

КОГЕРЕНТНОЕ ТРЕХВОЛНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛН В ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

Экспериментальные радиолокационные исследования в авроральной ионосфере E-области показали наличие возмущений электронной плотности большой амплитуды. Для объяснения этих экспериментов применялась линейная теория Фарлей-Бунемановской неустойчивости. Попытки исследования нелинейной стадии неустойчивости как в аналитических моделях [Sudan 1983, Hamza and St.-Maurice 1993, Sahr and Farley 1995], так и в численном моделировании [Schlegel and Thiemann 1994, Oppenheim 1996, Janhunen 1994, Newman 1981] являются перспективными, однако физика нелинейных взаимодействий в таких моделях неясна и проведенные теоретические исследования неприменимы к интерпретации экспериментальных данных. Экспериментально полученные результаты по измерениям масштабов неоднородностей $L \geq 30$ см, диапазона ракурсных углов $\psi < 10^\circ$ необъяснимы в рамках существующих теорий.

В большинстве работ, посвященных исследованию нелинейной стадии неустойчивостей, исследуются трехволновые взаимодействия, причем предполагается, что волны имеют случайные фазы и это приводит к неупорядоченному турбулентному состоянию в плазме. Однако, имеются экспериментальные данные о существовании в неравновесной плазме упорядоченных когерентных структур. Вопрос о том, какое состояние неравновесной среды реализуется при повышении порога устойчивости, является неоднозначным. Можно предположить, что различные элементарные возбуждения в процессе нелинейного взаимодействия самосогласуются друг с другом и в результате рождается регулярное (в пространстве и во времени) нетривиальное образование – стационарно движущаяся структура, устойчиво существующая в конечной области физических параметров (например, скоростей движения, частот столкновений, постоянных электромагнитных полей, фоновой концентрации плазмы).

В последнее время успехи нелинейной динамики позволили исследовать взаимосвязи когерентных структур и турбулентности. Выяснилось, что даже при больших надкритичностях, когда должна развиваться турбулентность, возникают когерентные структуры. Эти упорядоченные структуры являются локализованными в пространстве, и их можно рассматривать как сосредоточенные объекты-квазичастицы, и рассматривать различные эффекты их взаимодействия с частицами плазмы.

В работе исследуется возможность существования локализованных структур в столкновительной плазме применительно к авроральной E-области ионосферы и эффектам аврорального рассеяния.

1. Взаимодействие когерентных Фарлей-Бунемановских волн

Как известно, в столкновительной ионосферной плазме E-области выполняются условия замагниченности электронов $v_e \ll \omega_{He}$ и незамагниченности ионов $v_i \gg \omega_{Hi}$ (v_e, v_i – частоты столкновений электронов, ионов с нейтральными частицами; ω_{He}, ω_{Hi} – гирочастоты). Эти условия при наличии постоянного электрического поля \vec{E}_o , ортогонального магнитному полю Земли \vec{B} , приводят к дрейфу электронов относительно ионов – \vec{V}_o ортогонально электрическому и магнитному полям. При превышении некоторого порогового значения $\frac{V}{C_s} = M$ (C_s – скорость звука в плазме $C_s^2 = \frac{T_e + T_i}{m_i}$, T_e, T_i – температуры электронов, ионов; m_i – масса иона, M – число Маха) в плазме возникает модифицированная двухпотоковая или Фарлей-Бунемановская (Ф-Б) неустойчивость [Farley 1963, Buneman 1963]. Эволюция неустойчивых волн существенно зависит от механизма затухания этих волн. Исследование линейной стадии неустойчивости, проведенное в многочисленных работах показало, что линейный закон дисперсии Ф-Б волн и инкремент их нарастания в обобщенной гидродинамической модели может быть записан в виде [Volosevich, Meister 1999]

$$\omega = \frac{\vec{k} \cdot \vec{V}_{oe} + R \vec{k} \cdot \vec{V}_{oi}}{1 + R \left(1 + \frac{k_{\parallel}^2}{k_{\perp}^2} \cdot \frac{\omega_{He}^2}{v_e^2} + \eta_i k^2 \right)} \quad (1)$$

$$\gamma = \frac{R}{1+R} \left(\omega^2 \left(1 - \alpha \frac{k^2 V_{Ti}^2}{v_i^2} \right) - k^2 C_s^2 \right) \quad (2)$$

$$R = \frac{v_i v_e}{\omega_{Hi} \omega_{He}}$$

Здесь $\eta_i = \alpha \frac{V_{Ti}^2}{v_i^2}$ – коэффициент вязкости в гидродинамической модели,

ω – частота, k_{\parallel}, k_{\perp} – проекции волновых векторов вдоль и ортогонально направлению внешнего магнитного поля. Значение $\alpha \div 2$ зависит от выбора модели вязкости. Обычно Ф-Б волны предполагаются бездисперсивными, но учет затухания Ландау при $\omega \rightarrow v_i$ в кинетической модели приводит к слабой

дисперсии волн при $k > \frac{v_i}{V_{Ti} \sqrt{\alpha}}$. Учет этого эффекта в гидродинамической

модели эквивалентен учету вязкости ионов.

Как будет показано ниже, слабая дисперсия в нелинейной динамике играет важную роль. Условие когерентного трехволнового взаимодействия трех

волн с частотами $\omega, \omega_1, \omega_2$ и волновыми векторами $\vec{k}, \vec{k}_1, \vec{k}_2$ в общем случае можно записать в виде

$$\begin{aligned} \omega &= \omega_1 + \omega_2 \\ \vec{k} &= \vec{k}_1 + \vec{k}_2 \end{aligned} \quad (3)$$

Учитывая закон дисперсии (3), можно записать систему уравнений взаимодействия

$$\begin{aligned} k \sin \psi &= k_1 \sin \psi_1 + k_2 \sin \psi_2 \\ k \cos \psi \sin \varphi &= k_1 \cos \psi_1 \sin \varphi_1 + k_2 \cos \psi_2 \sin \varphi_2 \\ k \cos \psi \cos \varphi &= k_1 \cos \psi_1 \cos \varphi_1 + k_2 \cos \psi_2 \cos \varphi_2 \end{aligned} \quad (4)$$

$$\frac{k \cos \psi \cos \varphi}{1 + \xi \sin^2 \psi + \eta k^2} = \frac{k_1 \cos \psi_1 \cos \varphi_1}{1 + \xi \sin^2 \psi_1 + \eta k_1^2} + \frac{k_2 \cos \psi_2 \cos \varphi_2}{1 + \xi \sin^2 \psi_2 + \eta k_2^2}$$

$$\eta = \frac{3RV_{\pi}^2}{(1+R)v_i^2}, \quad \xi = \frac{R}{1+R} \frac{\omega_{He}^2}{v_e^2}, \quad R = \frac{v_i v_e}{\omega_n \omega_{in}}$$

Здесь ψ, ψ_1, ψ_2 и $\varphi, \varphi_1, \varphi_2$ – ракурсные и азимутальные углы взаимодействующих волн.

Исследование системы уравнений (4) в квазиплоском случае показывает, что существует определенная связь ракурсных углов ψ, ψ_1, ψ_2 и азимутальных углов $\varphi, \varphi_1, \varphi_2$ взаимодействующих волн [Волосевич, Липеровский 1982]. В частном случае двумерного взаимодействия $\psi = \psi_1 = \psi_2 = 0$ и для $\varphi = 0$ получаем условие связи углов ориентации волн φ_1 и φ_2 относительно дрейфовой скорости электронов. В этом случае существует связь углов φ_1 и φ_2

$$\operatorname{tg} \varphi_1 \cdot \operatorname{tg} \varphi_2 = -3 \quad (5)$$

Это условие взаимодействия волн есть следствие учета слабой дисперсии волн, и смысл его состоит в том, если взаимодействуют волны из конуса линейной генерации $\varphi_1 \leq 1^\circ$, то $\varphi_2 \rightarrow \frac{\pi}{2}$. Это как раз способствует самоорганизации когерентного взаимодействия.

Далее из гидродинамической системы уравнений движения электронов и ионов при условии пренебрежения инерцией электронов и при выполнении условия квазинейтральности $n_e = n_i$ получаем систему уравнений [Vолоsevich, Meister 1999]

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_k}{\partial t} - i(\omega_k - \vec{k}\vec{V}_0)N_k + a_{e\perp} \nabla_{\perp} \vec{E}_k + b_{e\perp} \Delta_{\perp} N_k + \\ + a_{e\parallel} \nabla_{\parallel} \vec{E}_{\parallel k} + b_{e\parallel} \Delta_{\parallel} N_k + C_{ek} = 0 \end{aligned} \quad (6)$$

$$\frac{\partial N_k}{\partial t} - i\omega_k N_k + a_i \nabla \bar{E}_k + b_i \Delta N_k + \tilde{\eta}_i \nabla^3 \bar{E}_k + C_{ik} = 0 \quad (7)$$

Здесь обозначено

$$a_i = \frac{i\omega_{Hi}}{B\omega_{ki}}, b_i = -\frac{iV_{Ti}^2}{\omega_{ki}}, \tilde{\eta}_i = -\frac{e\omega_{Hi}}{B\omega_{ki}},$$

$$a_{e\perp} = \frac{i\omega_{ke}}{B\omega_{He}}, b_{e\perp} = \frac{i\omega_{ke}V_{Te}^2}{\omega_{He}^2}, a_{e\parallel} = -\frac{i\omega_{He}}{B\omega_k\omega_{ke}}, b_{e\parallel} = \frac{iV_{Te}^2}{\omega_{ke}}$$

$$\omega_{ke} = \omega_k + i\nu_e, \omega_{ki} = \omega_k + i\nu_i$$

Нелинейные члены C_{ek}, C_{ik} описывают трехволновое взаимодействие электростатических волн ($\bar{E}_k = -\nabla\Phi_k, \Phi_k$ – электростатический потенциал).

$$C_{ek} = \frac{1}{B} [\bar{k}_2, \bar{k}_1] \cdot \bar{e}_z N_{\bar{k}_1} \Phi_{\bar{k}_2}, C_{ik} = \frac{\omega_{Hi}}{\hat{v}_i} (\bar{k}_2 \bar{k}_1) \cdot \Phi_{\bar{k}_2} N_{\bar{k}_1} \quad (8)$$

$$\hat{v}_i = v_i \left(1 + i \frac{\omega}{\nu_i} \right)$$

Комбинируя уравнения (6) и (7), получаем нелинейное уравнение

$$\frac{\partial N_k}{\partial t} - N_k \left(A_{ek} + \beta_k B_{ek} + C_{ek} a_{k_2} |N_{k_1}|^2 + \tilde{C}_{ek} a_{k_1} |N_{k_2}|^2 \right) + N_{k_1} N_{k_2} (a_k B_{ek} + C_{ek} \beta_{k_2} + \tilde{C}_{ek} \beta_{k_1}) = 0, \quad (9)$$

где

$$A_{ek} = -i\omega_{ok} + i(k\bar{V}_o) + \frac{k^2 \hat{v}_e}{\omega_{He}^2}, B_{ek} = -\frac{k^2 \hat{v}_e}{B\omega_{He}}, \hat{v}_e = v_e \left(1 + \frac{\omega_{He}^2}{\hat{v}_e^2} \sin^2 \psi \right)$$

$$C_{ek} = \frac{1}{2B} \left([\bar{k}_2, \bar{k}_1] \cdot \bar{e}_z - \frac{\hat{v}_e}{\omega_{He}} (\bar{k}, \bar{k}_2) \right), \tilde{C}_{ek} = \frac{1}{2B} \left([\bar{k}_1, \bar{k}_2] \cdot \bar{e}_z - \frac{\hat{v}_e}{\omega_{He}} (\bar{k}, \bar{k}_1) \right)$$

Связь потенциала Φ_k с возмущением плотности N_k определим с учетом нелинейных членов

$$\begin{aligned} \Phi_{\bar{k}} &= \beta_{\bar{k}} N_{\bar{k}} + a_{\bar{k}} N_{\bar{k}_1} N_{\bar{k}_2}, \beta_{\bar{k}} = -\frac{a_{\bar{k}}}{b_{\bar{k}}}, a_{\bar{k}} = \frac{C_{\bar{k}} a_{\bar{k}_2}}{b_{\bar{k}} b_{\bar{k}_2}} + \frac{C_{\bar{k}} a_{\bar{k}_1}}{b_{\bar{k}} b_{\bar{k}_1}} \\ \Phi_{\bar{k}_1} &= \beta_{\bar{k}_1} N_{\bar{k}_1} + a_{\bar{k}_1} N_{\bar{k}} N_{\bar{k}_2}^*, \beta_{\bar{k}_1} = -\frac{a_{\bar{k}_1}}{b_{\bar{k}_1}}, a_{\bar{k}_1} = \frac{C_{\bar{k}_1} a_{\bar{k}_2}^*}{b_{\bar{k}_1} b_{\bar{k}_2}} + \frac{C_{\bar{k}_1} a_{\bar{k}_1}}{b_{\bar{k}} b_{\bar{k}_1}} \\ \Phi_{\bar{k}_2} &= \beta_{\bar{k}_2} N_{\bar{k}_2} + a_{\bar{k}_2} N_{\bar{k}} N_{\bar{k}_1}^*, \beta_{\bar{k}_2} = -\frac{a_{\bar{k}_2}}{b_{\bar{k}_2}}, a_{\bar{k}_2} = \frac{C_{\bar{k}_2} a_{\bar{k}_1}}{b_{\bar{k}} b_{\bar{k}_1}} + \frac{C_{\bar{k}_2} a_{\bar{k}_2}}{b_{\bar{k}} b_{\bar{k}_2}} \end{aligned} \quad (10)$$

$$a_k = A_{e\bar{k}} - A_{i\bar{k}}, b = B_{e\bar{k}} - B_{i\bar{k}}, C = C_{e\bar{k}} - C_{i\bar{k}}$$

$$A_i = -i\omega_{ok} + i(\tilde{k}\vec{V}_{oi}) + \frac{k^2 V_{\pi}^2}{\hat{v}_i}, B_i = \frac{\omega_{Hi} k^2}{B\hat{v}_i}$$

В линейном приближении из (9) следует линейный закон дисперсии

$$\Phi_{\bar{k}} = -\frac{a_{\bar{k}}}{b_{\bar{k}}} N_k$$

$$\omega = \omega_0 = \frac{kV_o}{1 + \hat{R}}, \hat{R} = \frac{v_i v_e}{\omega_{Hi} \omega_{He}} \left(1 + \frac{\omega_{He}^2}{v_e^2} \sin^2 \psi + \tilde{\eta}_i \frac{k^2 V_{\pi}^2}{v_i} \right),$$

$$\gamma_L = A_{ek} + \beta B_{ek}$$

Из уравнения (9) определим нелинейный инкремент нарастания волн

$$\gamma_{\bar{k}}^{NL} = C_{e\bar{k}} a_{\bar{k}_1} |N_{\bar{k}_1}|^2 + \tilde{C}_{e\bar{k}} a_{\bar{k}_2} |N_{\bar{k}_2}|^2,$$

а затем получим систему уравнений, описывающую когерентное трехволновое взаимодействие волн

$$\frac{\partial N_{\bar{k}}}{\partial t} - N_k (\gamma_{\bar{k}}^L + \gamma_{\bar{k}}^{NL}) + S_{\bar{k}} N_{\bar{k}_1} N_{\bar{k}_2} = 0$$

$$\frac{\partial N_{\bar{k}_1}}{\partial t} - N_{\bar{k}_1} (\gamma_{\bar{k}_1}^L + \gamma_{\bar{k}_1}^{NL}) + S_{\bar{k}_1} N_{\bar{k}} N_{\bar{k}_2}^* = 0 \quad (11)$$

$$\frac{\partial N_{\bar{k}_2}}{\partial t} - N_{\bar{k}_2} (\gamma_{\bar{k}_2}^L + \gamma_{\bar{k}_2}^{NL}) + S_{\bar{k}_2} N_{\bar{k}} N_{\bar{k}_1}^* = 0$$

Нелинейные коэффициенты трехволнового взаимодействия определяются:

$$S_{\bar{k}} = -S_0 \sin(\varphi_2 - \varphi_1) (k_1 \cos \varphi_2 - k_2 \cos \varphi_1)$$

$$S_{\bar{k}_1} = -S_0 \sin(\varphi_2 - \varphi_1) \frac{k_1}{k} (k \cos \varphi_2 - k_2 \cos \varphi) \quad (12)$$

$$S_{\bar{k}_2} = -S_0 \sin(\varphi_2 - \varphi_1) \frac{k_2}{k} (k_1 \cos \varphi - k \cos \varphi_1)$$

Здесь обозначено:

$$S_0 = i \frac{\hat{v}_i V_o k}{2\omega_{Hi}}$$

Заметим, что в случае отсутствия нарастания и затухания волн $\gamma_k^L = \gamma_{k_1}^L = \gamma_{k_2}^L = 0$ и $\gamma_k^{NL} = \gamma_{k_1}^{NL} = \gamma_{k_2}^{NL} = 0$ получаем

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(|N_{\bar{k}}|^2 + |N_{\bar{k}_1}|^2 + |N_{\bar{k}_2}|^2 \right) - (S_{\bar{k}} + S_{\bar{k}_1} + S_{\bar{k}_2}) = 0 \quad (13)$$

Как видно, из уравнений (12) следует $S_{\bar{k}} + S_{\bar{k}_1}^* + S_{\bar{k}_2}^* = 0$, что означает сохранение "энергии" трех взаимодействующих волн, если под энергией моды понимают $|N_k|^2$.

Полагая $N_{\bar{k}} = \rho_{\bar{k}} \cdot e^{i\varphi_k}$, $N_{\bar{k}_1} = \rho_{\bar{k}_1} \cdot e^{i\varphi_{k_1}}$, $N_{\bar{k}_2} = \rho_{\bar{k}_2} \cdot e^{i\varphi_{k_2}}$, получаем для амплитуд взаимодействующих волн $\rho_{\bar{k}}$, $\rho_{\bar{k}_1}$, $\rho_{\bar{k}_2}$ и фаз $\theta = \varphi_{\bar{k}} - \varphi_{\bar{k}_1} - \varphi_{\bar{k}_2}$ систему уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{\bar{k}}}{\partial t} - \Gamma_k \rho_k &= -S_{\bar{k}} \rho_{\bar{k}_1} \rho_{\bar{k}_2} \sin \theta \\ \frac{\partial \rho_{\bar{k}_1}}{\partial t} - \Gamma_{k_1} \rho_{k_1} &= -S_{\bar{k}_1} \rho_{\bar{k}} \rho_{\bar{k}_2} \sin \theta \\ \frac{\partial \rho_{\bar{k}_2}}{\partial t} - \Gamma_{k_2} \rho_{k_2} &= -S_{\bar{k}_2} \rho_{\bar{k}} \rho_{\bar{k}_1} \sin \theta \\ \frac{\partial \theta}{\partial t} &= - \left(S_{\bar{k}} \frac{\rho_{\bar{k}_1} \rho_{\bar{k}_2}}{\rho_{\bar{k}}} - S_{\bar{k}_1} \frac{\rho_{\bar{k}} \rho_{\bar{k}_2}}{\rho_{\bar{k}_1}} - S_{\bar{k}_2} \frac{\rho_{\bar{k}} \rho_{\bar{k}_1}}{\rho_{\bar{k}_2}} \right) \sin \theta \end{aligned} \quad (14)$$

Основные результаты и выводы

Система уравнений (14) решалась численно применительно к ионосферной столкновительной плазме E-области. Примеры численного моделирования изображены на рис. 1–4.

На основе проведенного аналитического и численного исследования эволюции трехволнового взаимодействия можно сделать следующие выводы:

1. Условием существования устойчивого решения (без учета нелинейных инкрементов нарастания волн Γ_{kj}) является положительность всех коэффициентов связи или противоположность знака энергии волны с наибольшей частотой знакам энергии двух других волн. В этом случае имеется устойчивое решение рис.1, 3, 4 и возможно установление стационарного состояния при относительной плотности заряженных частиц порядка 3–4 %.

2. При учете диссипации коэффициенты нелинейного взаимодействия становятся комплексными и в системе уравнений (14) фазовый угол модифицируется с учетом фазового угла нелинейного коэффициента связи S_k, S_{k_1}, S_{k_2} , что приводит к устойчивости решения. Заметим, что этот эффект

есть следствие учета инерции ионов $S_{k_j} \Rightarrow S_{k_j} \left(1 + i \frac{\omega}{v_i}\right)$. Без учета диссипации имеет место неустойчивость взрывного типа (рис.2).

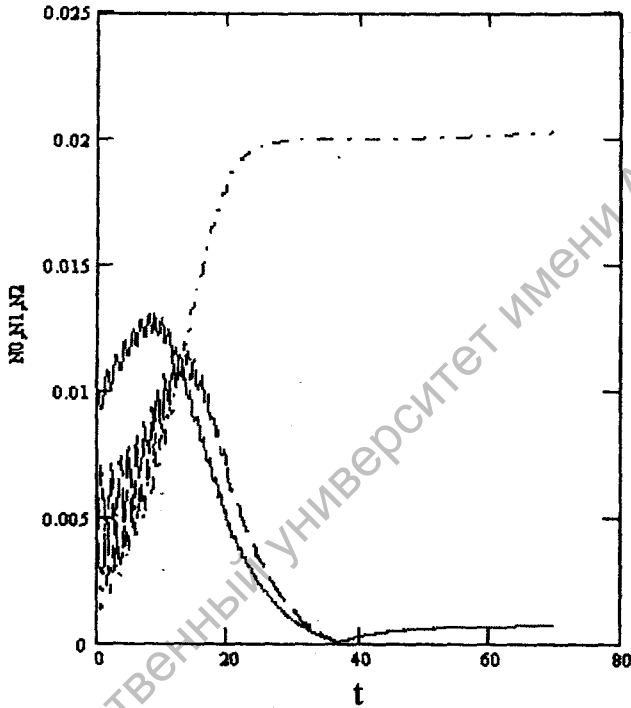
3. В частном случае $\Gamma_k = \Gamma_{k_1} = \Gamma_{k_2} = 0$ из (14) следует закон сохранения суммарной относительной интенсивности волн и в этом случае происходит периодическая перекачка волн.

4. Результатом такого нелинейного трехволнового взаимодействия волн является возникновение волн вне области линейной генерации, например,

ортогонально линейно нарастающим волнам, возбуждаемым вдоль дрейфовой скорости электронов.

5. Рассмотренный механизм позволяет объяснить экспериментальные данные по авроральному рассеянию радиоволн и наблюдения в экспериментах STARE, EISCAT рассеяния ортогонально дрейфовой скорости электронов в ионосферной плазме.

Авторы благодарны фондам ДААД (Германия), Белорусскому Фонду Фундаментальных исследований за финансовую поддержку.



Фаза взаимодействующих волн

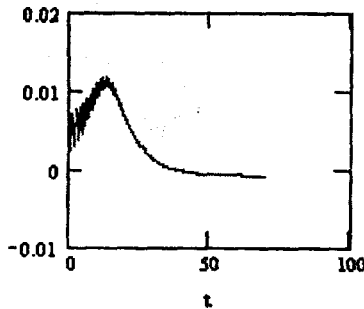


Рис.1. Эволюция трехволнового взаимодействия N_0, N_1, N_2 – амплитуды Ф-В волн.

Параметры взаимодействующих волн: $k=0.4, k_1=k, k_2=0.077; g_1=0, g=0.069, g_2=-0.01; w=154.9, w_1=154, w_2=0.024; f_0=0.017, f_1=-1.57, f_2=0.175; R=0.033$

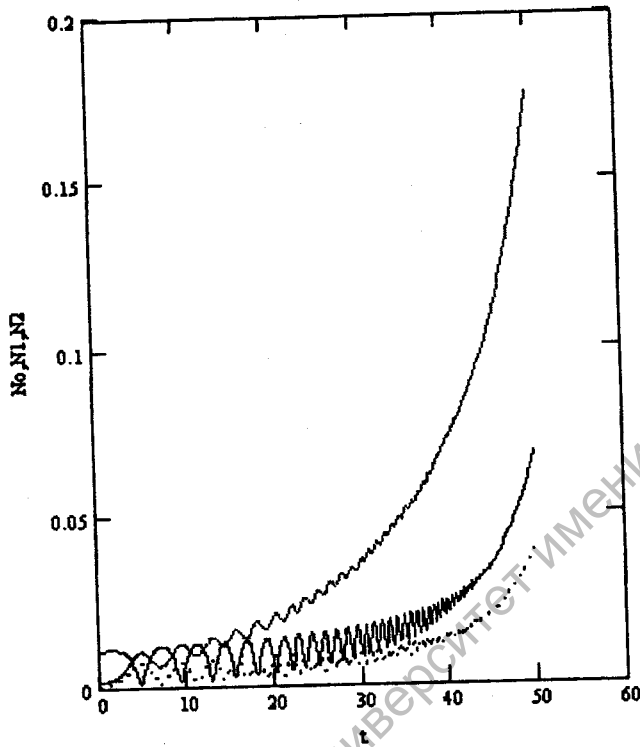
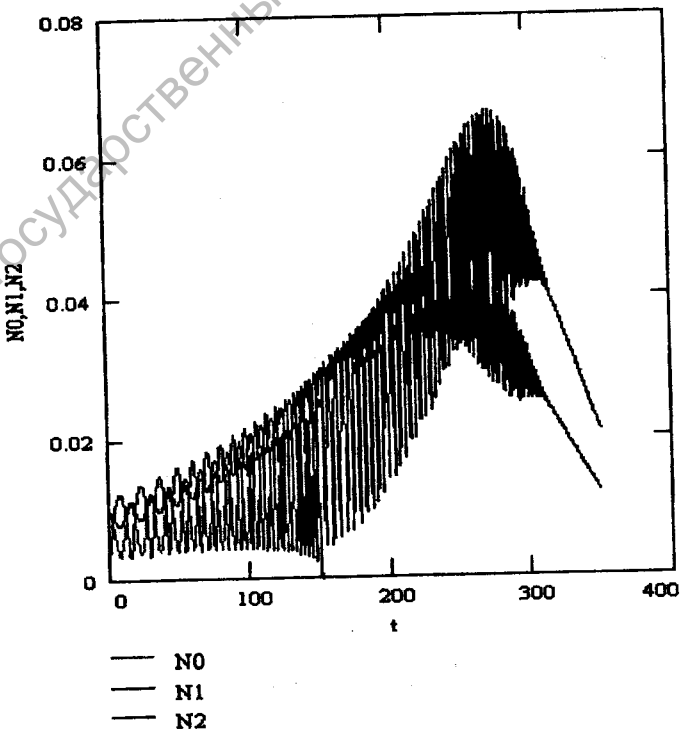


Рис.2. Взрывное трехволновое взаимодействие волн
 Параметры : $k=0.1$, $k_1=0.087$, $k_2=0.015$; $w_0=58.064$, $w_1=50.2$, $w_2=7.8$



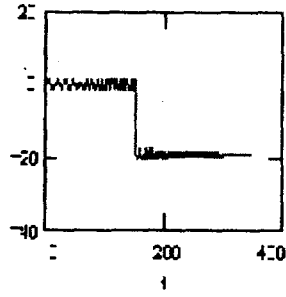
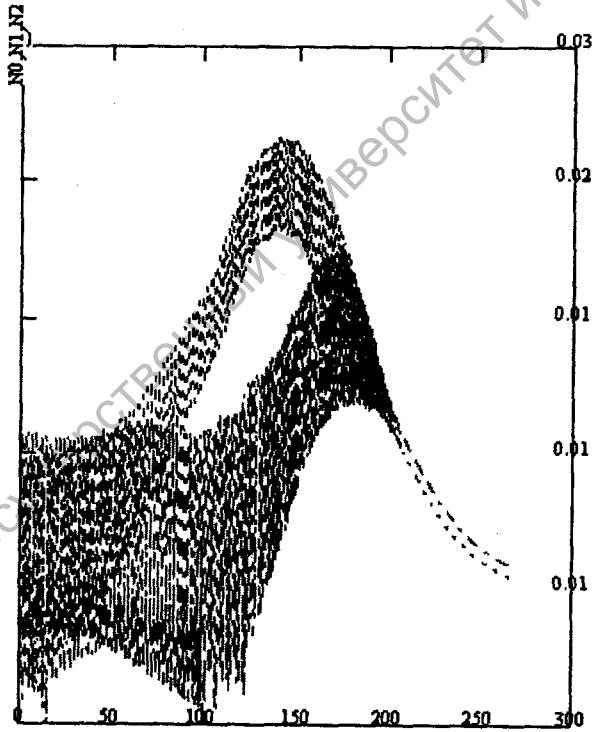
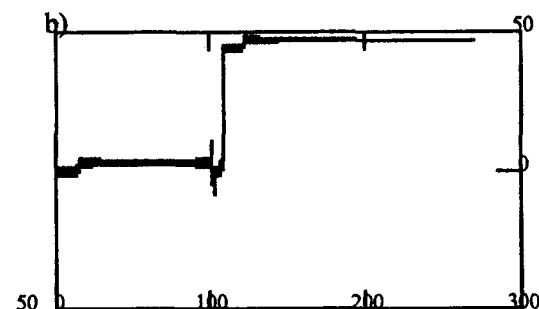


Рис.3. Трехволновое взаимодействие волн
 N_0, N_1, N_2 – амплитуды взаимодействующих Ф-В волн
 Параметры взаимодействующих волн: $w_0=29.0, w_1=29.1, w_2=0.1$



-- N_0
 — N_1
 - N_2

a)



б)

Рис.4.Трехволновое взаимодействие Ф-В волн

а) интенсивности волн N_0, N_1, N_2 ; $n_0=0.01, n_1=0.005, n_2=0.001, f_0=0.01$

б) фазы взаимодействующих волн

Параметры волн: $k=0.1, k_1=0.3, k_2=0.095, w = 24.16, w_1=24.16, w_2 = 24.16$;
 $f_0=2, f_1 = 0.087, f_2 = -1.57$

ЛИТЕРАТУРА

1. Buneman O. Excitation of field aligned sound waves by electron streams, Phys. Rev. Lett. 10, 285, 1963.
2. Dlmant Ya.S., Sudan R.N., Kinetic theory of low-frequency cross-field instability in a weakly ionized plasma. I, Phys. Plasmas, {it 2} (4), 1157-1168, 1995.
3. Farley D.T. A plasma instability resolutions in field-aligned irregularities in the ionosphere, J.Geophys.Res., 68, 6083, 1963.
4. Hamza A.M., St-Maurice J.-P., A self-consistent fully turbulent theory of auroral E region irregularities, J. Geophys. Res., {it 98}, 11601-11613, 1993.
5. Janhunen P. Perpendicular particle simulation on the E-region Farley-Buneman instability, J.Geophys.Res., 99, 11461, 1994.
6. Meister C.-V., Farley-Buneman type waves caused by the influence of neutral winds on sporadic E-layers, Abstract Series of the Astronomische Gesellschaft, {it 11}, 293, 1995.
7. Newman, A.L., E.Ott. Nonlinear simulations of type I irregularities in the equatorial electrojet, J.Geophys.Res., 86, 6869, 1981.
8. Oppenheim M., N.Otani, Saturatijn of the Farley-Buneman instability via nonlinear electron $\vec{E} \times \vec{B}$ drifts, J.Geophys.Res. v. 101. NA8, p17273-17280, 1996.
9. Pfaff, R.F., M.C.Kelley, B.G.Fejer, E.Kudeki, C.W.Carlson, A.Pedersen, and B.Hausler, Electric field and plasma density measurements in the auroral electrojet, J.Geophys.Res., 89, 236, 1984.
10. Sahr J.D., Fejer B.G., Auroral electrojet plasma irregularity theory and experiment: a critical review of present understanding and future directions, J. Geophys. Res., {it 101}, 26893-26909, 1996.
11. Schlegel K., Thiemann H., Particle-in cell plasma simulations of the modified two-stream instability, Ann. Geophys., {it 12}, 1091-1094, 1994.
12. Sudan R.N., Nonlinear theory of type I irregularities in the equatorial electrojet, Geophys. Res. Lett., {it 10}, 983-986, 1983.
13. Volosevich A.V., C.-V. Meister, Nonlinear evolution Farley-Buneman waves, International EISCAT WORKSHOP Sep.1999, p.41.
14. Volosevich A.V., Liperovsky V.A., Lifshits M.A., Nonlinear mechanism of the stabilization of the Buneman-Farley instability, in: {it Research of the High-Latitudinal Ionosphere and Magnetosphere} (in Russian), 80-83, Nauka, Leningrad, 1982.
15. Volosevich A.V., Farley-Buneman instability in the polar ionosphere, in: {it Phenomena in the Polar Ionosphere} (in Russian), Nauka, Leningrad, 50-61, 1978.

УДК 514.765

ДЛЯ Р

ПОЧТИ

Изучение инв
Р, почти комплекс
звolyает дать бога
структур на регул
ресных исследов
бенностью таких
они строятся по
ограничений на с
Пусть Φ – ана
нутая подгруппа,

ная компонента е
Однородное прос
[2] (обобщенным
зывают периодич
такое, что $\Phi^n = id$,
ловию. Обозначи
 $=d\Phi_e$ и рассматри

Разложение Фитт
через g_0 и g_1 об
нородное Φ -прос
ством [1], если g
[1], всякое период
 Φ -пространством.
ляется однородн
ное разложение а

Обозначим че
ленное с касател
инвариантная аф
называется канон
мом от θ . В [2] б
регулярных Φ -про
тур следующих т
структур. Помим
их вычисления, а
ные вычислитель