уровень насыщения неустойчивости

$$\frac{e_i^2 \langle \Phi^2(R) \rangle}{T_i^2} \approx \frac{1}{k_{\perp}^4 \rho_{Ti}^4} \left(k_{\perp}^2 \rho_{Tb}^2 + \frac{\gamma^2}{\omega_{ci}^2} \right) \approx \frac{1}{k_{\perp}^4 \rho_{Ti}^4} \frac{\gamma^2}{\omega_{ci}^2}, \quad (15)$$

где величина $e_i \sqrt{\langle \Phi^2(R) \rangle}$ играет роль среднего значения плотности энергии колебаний. Отметим, что при достаточно высокой плотности ионов пучка n_b данная величина может достигать значений порядка T_i .

НАГРЕВ ИОНОВ ПОПЕРЕЁК МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Рассмотрим квазилинейную стадию нижнегибридной неустойчивости. Эволюция функции распределения ионов плазмы с учётом того, что плазма является однородной, описывается следующим квазилинейным уравнением [14, 15]

$$\frac{\partial F_{0i}}{\partial t} = \text{Re} \frac{ie_i^2}{m_i^2 \omega_{ci}^2} \sum_{m,n} \int dk I_m(k) n^2 \frac{\partial}{\rho_i \partial \rho_i} \left[\frac{J_n^2(k_{\perp} \rho_i) J_{m+n}^2(k_{\perp} R_i)}{\omega - n\omega_{ci} + iv_i} \frac{\partial F_{0i}}{\rho_i \partial \rho_i} \right], \quad (16)$$

где v_i определяется соотношением (12). Суммируя по циклотронным гармоникам в пределе $\omega \gg \omega_{ci}$, а также при $k_{\perp} \rho_{Ti} \gg 1$ и учитывая в сумме только мнимую часть, получим следующее уравнение, описывающее эволюцию F_{0i} в результате столкновений ионов плазмы со случайными пульсациями электростатического потенциала нижнегибридной турбулентности

$$\frac{\partial F_{0i}}{\partial t} = \frac{e_i^2}{2m_{\alpha}^2 \omega_{ci}^2} \sum_m \int dk I_m(k) \frac{v}{\omega^2 + v^2} \frac{m^2}{R^2} \frac{\partial}{\rho \partial \rho} \left[\rho \frac{\partial F_{0i}}{\partial \rho} \left(\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} J_m^2 \left(k_{\perp} \sqrt{R^2 + \rho^2 - 2R\rho \cos \varphi} \right) d\varphi \right) \right]. \quad (17)$$

Уравнение (17) умножим на ρ^2 и интегрируем по ρ . В результате получим уравнение, определяющее скорость увеличения средней энергии ионов плазмы поперёк магнитного поля

$$\frac{\partial \rho_{Ti}^2}{\partial t} = \frac{4e_i^2}{m_i^2 \omega_{ci}^2} \sum_m \int dk I_m(k) \frac{v}{\omega^2 + v^2} \frac{m^2}{R^2} \left(\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} J_m^2 \left(k_{\perp} \sqrt{R^2 + \rho^2 - 2R\rho \cos \varphi} \right) d\varphi \right). \quad (18)$$

Используя соотношение (14), а также уровень насыщения нижнегибридной неустойчивости (15), получим скорость нагрева ионов плазмы поперёк магнитного поля

$$\frac{\partial T_i}{\partial t} \approx \gamma T_i \frac{1}{k_{\perp}^2 \rho_{Ti}^2} \frac{\gamma^2}{\omega^2} \approx \omega_{ci} T_i \left(\frac{e_i \sqrt{\langle \Phi^2(R) \rangle}}{T_i} \right) \frac{\gamma^2}{\omega^2}. \quad (19)$$

Из (19) следует, что скорость нагрева ионов в значительной степени зависит от инкремента неустойчивости. Если $\gamma \sim \omega(k)$, то среднее значение плотности энергии колебаний $e_i \sqrt{\langle \Phi^2(R) \rangle}$ может достигать значений порядка температуры ионов. В этом случае за время, равное циклотронному периоду температура ионов увеличивается в e раз.

ВЫВОДЫ

В качестве возможного механизма образования НГП в земной ионосфере мы рассмотрели эффект локального нагрева ионов за счёт нижнегибридной турбулентности, которая возникает под воздействием нисходящих потоков ионов. Анализ линейной стадии развития нижнегибридной неустойчивости плазмы с потоком ионов, имеющим значительную составляющую скорости поперёк магнитного поля, показал, что возникающие колебания являются коротковолновыми со значениями азимутальных волновых чисел $|m| \gg 1$. В качестве возможного

механизма насыщения рассмотрено рассеяние ионов пучка на случайных пульсациях электростатической турбулентности. В этом случае среднее значение плотности энергии колебаний $e_i \sqrt{\langle \Phi^2(R) \rangle}$ определяется соотношением (15) и при достаточно высокой плотности ионов пучка n_b может достигать значений порядка тепловой энергии ионов. При этих условиях температура ионов плазмы увеличивается в e раз за время порядка ω_{ci}^{-1} , т.е. порядка периода циклотронного вращения ионов. Таким образом, время формирования НГП в ионосфере может составлять порядка ω_{ci}^{-1} .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Eriksson A.I., Holback B., Dovner P.O., Boström R., Holmgren G., André M., Eliasson L., Kintner P.M. Freja Observations of Correlated Small-Scale Density Depletions and Enhanced Lower Hybrid Waves // *Geophys. Res. Lett.* – 1994. – Vol. 21. – P. 1843–1846.
2. Kjus S.H., Pécseli H.L., Lybekk B., Holtet J., Trulsen J., Lühr H., Eriksson A. Statistics of the lower hybrid wave cavities detected by the FREJA satellite // *J. Geophys. Res.* – 1998. – Vol. 103. – P. 26633–26647.
3. Dovner P.O., Eriksson A. I., Boström R., Holback B., Waldemark J., Eliasson L., Boehm M. The Occurrence of Lower Hybrid Cavities in the Upper Ionosphere // *Geophys. Res. Lett.* – 1997. – Vol. 24. – P. 619–622.
4. Lynch K.A., Arnoldy R.L., Kintner P.M., Schuck P., Bonnell J.W., Coffey V. Auroral ion acceleration from lower hybrid solitary structures: A summary of sounding rocket observations // *J. Geophys. Res.* – 1999. – Vol. 104. – P. 28515–28534.
5. Schuck P.W., Bonnell J.W., Kintner P.M. A review of lower hybrid solitary structures // *IEEE Trans. Plasma Sci.* – 2003. – Vol. 31. – P. 1125–1177.
6. Tjulín A., André 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.
7. Shapiro V.D., Shevchenko V. I., Solov'ev G. I., Kalinin V. P., Bingham R., Sagdeev R. Z., Ashora-Abdalla M., Dawson J., Su J.J. Wave collapse at the lower hybrid resonance // *Phys. Fluids B.* – 1993. – Vol. 5. – P. 3148–3162.
8. Chang T. Lower-hybrid collapse, caviton turbulence, and charged particle energization in the topside auroral ionosphere and magnetosphere // *Phys. Fluids B.* – 1993. – Vol. 5. – P. 2646–2656.
9. Schuck P.W., Ganguli G.I., Kintner P.M. The Role of Lower-Hybrid-Wave Collapse in the Auroral Ionosphere // *Phys. Rev. Lett.* – 2002. – Vol. 89. – P. 065002 (1-4).
10. Cattell C, Johnson L., Bergmann R., Klumpar D., Carlson C., McFadden J., Strangeway R., Ergun R., Sigsbee K., Pfaff R. FAST observations of discrete electrostatic waves in association with down-going ion beams in the auroral zone // *J. Geophys. Res.* – 2002. – Vol. 107. – P. 1238–1241.
11. Seiler S., Yamada M., Ikezi H. Lower Hybrid Instability Driven by a Spiraling Ion Beam // *Phys. Rev. Lett.* – 1976. – Vol. 37. – P. 700–703.
12. Vakim E.Ju., Mihajlenko V.S., Stepanov K.N., Chibisov D.V. Elektrostatische neustojchivosti mnogokomponentnoj plazmy s ionami, obhodjavimi os' plazmennogo stolba // *Fizika plazmy.* – 1997. – T.23. – S. 49–57.
13. Knudsen D.J., Bock B.J.J., Bounds S.R., Burchill J.K., Clemmons J.H., Curtis J.D., Eriksson A.I., Koepke M.E., Pfaff R.F., Wallis D.D., Whaley N. Lower-hybrid cavity density depletions as a result of transverse ion acceleration localized on the gyroradius scale // *J. Geophys. Res.* – 2004. – Vol. 109. – P. A04212 (1-10).
14. Mihajlenko V.S., Stepanov K.N., Chibisov D.V. Drejfovaja i drejfovo-ciklotronnaja turbulentnost' radial'no-neodnorodnoj aksial'no-simmetrichnoj plazmy // *Fizika plazmy.* – 1991. – T.17. – S. 1224–1237.
15. Chibisov D.V., Mikhailenko V.S., Stepanov K.N. Ion cyclotron turbulence theory of rotating plasmas // *Plasma Phys. Contr. Fusion.* – 1992. – Vol.34. – P. 95–117.
16. Vakim E.Ju., Mihajlenko V.S., Stepanov K.N., Chibisov D.V. Ionnye ciklotronnye neustojchivosti azimutal'no-simmetrichnoj plazmy s ionami, obhodjavimi os' plazmennogo stolba // *Fizika plazmy.* – 1995. – T.21. – S.1056–1064.