

А. М. Ляцкая, С. С. Ощепкова

## ЭВОЛЮЦИЯ СПЕКТРА ПЛАЗМЕННЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

При исследовании условий развития неустойчивостей в  $F$ -области высокоширотной ионосферы чрезвычайно важен учет проводящей  $E$ -области ионосферы. Электродинамическое взаимодействие неоднородностей  $F$ -области с проводящей  $E$ -областью приводит к значительному уменьшению времени жизни неоднородностей с характерными размерами  $\lambda \leq 1$  км.

Дополнительным источником потерь плазменных структур является взаимодействие ионосферы с магнитосферой. Физика такой связи заключена в генерации и дальнейшем распространении в магнитосфере альвеновского импульса (иначе, продольных электрических токов), обуславливающего перераспределение электронной концентрации внутри неоднородности.

В настоящей работе исследована эволюция сильной плазменной неоднородности  $F$ -области с учетом электрического взаимодействия с проводящей  $E$ -областью ионосферы. При этом показано, что диффузия плазмы (как классическая, так и обусловленная электродинамическим взаимодействием плазменной неоднородности с ионосферой и магнитосферой) зависит от характерного пространственного размера неоднородности (волнового числа).

При решении задачи взаимодействия плазменной неоднородности  $F$ -слоя с нижележащим  $E$ -слоем и магнитосферой используется математическая модель электродинамического взаимодействия. Уравнениями этой модели являются известные уравнения непрерывности и движения, преобразованные и линеаризованные по малым приращениям  $\Delta N$  концентрации заряженных частиц к фоновым значениям  $N$  (см., например, [1]):

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \operatorname{div}(NV) = P - L, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}_i}{\partial t} + (\mathbf{V}_i \nabla) \mathbf{V}_i = \frac{1}{N} \nabla(NkT_i) + e(\mathbf{E} + \mathbf{V}_i \times \mathbf{B}) - m_i \nu_{in}(\mathbf{V}_i - \mathbf{U}), \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{V}_e}{\partial t} + (\mathbf{V}_e \nabla) \mathbf{V}_e = & -\frac{1}{N} \nabla(NkT_e) - e(\mathbf{E} + \mathbf{V}_e \times \mathbf{B}) - \\ & - m_e \nu_{en}(\mathbf{V}_e - \mathbf{U}) - m_e \nu_{ei}(\mathbf{V}_e - \mathbf{V}_i). \end{aligned} \quad (3)$$

В уравнениях движения пренебрегается инерционными членами, скоростью нейтрального ветра ( $\mathbf{U} = 0$ ) и в уравнениях (2) — электрон-ионными соударениями. В этом случае из уравнений движения для заряженных частиц можно получить выражение для педерсеновских скоростей дрейфа

$$\mathbf{V}_{ip} = \frac{e\nu_i}{m_i(\Omega_i^2 + \nu_i^2)} \mathbf{E} - \frac{k T_i \nu_i}{N m_i(\Omega_i^2 + \nu_i^2)} \nabla_p N, \quad (4)$$

$$\mathbf{V}_{ep} = \frac{-e\nu_e}{m_e(\Omega_e^2 + \nu_e^2)} \mathbf{E} - \frac{k T_e \nu_e}{N m_e(\Omega_e^2 + \nu_e^2)} \nabla_p N + R\mathbf{V}_{ip}, \quad (5)$$

где индекс  $p$  означает проекции в направлении электрического поля;  $\Omega$  — гирочастота заряженных частиц;  $\nu_e$  и  $\nu_i$  — эффективные частоты соударений электронов и ионов, например  $\nu_e = \nu_{en} + \nu_{ei}$ .

Для вывода исходных уравнений, определяющих временное поведение приращений концентраций  $\Delta N^E$  и  $\Delta N^F$  неоднородностей в зависимости от их размера  $\lambda$  и волнового числа  $k = 2\pi/\lambda$ , используются следующие выражения: форм-фактор

$$R = \frac{\Omega_e^2 \nu_{ei} / \nu_{in} + \nu_{ei} \nu_e}{\Omega_e^2 + \nu_e^2}, \quad (6)$$

плотность тока:

$$\mathbf{J}_p = [(1 - R)\sigma_{ip} + \sigma_{ep}]\mathbf{E} - e[(1 - R)d_{i\perp} - d_{e\perp}]\nabla_p N, \quad (7)$$

проводимость:

$$\sigma_{\alpha p} = \frac{e^2 \nu_{\alpha N}}{m_{\alpha}(\Omega_{\alpha}^2 + \nu_{\alpha}^2)}, \quad (8)$$

коэффициент диффузии в поперечном к  $\mathbf{B}$  направлении:

$$d_{\alpha\perp} = \frac{k T_{\alpha} \nu_{\alpha}}{m_{\alpha}(\Omega_{\alpha}^2 + \nu_{\alpha}^2)}. \quad (9)$$

Индекс  $\alpha$  относится к ионам или электронам

$$J_p(k) = \Sigma_0 \left[ 1 + \frac{\Delta N}{N_0}(k) \right] E(k) - e D_0 \nabla_p [\Delta N(k)] \quad (10)$$

Эффективная педерсеновская проводимость, проинтегрированная по толщине слоя  $E$  или  $F$ :

$$\Sigma_0 = \int_{z_0}^{z_1} [(1 - R)\sigma_{ip} + \sigma_{ep}] dz. \quad (11)$$

Эффективный коэффициент диффузии, проинтегрированный по высоте:

$$D_0 = \int_{z_0}^{z_1} [(1 - R)d_{i\perp} - d_{e\perp}] dz. \quad (12)$$

Запись  $E = E(k)$  и т.д. означает зависимость величины от волнового числа  $k$ . С использованием выражений (7), (11), (12) и условия  $\text{div } \mathbf{J}_p = 0$  или  $\nabla_p J_p^E = -\nabla J_p^F$  получено уравнение для электрического поля

$$[\Sigma_0^F + \Sigma_0^E] E(k) = -ek [D_0^F \frac{\Delta N^F}{N_0^F}(k) + D_0^E \frac{\Delta N^E}{N_0^E}(k)], \quad (13)$$

где индекс 0 относится к фоновым значениям, индексы  $E$  и  $F$  — к соответствующим слоям;  $\Delta N = N - N_0$  — возмущения концентрации в неоднородностях.

Подставив выражения для скоростей (4), (5) в уравнения непрерывности, предполагая, что  $N_0$  им удовлетворяет, и проводя линеаризацию относительно  $\Delta N$ , получим для возмущений  $\Delta N$  следующие уравнения в  $E$ - и  $F$ -слоях:

$$\frac{\partial(\Delta N^F)}{\partial t} = -k \frac{\Sigma_i^F}{e} E(k) - k^2 D_i^F \Delta N^F(k), \quad (14)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\Delta N^E(k)) = -2\alpha(N_0^E)^2 \frac{\Delta N^E(k)}{N_0^E} - k \frac{\Sigma_i^E}{e} E(k) - k^2 D_i^E \Delta N^E(k), \quad (15)$$

Разработанная модель взаимодействия плазменной  $F$ -неоднородности с проводящей  $E$ -областью ионосферы пригодна для решения задачи об эволюции спектра плазменных неоднородностей при конвектировании неоднородности в магнитосферном электрическом поле.

Нами проведены и проанализированы расчеты динамики спектра при различных соотношениях проводимости  $E$ - и  $F$ -области при отсутствии и с учетом рекомбинационных процессов в  $E$ -области [2]. Рассчитаны изменения во времени спектра неоднородностей с характерными размерами 0,01–5000 км. Решена задача эволюции спектра плазменных неоднородностей с учетом взаимодействия плазменной неоднородности как с нижележащей ионосферой, так и с магнитосферой. Исследовано влияние взаимодействия с магнитосферой на критическое волновое число, вне которого диффузия перестает зависеть от волнового числа.

В работе проведены расчеты эволюции неоднородностей для спектра, вид которого следующий:

$$A = A_0[1 + (K/K_c)^2]^{-1/2},$$

где  $K_c$  — критическое волновое число, выбранное равным  $3 \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-1}$  (или  $\lambda_c = 2\pi/K_c \approx 2 \cdot 10^3 \text{ м}^{-1}$ ).

Результаты расчетов представлены на рис. 1–3. При этом для  $E$ -слоя представлено относительное изменение концентрации электронов  $\Delta N^E(K)/N_0^E$ , в то время как для  $F$ -слоя представлено относительное изменение амплитуды неоднородности для заданного волнового числа  $K$ :  $\Delta N^F(K)/\Delta N_0^F(K)$ .

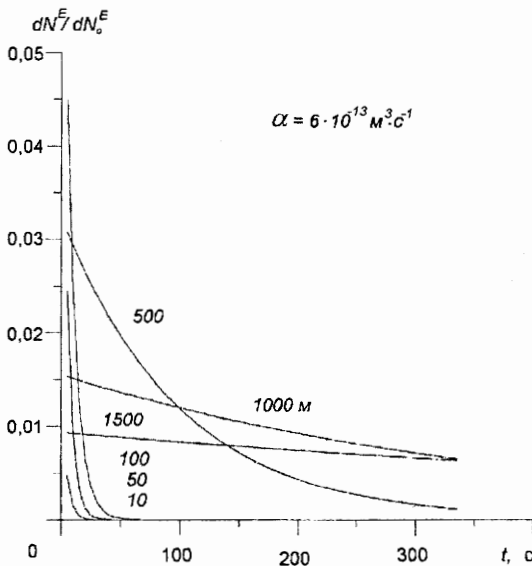


Рис. 1. Эволюция спектра с учетом рекомбинационных процессов для длин волн  $\lambda = 10 - 1500 \text{ м}$ .

На рис. 1 представлена эволюция спектра с учетом рекомбинационных процессов. В первые 10 с максимальное изменение электронной концентрации наблюдается на длинах волн  $\lambda = 100 - 500 \text{ м}$ . Вне этого участка спектра изменение концентрации не превышает одного процента фонового значения электронной концентрации.

В последующие 20 с амплитуда неоднородности  $\lambda = 1000 - 1500 \text{ м}$  в  $E$ -слое возрастает до 50 % фонового значения, и далее наблюдается медленный и одновременный в обоих слоях распад неоднородности.

Для больших характерных размеров неоднородностей  $\lambda > 1500 \text{ м}$  неоднородности сохраняются неизменными в  $F$ -слое длительное время и формируют в  $E$ -слое неоднородность, не превышающую по амплитуде 20 % от фонового значения.

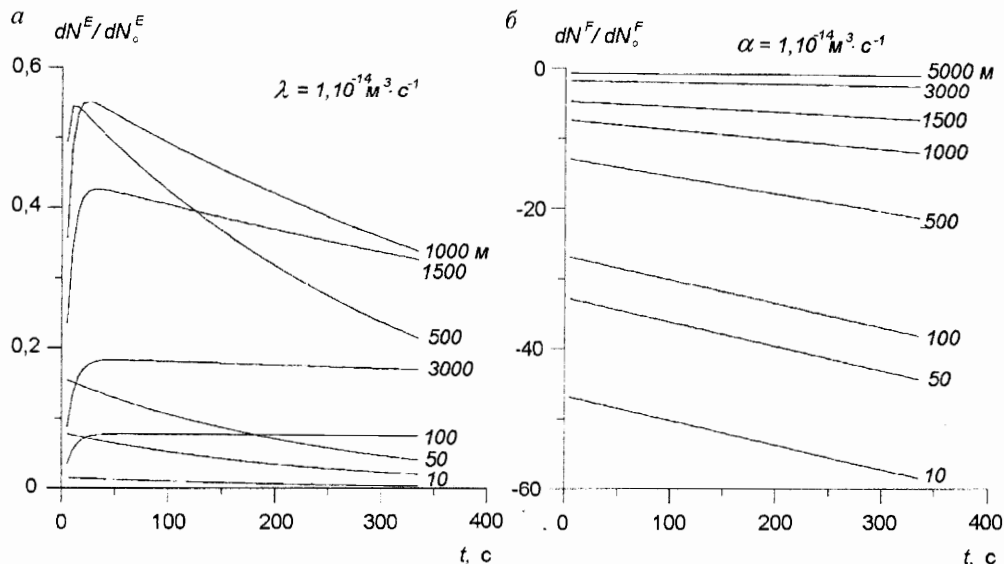


Рис. 2. Эволюция спектра в слое  $E$  (а) и  $F$  (б) при малой рекомбинации для длин волн  $\lambda = 10 - 5000$  м.

На рис. 2 приведены результаты расчетов в  $E$ - и  $F$ -слоях с учетом рекомбинации, коэффициент которой невелик ( $\alpha = 1 \cdot 10^{-14} \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ ).

На малых длинах волн  $\lambda < 100$  м амплитуда неоднородностей в  $F$ -слое уже в первые 10 с падает на 1–2 порядка ( $-20 \div -40$  дБ), в  $E$ -слое возникающие неоднородности сохраняются на уровне двух процентов от фонового значения в течение  $\sim 7$  мин.

На рис. 3 представлены результаты расчетов для двух длин волн  $\lambda = 100$  м и  $\lambda = 1000$  м для различных коэффициентов рекомбинации  $\alpha$  ( $2 \cdot 10^{-13}$ ,  $6 \cdot 10^{-13}$  и  $4 \cdot 10^{-13} \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ ).

Прослеживается существенное влияние рекомбинации: возрастание коэффициента рекомбинации приводит к мгновенному распаду неоднородностей на  $\lambda = 100$  м и постепенной эволюции на  $\lambda = 1000$  м. С течением времени процесс стабилизируется и амплитуда неоднородностей сохраняется неизменной, но на низком уровне.

Нами показано, что фоновая концентрация определяет волновое число, вне которого скорость распада неоднородности перестает зависеть от волнового числа. Этот вывод следует из условия квазиравновесия (оба спектра в  $F$ - and  $E$ -слоях разрушаются одновременно). Последнее условие может быть записано с учетом взаимодействия с магнитосферой:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \log \frac{\Delta N^F(k)}{N_0^F} &= \frac{\partial}{\partial t} \log \frac{\Delta N^E(k)}{N_0^E} = \\ &= \frac{-2k^2 D_i^F \Sigma^E \alpha (N_0^E)^2}{N_0^F (2\alpha (N_0^E)^2 (\Sigma_0^E + \Sigma_0^F + \Sigma_w) + k^2 \Sigma_0^F D_i^E)}. \end{aligned}$$

Эволюция спектра определяется конкурирующим влиянием двух членов, один из которых —  $2\alpha (N_0^E)^2 (\Sigma_0^E + \Sigma_0^F + \Sigma_w)$  и другой —  $k^2 \Sigma_0^F D_i^E$ . При определенных условиях

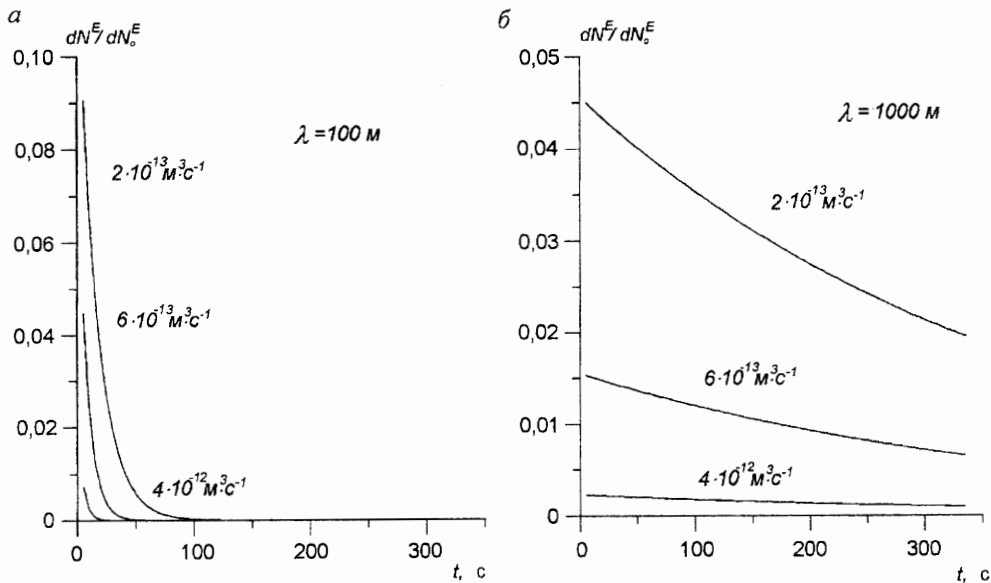


Рис. 3. Результаты расчетов для длины волны  $\lambda = 100$  м (а) и  $\lambda = 1000$  м (б) для различных коэффициентов рекомбинации  $\alpha$ .

эти члены равны друг другу, что и определяет критическое волновое число  $k$ . Для больших размеров волновых чисел неоднородности активно разрушаются, тогда как для меньших вид спектра сохраняется во времени.

Таким образом, поведение неоднородностей в спектре различается по обе стороны от волнового числа, соответствующего неоднородности с пространственными размерами неоднородности  $\sim 1 \div 1,5$  км.

1) Неоднородности с  $\lambda < 100$  м в начальный момент времени имеют достаточно большую величину, но очень быстро диффузионные процессы приводят к их исчезновению.

2) Неоднородности с  $\lambda > 1,5$  км уже в начальный момент достигают лишь 0,03 (3 %) величины и в дальнейшем сохраняют свою амплитуду.

3) Неоднородности критического размера ( $\lambda = 1 \div 1,5$  км) эволюционируют постепенно: в начальный момент достигают значений  $0,06 \div 0,08$  и далее сохраняют эту величину.

4) Результаты расчета эволюции спектра плазменных неоднородностей будут использованы для построения пространственно-временного распределения неоднородностей плазмы высокоширотной ионосферы с учетом электродинамического взаимодействия  $E$ - и  $F$ -слоев ионосферы и электродинамического взаимодействия ионосферы с магнитосферой.

При оценке влияния магнитосферы на эволюцию спектра неоднородности планируется провести сопоставление экспериментально наблюдаемых спектров неоднородностей в дневном каспе и в авроральной зоне.

#### Указатель литературы

1. Heelis R. A., Vickrey J. F., Walker N. B. Electrical coupling effects on the temporal evolution of F layer plasma structure // J. Geophys. Res. 1985. N 90. P. 437-445.

2. *Pudovkin M. I., Lyatskaya A. M., Golovchanskaya I. V.* The influence of ionization and recombination processes on the dynamics of ionospheric plasma // *J. Atm. Terr. Physics.* 1987. N 49. P. 1049-1057.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства общего и профессионального образования, грант № 97-40-1.13-19 и РФФИ, грант № 96-02-12182.