

ФОРМИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ СТРУКТУР И ДВОЙНЫХ СЛОЕВ В АВРОРАЛЬНОЙ МАГНИТОСФЕРЕ

В работе исследуются механизмы формирования нелинейных электростатических структур различного типа при наличии пучков заряженных частиц. При учете эффектов неизотермичности плазмы получены уравнения, описывающие эволюцию солитонных структур. Показано, что при учете заряженных частиц (электронов,

ионов), захваченных потенциальной структурой, возможно формирование солитонных структур. Из проведенного исследования следует, что эффекты неизотермичности играют определяющую роль в формировании и эволюции структур. Проведены оценки параметров электростатических структур ионно-акустического и электронно-акустического типа, а также исследовано влияние различной степени нелинейности на параметры локализованных структур.

1. Введение

В настоящее время прямые экспериментальные измерения электрических полей в авроральной ускоряющей области подтвердили, что существование солитонных структур и двойных слоев является важной особенностью авроральной магнитосферы. Например, на спутниках FAST, GEOTAIL и CLUSTER (Ergun et al., 2004, Franz 2005, Mozer, 1998, Chen, L.J. J.Picket et al., 2004, Jovanovic, D., Shukla, 2002) были зарегистрированы локализованные структуры солитонного типа. Результаты этих экспериментов подтвердили, что формирование нелинейных электростатических структур непосредственно связано с продольными электрическими полями и потоками заряженных частиц в авроральной ускоряющей области.

На рис.1 изображена обобщенная модель физических явлений в областях втекающих и невытекающих авроральных токов. Пунктирные линии изображают силовые линии магнитного поля Земли, а сплошные линии – контуры электростатического потенциала и продольное электростатическое поле. Область больших значений электрического поля расположена на высотах порядка от 1.2 и $2 R_E$ (R_E – радиус Земли). Авроральная ускоряющая область характеризуется сильной волновой активностью, областями волновой турбулентности, солитонными структурами различного типа и электростатическими двойными слоями. Многочисленные эксперименты показали (Bounds, 1999), что именно в этой области ускоряются заряженные частицы, которые являются причиной полярных сияний и целого комплекса авроральных явлений, интенсивно изучающихся в космических экспериментах.

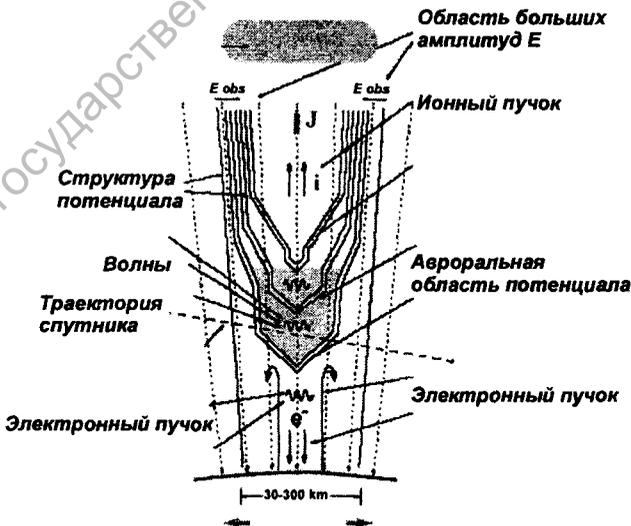


Рис. 1. Обобщенная структура авроральной ускоряющей области (Ergun et al. 2004). Потенциальные контуры (сплошные линии) обозначают области небольших и больших высот с авроральной полостью между ними

Эти экспериментальные результаты стимулировали теоретическое исследование механизмов формирования электростатических структур в авроральной ускоряющей области. Одномерные теоретические модели формирования солитонных структур исследовались в многочисленных работах. На основе квазигидродинамической теории в ряде работ было показано, что ионно-акустические и электронно-акустические структуры в плазме с ионными и электронными пучками, движущимися вдоль направления магнитного поля Земли, возникают в различных областях магнитосферы (Volosevich and Meister, 2006, Volosevich and Galperin, 2002). Однако более усовершенствованные недавние эксперименты в магнитосфере Земли показали, что большинство зарегистрированных электростатических структур являются трехмерными. Эти результаты также были подтверждены в лабораторных и численных экспериментах.

В настоящей работе исследуются механизмы формирования нелинейных электростатических структур типа двойных слоев при условии протекания электронных и ионных пучков, которые приводят к перераспределению плотности заряженных частиц и формированию самосогласованного электростатического поля.

2. Одномерная модель электростатических структур при учете захваченных частиц

В настоящей модели плазмы будем исследовать влияние неизотермических электронов или ионов на условия формирования солитонных структур (SS). Предполагаем, что неизотермические электроны описываются следующей функцией распределения для свободных и отраженных электронов (Schamel, 1986):

$$f_{ei} = \exp \begin{cases} -(\nu^2 - 2\Phi)/2 & \text{для } |\nu| \leq (2\Phi)^{1/2} \\ -\beta(\nu^2 - 2\Phi)/2 & \text{для } |\nu| > (2\Phi)^{1/2} \end{cases}, \quad (1)$$

В этом выражении верхняя и нижняя часть определяет свободные и отраженные электроны, соответственно. Параметр захвата $\beta = T_{ef}/T_{ei}$ определяется отношением температуры свободных (T_{ef}) и захваченных (T_{ei}) электронов. Значения $\beta = 0$ и $\beta = 1$ соответствует функции распределения типа "плато" и максвелловскому распределению, соответственно. Отрицательные значения β соответствуют функции распределения типа "hole", которая описывает электроны, захваченные потенциальной структурой. Плотности различных сортов электронов определим из соотношения (1). После интегрирования по скоростям получаем:

$$n_e = I(\Phi) + \frac{1}{\sqrt{|\beta|}} \begin{cases} \exp(\beta\Phi) \operatorname{erf} \sqrt{\beta\Phi} & \beta \geq 0 \\ 2 / \sqrt{\pi W} \sqrt{-\beta\Phi} & \beta < 0 \end{cases}, \quad (2)$$

где $I(x) = e^x (1 - \operatorname{erf} \sqrt{x})$,

$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$ – функция ошибок, а $W(x) = e^{-x^2} \int_0^x e^{t^2} dt$ – интеграл Дайсона.

сона.

Используя условие малости амплитуд для $\beta > 0$ и $\beta < 0$ из соотношения (2), получаем разложение:

$$n_e = n_{e0} (\exp \Phi - G(\Phi)). \quad (3)$$

Плотность электронов, определенная из соотношения (3), учитывает наличие неизотермических электронов и представляет модифицированное соотношение Больцмана, при $G = 0$ это соотношение соответствует изотермической плазме, в которой электроны подчиняются распределению Больцмана.

Функция $G(\Phi)$ определяется соотношением:

$$G(\Phi) = \sum_{r=1}^{\infty} \frac{2^{r+1} b_r \Phi^{(2r+1)/2}}{\Pi(2r+1)}, \tag{4}$$

где параметр $b_r = (1 - \beta^r) / \sqrt{\pi}$ – определяет степень неизотермичности плазмы. Представление (4) удобно для исследования влияния эффектов нелинейности на параметры нелинейных структур и условия их формирования. Ограничиваясь нелинейными членами порядка 5/2 получаем разложение (для $\beta > 0$ и $\beta < 0$):

$$\frac{n_e}{n_o} = 1 + \Phi - \frac{4}{3} b_1 \Phi^{3/2} + \frac{\Phi^2}{2} - \frac{8}{15} b_2 \Phi^{5/2} + \frac{1}{6} \Phi^3 - \frac{16}{7} b_3 \Phi^{7/2} \dots, \tag{5}$$

где $b_1 = (1 - \beta) / \sqrt{\pi}$, $b_2 = (1 - \beta^2) / \sqrt{\pi}$, $b_3 = (1 - \beta^3) / \sqrt{\pi}$.

Далее рассмотрим простейшую модель плазмы, которая состоит из неизотермических электронов, описываемых соотношением (5), и ионов, которые описываются магнитогидродинамической системой уравнений (Volosevich, Galperin, 2002, Shukla, Mamin, 2004). В одномерном случае эта система уравнений допускает точное решение:

$$N_i(\Phi, M_i, \sigma_i) = \frac{1}{2\sqrt{3\sigma_i}} \left[\left\{ \left(M_i + \sqrt{3\sigma_i} \right)^2 - 2\Phi \right\}^{1/2} \pm \left\{ \left(M_i - \sqrt{3\sigma_i} \right)^2 - 2\Phi \right\}^{1/2} \right] \tag{6}$$

Холодные магнитогидродинамические ионы имеют температуру T_i^c ($\sigma_i = T_i^c / T_e$), потоковую скорость V_{oz}^i и число Маха – $M_\alpha = \frac{V}{v_{T\alpha}}$ (холодный ионный пучок). Для выбранной одномерной модели, используя обычный квазипотенциальный метод, получаем:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial S} \right)^2 = -u(\Phi), \tag{7}$$

где квазипотенциал Сагдеева определяется соотношением

$$u(\Phi) = V_i(\Phi) - V_e(\Phi) \tag{8}$$

$$V_i(\Phi) = \frac{1}{6\sqrt{3\sigma_i}} \times \left(\left(M_i + \sqrt{3\sigma_i} \right)^2 - 2\Phi \right)^{3/2} - \left(M_i + \sqrt{3\sigma_i} \right)^3 - \left(\left(M_i - \sqrt{3\sigma_i} \right)^2 - 2\Phi \right)^{3/2} + \left(M_i - \sqrt{3\sigma_i} \right)^3 \tag{9}$$

$$V_e(\Phi) = \Phi + \frac{\Phi^2}{2} - a_1 \Phi^{5/2} + \frac{\Phi^3}{6} - a_2 \Phi^{7/2}. \quad (10)$$

Здесь обозначено:

$$\sigma_i = \frac{T_i}{T_e}, M_i = \frac{V}{C_s}, s = x - Vt, a_1 = \frac{8}{15} b_1, a_2 = \frac{16}{45} b_2, a_3 = \frac{1}{24}, a_4 = \frac{32}{63} b_3.$$

Зависимость функции $U(\Phi)$ от плазменных параметров σ_i, M_i, β изображена на рис. 2.

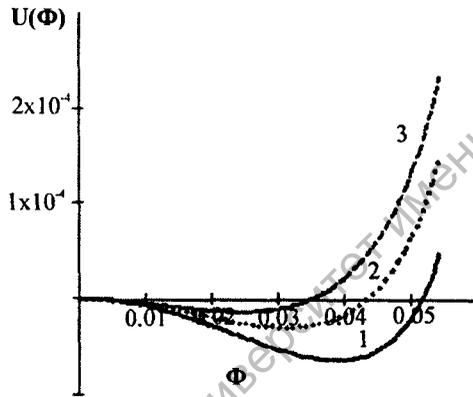


Рис. 2. Одномерные структуры для параметров плазмы $M_i = 1.88, \sigma_i = 0.8$, кривые 1, 2, 3 соответствуют значениям параметра неизотермичности $\beta = 0.9, 0.5, 0.3$

Из этого рисунка видно, что с увеличением параметра захвата β амплитуда структуры увеличивается и, следовательно, ее ширина уменьшается. Такие электростатические структуры имеют меньшие масштабы. В космических экспериментах на спутниках были зарегистрированы электростатические структуры типа "spiky" (Savin 2006, Pickett 2004).

3. Трехмерная модель с учетом неизотермических электронов

Многочисленные экспериментальные данные обнаружили, что при определенных условиях в магнитосфере Земли формируются электростатические структуры различного типа, которые играют определяющую роль в авроральных процессах. Ниже исследуем возможность формирования солитонных структур.

Систему уравнений (6), описывающую динамику ионов, перепишем в виде

$$\frac{\partial \vec{v}_i}{\partial t} + (\vec{v}_i \nabla) \vec{v}_i = -\nabla \Phi + \omega_{ci} [\vec{v}_i, \vec{e}_z] - \frac{5}{2} \sigma_i \nabla n_i, \quad (11)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla n_i \vec{v}_i = 0. \quad (12)$$

Здесь введены нормализованные величины

$$\begin{aligned} \vec{v}_i &\Rightarrow \frac{\vec{v}_i}{C_s}, n_i \Rightarrow \frac{n_i}{n_0}, \omega_{ni} \Rightarrow \frac{\omega_{ni}}{\omega_{oi}}, \Phi = \frac{e\varphi}{T_e}, C_s^2 = \frac{T_e}{m_i}, \\ t &\Rightarrow t \cdot \omega_{oi}, \sigma_i = \frac{T_i}{T_e}, \omega_{oi}^2 = \frac{e^2 n_0}{m_i \epsilon_0} \end{aligned} \quad (13)$$

m_i, e, T_e, T_i – масса иона, заряд электрона, температура электронов и ионов, соответственно.

Используем стандартный метод возмущений и переходим к переменным:

$$\begin{aligned} x' &= \varepsilon^2 x; y' = \varepsilon^2 y; z' = \varepsilon^2 (z - Vt); \tau = \varepsilon^2 t \\ n_i &= 1 + \varepsilon n_i^{(1)} + \varepsilon^2 n_i^{(2)} + \dots \\ \sigma_{i\perp} &= \varepsilon^2 \sigma_i^{(1)} + \varepsilon^2 \sigma_x^{(2)} + \dots \\ v_{iz} &= \varepsilon v_i^{(1)} + \varepsilon^2 v_i^{(2)} + \dots \\ \Phi &= \varepsilon \Phi^{(1)} + \varepsilon^2 \Phi^{(2)} + \dots \end{aligned} \quad (14)$$

(V – скорость движения структуры, ε – малый параметр разложения).

Учитывая соотношения (13), (14), получаем эволюционное уравнение, которое описывает формирование электростатической структуры.

$$\frac{\partial \Phi^{(2)}}{\partial \tau} + \frac{9V^2 - 5}{6a_i V} \sigma_i \Phi^{(1)} \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial z} + \frac{V^3}{2\omega_{ni}^e} \frac{\partial}{\partial z} \Delta \alpha \Phi^{(1)} + L_i = 0, \quad (15)$$

$$L_i = \frac{a_i}{2V} \left(\frac{\partial \Phi^{(2)}}{\partial z} - a_i \frac{\partial n^{(2)}}{\partial z} \right), a_i = V^2 - \frac{5}{3} \sigma_i.$$

Для определения величины L_i необходимо использовать уравнение Пуассона, которое определяет величину потенциала Φ самосогласованную с плотностью заряженных частиц, которая соответствует выбранной плазменной модели.

В нормализованном виде это уравнение имеет вид:

$$\Delta \Phi = n_e - n_i \quad (16)$$

n_e – определяется соотношением (5), Δ – оператор Лапласа. Используя разложение (13), после несложных преобразований окончательно получаем эволюционное уравнение:

$$\frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \tau} + a_1^\alpha \Phi^{(1)} \frac{\partial}{\partial z} \Phi^{(1)} + a_2^\alpha \frac{\partial^3 \Phi^{(1)}}{\partial z^3} + a_3^\alpha \frac{\partial}{\partial z} \Delta_\perp \Phi^{(1)} = 0 \quad (17)$$

$$a_1^i = 1/2\tilde{V}_i \delta_i s_i^2 \left(\left(3\tilde{V}_i^2 - \frac{5}{9}\sigma_i \right) s_i^3 - \delta_i^2 d_i \right);$$

$$a_3^i = \delta_i / 2\tilde{V}_i s_i^2, \quad a_2^i = a_3^i + \tilde{V}_i^3 / 2\omega_{ci}^2, \quad d_i = 1 - \gamma^2(1 - \delta_i)$$

$$\tilde{V}_i^2 = 5/3 \sigma_i + \delta_i / s_i, \quad s_i = 1 - \beta + \gamma(1 - \delta_i)$$

Для стационарных одномерных структур, переходя к новым переменным, это уравнение можно записать в обобщенном виде:

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\partial^3 W}{\partial S^3} - aW^k \frac{\partial W}{\partial S} = 0 \quad (18)$$

причем для этого случая можно записать решение типа бегущей волны или солитона (Полянин и Зайцев, 2004) в виде:

$$W(x, t) = \frac{A}{ch^k Bk(x - Vt - c)} \quad (19)$$

где $V = 4B^2$, $A = \left(2(k+1)(k+2) \frac{B^2}{a} \right)^{\frac{1}{k}}$.

Из этого соотношения при $k = 1$ получаем выражение классического солитона с амплитудой $A = 3V/a$. На рис. 3. изображены формы солитонов при различных значениях параметра $k = 1, 2, 3$.

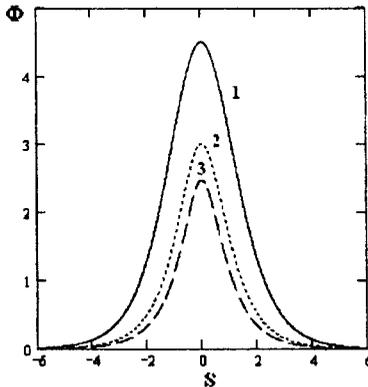


Рис. 3. Форма солитонной структуры при различных значениях параметра нелинейности. Кривые 1, 2, 3 соответственно для значения параметров нелинейности $k = 3, 2, 1$

Из этих зависимостей следует, что с увеличением значения степени нелинейности (параметр k), амплитуда солитона увеличивается, но его ширина уменьшается. Следует ожидать, что и в трехмерном случае эта тенденция сохраняется, в частности, для сферически и цилиндрически симметричных солитонов, как показано в работах (Volosevich, Meister, 2006, Zakharov, Kuznetsov, 1974).

4. Масштабы трехмерных солитонных структур

Решением уравнения (9) для $m=1$ и $m=1/2$ в сферической системе координат при $r^2=r_{\parallel}^2+r_{\perp}^2$ является монотонно убывающая функция, которая имеет максимальное значение $v(0) \approx 4.19 = \Phi_0$, для $m=1$ и $v(r_0) \approx 1.56, r_0 = 1.76$; для $m=1/2$, $v(0) \approx 4.27 = \Phi_0, v(r_0) \approx 1.78, r_0 = 2.6$ (Volosevich, Meister, 2006, Volosevich, Savin, 2006).

Параметр, определяющий форму структуры $R = L_{\perp} / L_{\parallel} = (a_3 / a_2)^{1/2}$ и скорость движения структуры вдоль направления магнитного поля, определяется из дисперсионного уравнения.

Используя уравнения (8) и (10), можно оценить амплитуду $\Phi_{\max} = \Phi_0 2M / a_1$ и масштаб структуры вдоль (l_{\parallel}) и ортогонально направлению магнитного поля (l_{\perp}). Амплитуда Φ_0 и масштаб структуры r_0 определится для Модели А следующим соотношением:

$$l_{\parallel} = r_0 \sqrt{\frac{2a_3}{a_1} \frac{\Phi_0}{\Phi_{\max}}}, \quad l_{\perp} = r_0 \sqrt{\frac{2a_2}{a_1} \frac{\Phi_0}{\Phi_{\max}}}$$

Соответственно для параметра, определяющих форму ионно-акустических структур:

$$R_i = l_{\perp} / l_{\parallel} = (a_2 / a_3)^{1/2} = \left(1 + b_i r_{Li}^2 / \lambda_{Di}^2\right)^{1/2}, \quad (20)$$

а для электронно-акустических структур, соответственно

$$R_e = l_{\perp} / l_{\parallel} = (a_2^e / a_3^e)^{1/2} = \left(1 + b_e r_{Le}^2 / \lambda_{De}^2\right)^{1/2}, \quad (21)$$

где

$$b_i = (\tilde{V}^4 s_i^2) / \delta_i, \quad b_e = (\tilde{V}_e^4 s_e^2) / \delta_e,$$

r_{Li}, λ_{Di} есть ларморовский и дебаевский радиус для ионов. Параметр b_i зависит от параметров плазмы в Модели А и определяется соотношением (17). Если $r_{Li}^2 \ll \lambda_{Di}^2$ и $b_i \approx 1$, солитонная структура имеет сфероидальную форму. В противоположном случае, для $\lambda_{Di}^2 \ll r_{Li}^2$, параметр $R_i > 1$ и солитонная структура будет почти плоской в плоскости ортогональной направлению магнитного поля.

Используя уравнения (10) и (11), можно рассчитать зависимости коэффициентов R_i, R_e от плазменных параметров. Зависимости параметра несимметричности для ионно-акустической и электронно-акустической структуры, как функции относительной плотности ионного (электронного) пучка δ_i, δ_e , изображены на рис. 4а и рис. 4б.

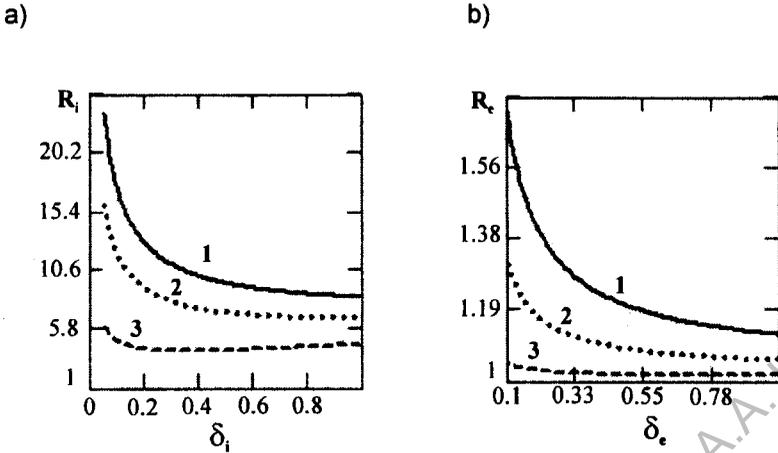


Рис. 4. (а). Параметр R_i как функция относительной плотности ионного пучка δ_i для параметров плазмы: $\gamma_i = 0.01$, $M_i = 1.4$, $\omega_{ci} = 0.3$, $\sigma_i = 0.5$; и (б) – R_e как функция относительной плотности электронного пучка δ_e для параметров плазмы: $M_e = 1.4$, $\omega_{ce} = 12$, $\gamma = 0.01$, $\sigma_e = 3$; for (b) and (c) $1 - \beta = 0.1$; $2 - \beta = 0.4$; $3 - \beta = 0.8$.

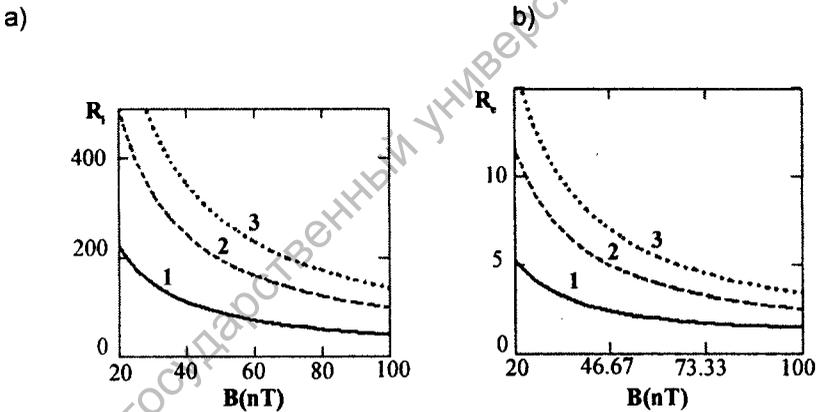


Рис. 5. Зависимости параметра вытянутости структуры а) R_i и б) R_e от индукции магнитного поля B . Кривые 1, 2, 3 рассчитаны для различных значений фоновой плотности заряженных частиц – $n_0 = 10^5, 5 \cdot 10^5, 10^6$, для значений параметров $bi \approx b_e = 1$

Из этих зависимостей можно заключить, что параметр R_i для ионно-акустической структуры значительно больше, чем R_e для электронно-акустической структуры. Это означает, что при одинаковых значениях плазменных параметров ионно-акустические структуры будут более плоскими, чем электронно-акустические структуры, которые будут более симметричными. Также заметим, что форма структуры существенно зависит от плазменных параметров.

Примеры электростатических структур двух типов, зарегистрированных на спутниках в проекте Cluster (Pickett et al. 2004, Savin et al., 2006) изображены на рис. 6, рис. 7.

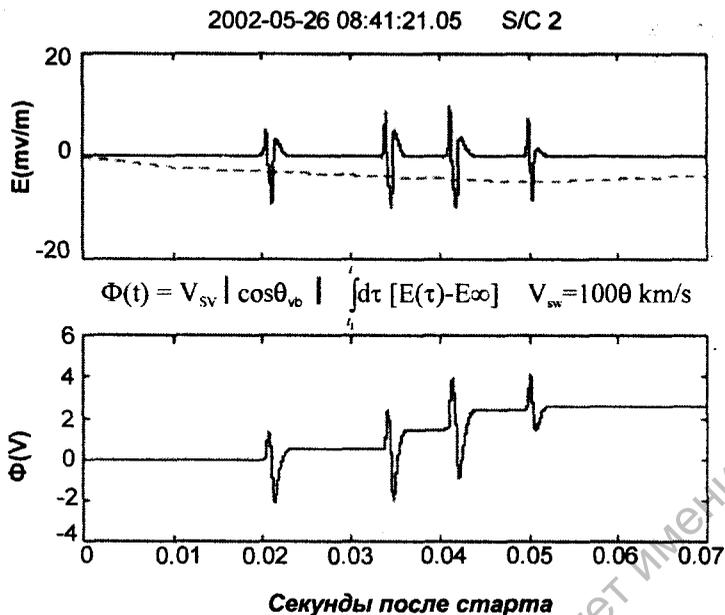


Рис. 6. Волновые формы электрического поля и потенциала, зарегистрированные на спутнике проекта Cluste (Pickett et. al. 2004)

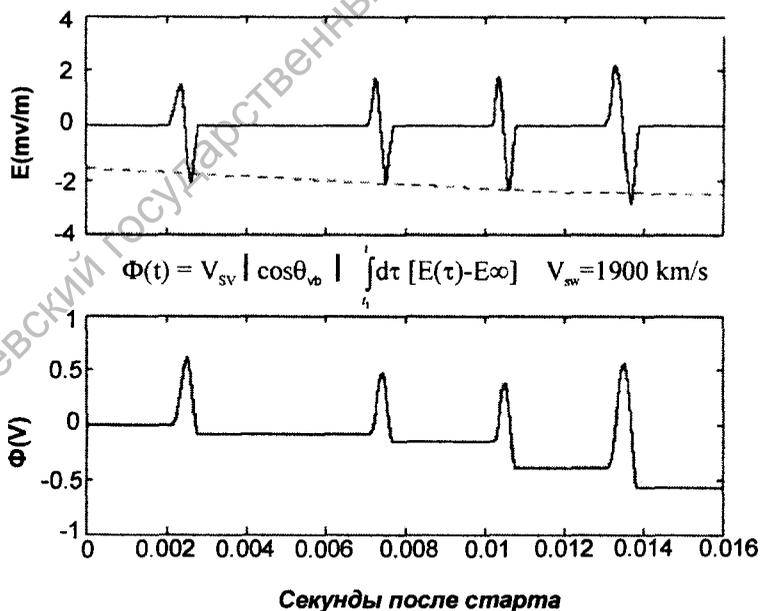


Рис.7. Волновые формы электрического поля и потенциала, зарегистрированные на спутнике проекта Cluster (Pickett et. al. 2004)

Из этих рисунков видно, что электростатические структуры потенциала имеют вид двух-полярных, а структуры электрического поля трех-полярных импульсов (рис. 6). В этом же эксперименте также зарегистрированы солитонные структуры потенциала и соответственно двух-полярные структуры электростатического поля (рис. 7). Аналогичные экспериментальные результаты были получены в проекте INTERBALL-1 (Savin et al. 2006, Volosevich 2006). На рис. 8. изображены структуры электрического поля, которые имеют вид двух и трех полярных импульсов, что означает формирование структур электростатического потенциала в виде солитонных структур и двойных слоев.

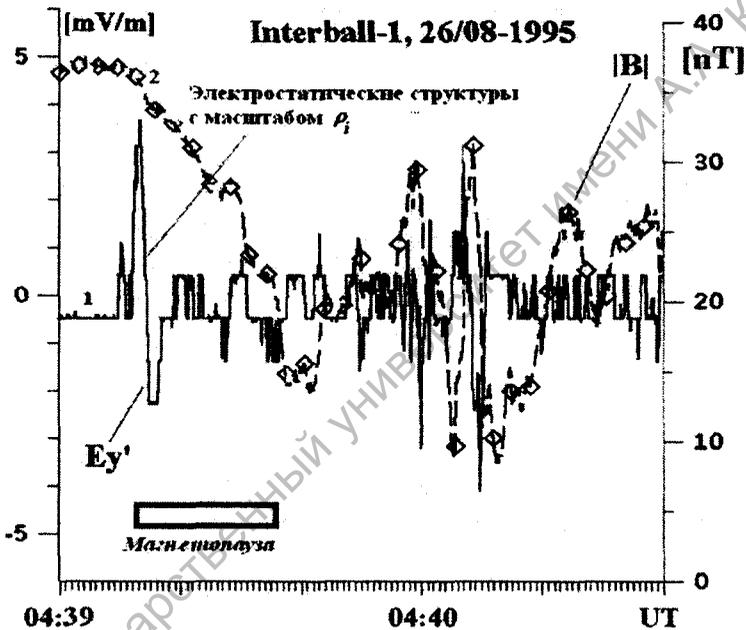


Рис. 8. Экспериментальные измерения электростатических полей в проекте INTERBALL-1. Кривые 1 – E-напряженность электростатического поля, 2 – индукция магнитного поля B.

Результаты этих экспериментов подтверждают, что в области магнитосферы Земли на расстояниях порядка $4,5-6,5 R_e$ (R_e – радиус Земли), при значениях индукции магнитного поля в интервале 10-50 нТ, возможно формирование электростатических структур солитонного типа, которые движутся вдоль направления локального магнитного поля со скоростями от нескольких десятков до нескольких тысяч километров в секунду. Эти структуры имеют поперечный размер порядка 50 км и значительно меньший масштаб параллельно направлению магнитного поля порядка 2-5 км. Для таких структур параметр вытянутости $R \approx 25$, что качественно соответствует теоретическим выводам.

Следует отметить, что при сопоставлении экспериментальных данных с теоретическими моделями уверенно можно говорить лишь о качественном соответствии, так как для количественного сравнения недостаточно как эксперимен-

тальных данных, так и более разработанной трехмерной теоретической модели электромагнитных структур. Это будет являться предметом будущих работ.

5. Основные результаты и выводы

В настоящей работе исследованы условия формирования трехмерных локализованных мелкомасштабных структур, движущихся в плазме с различной степенью нелинейностью, а также оценены их параметры. Рассмотрены две теоретических модели: *Модель А*, которая соответствует формированию солитонных структур ионно-звукового типа, а также *Модель В*, в которой возможно формирование электронно-акустических структур. Показано, что форма структуры определяется двумя факторами: один определяется параметрами плазмы в выбранной модели, а другой определяется отношением ларморовского радиуса к радиусу Дебая. Если пренебречь влиянием первого фактора (для определенной области магнитосферы), и предположить, что ларморовский радиус много меньше, чем радиус Дебая, то поперечный и продольный масштаб структуры, относительно направления магнитного поля, будут приблизительно одинаковы. Это означает, что в этом случае электростатическая структура будет иметь почти симметричную форму. В противоположном случае, если ларморовский радиус много больше, чем радиус Дебая электростатическая структура будет почти плоской в плоскости ортогональной направлению магнитного поля Земли.

Основные результаты

- Получены трехмерные эволюционные уравнения с различной степенью нелинейности, при учете различного типа функции распределения электронов по скоростям.
- Анализ возможных решений эволюционного уравнения типа KdV-ZK показал, что с увеличением степени нелинейности амплитуда солитонов увеличивается, а ее ширина уменьшается (рис. 3).
- Неизотермичность плазмы играет уникальную роль. В зависимости от формы функции распределения электронов по скоростям (параметр β) возможно формирование солитонных структур как с положительным потенциалом ($\Phi \geq 0$) (структуры сжатия) при значениях параметра $\beta < 0.5$, так и структуры с отрицательным потенциалом ($\Phi \leq 0$) (структуры разряжения) для $\beta > 0.7$, при одинаковых параметрах плазмы.
- Форма солитонной структуры определяется параметром вытянутости R , который определяется отношением перпендикулярного и продольного масштаба структуры. Этот параметр существенно определяется отношением ларморовского радиуса к радиусу Дебая. В зависимости от этого параметра солитонная структура может быть или сферически симметричной или почти плоской (рис. 4, рис. 5).
- В экспериментах по исследованию магнитосферы Земли были зарегистрированы электростатические структуры различного типа как солитонные, так и двойные потенциальные слои (рис. 6, рис. 7, рис. 8). Например, на спутнике *Cluster*, *INTERBALL-1* в области 4,5-6,5 R_E (Pickett et al, 2004) были зарегистрированы солитонные структуры с перпендикулярными масштабами порядка 50 км и с продольными масштабами около 2-5 км. Эти экспериментальные результаты качественно соответствуют теоретическим результатам, полученным в рассмотренных теоретических моделях.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта INTAS No- 03-51-4872

ЛИТЕРАТУРА

1. **Bounds, S.R.** Solitary potential structures associated with ion and electron beams near 1Re altitude / S.R. Bounds, [et al]. J. Geophys. Res., 104, 26709-28717, 1999.
2. **Chen, L.J.** On the width-amplitude inequality of electron phase space holes / L.J. Chen, J. Pickett, R. Kintner, J. Franz., J. Geophys. Res., Vol.110, A9211, 2005.
3. **Ergun, R.E.** Auroral particle acceleration by strong double layers: The upward current region / R.E. Ergun, [et al], J. Geophys. Res., Vol. 109, A12220, 2004.
4. **Franz, J.R.** Property of small-amplitude phase-space holes observed by Polar / J.R. Franz, P.M. Kintner, J.S. Pickett, J. Chen. J. Geophys. Res. Vol.110, A09212,2005
5. **Jovanovic, D.** Nonlinear model for electron phase-space holes in magnetized space plasmas / D. Jovanovic, P.K. Shukla, L. Stenflo, F. Pegoraro, J. Geophys. Res., Vol.107, N0 A7, 1110, 2002.
6. **Mozer, F.S. A.** Direct observation of large, quasistatic, parallel electric fields in the auroral acceleration region / F.S. Mozer, C. Kletzing, Geophys. Res. Lett., 25, 10, 1629-1632, 1998.
7. **Pickett, J.S.** Solitary waves observed in the auroral zone: the Cluster multi-spacecraft perspective / J.S. Pickett, [et al]. Nonlinear Processes. In Geophys. 11, 183-196, 2004.
8. **Savin, S.** Experimental study of nonlinear interaction of plasma flow with charged thin current sheets: 2. Hall dynamics, mass and momentum transfer / S. Savin [et al]. Nonlinear Processes in Geophys. 11, 183-196, 2006.
9. **Schamel, H.** Electron holes, ion holes, and double layers: Electrostatic phase space structures in theory and experiments / H. Schamel. Phys. Rep., 140, 161-191, 1986.
10. **Shukla, P.K.** 3D electron-acoustic solitary waves introduced by phase space electron vortices in magnetized space plasmas / P.K. Shukla, A.A. Mamun, Geophys. Res. Lett., 31, L07603, 2004.
11. **Volosevich, A.V.** Nonlinear small-scale localized electrostatic structures and their impact on magnetospheric boundaries / A.V. Volosevich, S. Savin, E. Amata, J. Pickett, J. Buechner, J. Blecki, J.L. Rauch. EGU06 Session ST4.4: Filamentation processes, boundaries and nonlinear structures in heliospheric plasmas. EGU06-A-05956, EGU, Vienna 2006.
12. **Volosevich, A.V.** Theoretical models of the spatially limited electrostatic structures and experiments in the auroral magnetosphere / A.V. Volosevich, Yu.I. Galperin, F.M. Truhachev. Advances in Space Research, 30, 7, 1677-1680, 2002.
13. **Volosevich, A.V.** Theoretical model and experimental diagnostics of nonlinear electrostatic structures in space plasma / A.V. Volosevich, C.-V. Meister, S.V. Zhestkov, Advances in Space Research, 37, p. 569-575, 2006.
14. **Zakharov, V.E.** Three-dimensional solitons / V.E. Zakharov, E.A. Kuznetsov. Sov. Phys. JETP, 66, 594-597, 1974.
15. **Полянин, А.Д.** Справочник по нелинейным уравнениям математической физики. Точные решения / А.Д. Полянин, В.Ф. Зайцев. – М.: Физ.Мат. изд., 2002. – 432 с.