ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXVIII, № 1 *РАДИОФИЗИКА* *1985*

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

УДК 550 388.2

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ФАРЛИ—БУНЕМАНА В ПЛАЗМЕ С ДВУМЯ СОРТАМИ ИОНОВ

М. Ф. Злотников, В. А. Шафтан

Проанализировано влияние химического состава плазмы на развитие неустойчивости Фарли—Бунемана. Рассмотрение проведено численно, в гидродинамическом приближении, для плазмы с параметрами E-слоя полярной ионосферы.

Вопросы развития неустойчивости Фарли—Бунемана в ионосферной плазме рассмотрены в линейном приближении достаточно подробно [1–4]. В упомянутых работах, делавшихся применительно к E-слою ионосферы, предполагалось, что плазма состоит из одного сорта ионов — обычно NO^+, однако концентрация металлических ионов в E-слое, по различным источникам, может достигать величин порядка 10^4—10^5 *см*$^{-3}$ [5, 6], т. е. стать сравнимой с концентрацией основных ионосферных ионов NO^+.

Дисперсионное уравнение решалось в виде [3]

$$1-\sum^{L}\frac{\omega_{0L}^2\left(\omega_L''^2-\omega_{HL}^2\cos^2\theta\right)}{\omega_L'\omega_L''\left(\omega_L''^2-\omega_{HL}^2\right)-k^2V_{TL}^2\left(\omega_L''^2-\omega_{HL}^2\cos^2\theta\right)}=0, \qquad (1)$$

где L принимает в зависимости от химического состава плазмы значения e, $i1$, $i2$ и т. д., $\omega_{0L}^2=4\pi e^2N_0M_L^{-1}$ — плазменная частота L-компоненты, $\omega_{HL}=eH_0M_L^{-1}$ — гирочастота, $V_{TL}^2=KT_LM_L^{-1}$ — тепловая скорость, K — постоянная Больцмана, $\tilde{\omega}$ — комплексная частота волны, $\omega_L'=\tilde{\omega}-kV_{L0}$, $\omega_L''=\omega_L'-j\nu_{LN}$, V_{0L} — проекция дрейфовой скорости L-компоненты на k-вектор, ν_{LN} — частота столкновений с нейтралами L-компоненты, $\tilde{\omega}=\omega_R+j\gamma$, θ — угол между k-вектором волны и магнитным полем H_0, M_L — масса L-компоненты плазмы.

Для оценки области пространственных масштабов, где расхождения гидродинамического и кинетического подходов становятся существенными, численные решения полученного из гидродинамики дисперсионного уравнения (1) сопоставлялись с вычисленными при кинетическом рассмотрении [4] зависимостями инкремента нарастания от волнового числа и угла между k-вектором и магнитным полем. Сопоставление проведено для плазмы с одним сортом ионов NO^+. По схожей методике оценки границ применимости гидродинамического подхода рассматривались в [7], но в этой работе предполагалась ортогональность волнового вектора магнитному полю и рассматривалась область малых надкритичностей, т. е. величина отношения V_{e0}/V_{Ti} бралась очень близкой к единице.

Параметры плазмы при решении уравнения (1) были выбраны следующими: $N_0=3\cdot10^5$ *см*$^{-3}$, $T_e=T_i=230$ К, $H_0=0{,}5$ *Гс*, $\nu_{eN}=2{,}6\cdot10^4$ *с*$^{-1}$, $\nu_{iN}=1{,}5\cdot10^3$ *с*$^{-1}$, $M_i/M_e=5{,}5\cdot10^4$ — такое отношение масс соответствует ионам NO^+. Такие же параметры использовались при расчетах в [4]. Расчеты проводились для трех длин волн — 1, 2, и 4 метра при двух значениях надкритичности $V_{e0}/V_{Ti}=1{,}5$ и 3. Результаты расчетов приведены на рис. 1 и 2. Сплошными линиями показаны данные гидродинамических расчетов, прерывистыми линиями — результаты кинетических расчетов из [4]. Как видно из рисунков, при длинах волн более 4 метров гидродинамические решения отличаются от кинетических незначительно, хотя отношение $\omega_R/\nu_{iN}=0{,}5\div1$ при $V_{e0}/V_{Ti}=1{,}5\div3$. Гидродинамический подход дает завышенные инкременты нарастания, но с ростом надкритичности расхождения между кинетикой и гидродинамикой уменьшаются.

Влияние металических ионов Fe^+ на развитие фарли-бунемановской неустойчивости проанализировано на основе численного решения дисперсионного уравнения (1), в котором учитывались два ионных члена—для ионов NO^+ и Fe^+. Расчеты проводились для длин волн 1, 2 и 4 метра при равенстве концентраций NO^+ и Fe^+ при $T_{i1}=T_{i2}$, $N_e=3\cdot10^5$ *см*$^{-3}$. Результаты расчетов показаны на рис. 1 и 2 штрихпунктирной линией. Для $\lambda=4$ *м* проведены расчеты зависимости инкремента нарастания неустойчивости от соотношения концентраций NO^+ и Fe^+ для нескольких значений надкритичности вблизи единицы. В качестве параметра надкритичности принималась величина отношения V_{0e}/V_{Ti} для ионов NO^+. Результаты расчета показаны на рис. 3 (содержание Fe^+: *1*—75%, *2*—50%, *3*—40%, *4*—33%, *5*—28%, *6*—25%, *7*—22%, *8*—20%, *9*—18%, *10*—16%, *11*—100% NO^+).

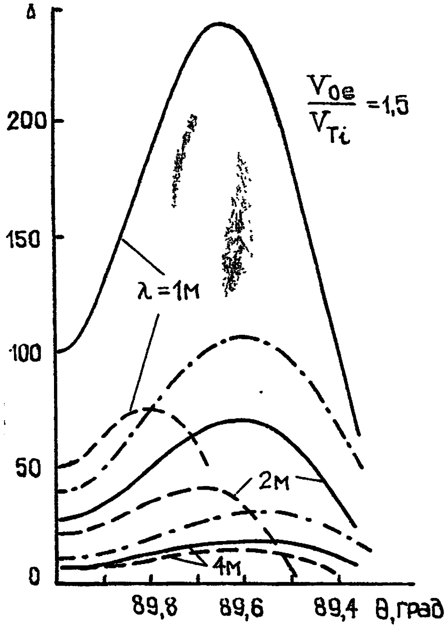

Рис. 1.

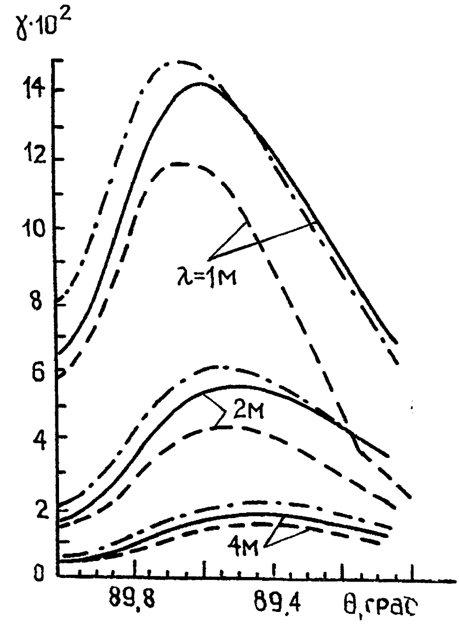

Рис. 2.

Проведенные расчеты показывают, что характер влияния ионов примеси зависит как от величины надкритичности, так и от длины волны. В наибольшей степени влияние металлических ионов сказывается при малых надкритичностях и больших длинах волн. Добавка тяжелых ионов сдвигает порог генерации в сторону меньших дрейфовых скоростей и расширяет конус генерации, что, как показано в [8], приводит к смещению уровня стабилизации неустойчивости в область больших значений ΔN. Возможность наблюдения областей с развитой неустойчивостью определяется именно этими параметрами — конусом генерации и уровнем стабилизации.

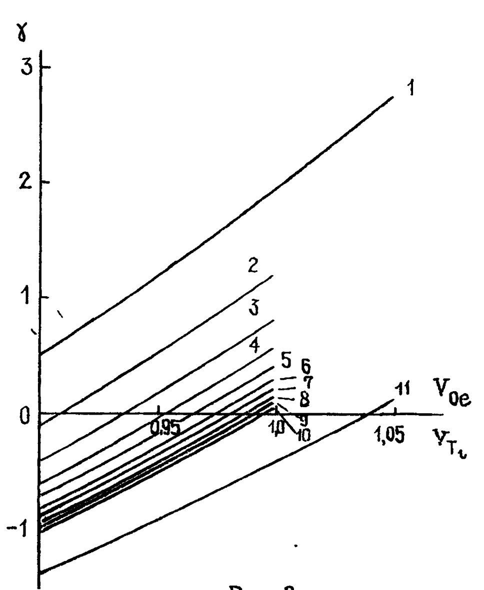

Рис. 3.

Полученные результаты показывают, что добавки тяжелых ионов в количествах, вполне характерных для *E*-слоя ионосферы, могут влиять на измеряемые параметры процессов, определяемых фарли-бунемановской неустойчивостью в такой же степени, как и изменения крупномасштабного электрического поля на ионосферных высотах, что необходимо учитывать при интерпретации экспериментальных данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Farley D. T. — J. Geophys. Res., 1963, 68, p. 6083.
2. Kato S., Hirata Y. — Rep. Ionos. Space Res. Japan, 1967, 21, № 3, p. 85.

3. Гершман Б. Н., Игнатьев Ю. А., Каменецкая Г. Х. Механизмы образования ионосферного спорадического слоя E_s на различных широтах. — М.: Наука, 1976.
4. Ossakow S. L., Papadopoulos K., Orens J., Coffey T. — J. Geophys. Res., 1975, 80, № 1, p. 141.
5. Behnke R. A., Vickrey J. F. — Radio Sci., 1975, 10, № 3, p. 325.
6. Goldberg R. A. — Radio Sci., 1975, 10, № 3, p. 329.
7. Schmidt M. J., Gary S. P. — J. Geophys. Res., 1973, 78, p. 8261.
8. Волосевич А. В., Липеровский В. А. В кн.: Высокоширотные проявления магнитосферных процессов. — Л: Наука, 1979, с. 39.

Институт космофизических исследований
и аэрономии Якутского филиала
СО АН СССР

Поступила в редакцию
28 февраля 1984 г.

УДК 538.566.2

КИНЕТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В РАСПАДАЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМЕ

Б. Е. Немцов

В работе исследовано резонансное взаимодействие ленгмюровских волн с электронами распадающейся плазмы. Показано, что даже в случае равновесной по скоростям (максвелловской) плазмы и достаточно медленном уменьшении концентрации ($\nu \ll \omega_0$, ν — частота столкновений, ω_0 — ленгмюровская частота) возможен эффект изменения знака декремента затухания Ландау [1].

Для исследования указанного эффекта исходим из кинетического уравнения для неравновесной части функции распределения

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + iku f_1 + \left(\frac{e}{m}\right) E \left(\frac{\partial f_0}{\partial u}\right) = -\nu_0 f_1. \tag{1}$$

Здесь ν_0 — эффективная частота столкновений, и считается, что f_1, E зависят от координат, как e^{ikz} (этот множитель в дальнейшем опускаем), $f_0 = (N_0 e^{-\nu_0 t}/\sqrt{2\pi}\ v_T) \times \exp(-u^2/2v_T^2)$ — равновесная функция распределения с уменьшающимся числом частиц $N(t) = N_0 e^{-\nu t}$. Из уравнения (1) выражаем f_1 как функцию электрического поля E:

$$f_1 = \frac{e}{m\sqrt{2\pi}\, v_T^3} \int\limits_{-\infty}^{t} u \exp(-u^2/2v_T^2)\, N(t')\, E(t') \exp[(iku + \nu_0)(t' - t)]\, dt'. \tag{2}$$

Добавка f_1 определяет плотность заряда $\rho = e\int\limits_{-\infty}^{\infty} f_1 du$ в уравнении поля

$$ikE = 4\pi e \int f_1 dv. \tag{3}$$

Вычислим плотность заряда ρ. После интегрирования по скорости приходим к следующему выражению для ρ:

$$\rho = \frac{ie^2k}{m} \int\limits_{-\infty}^{t} N(t')\, E(t')\, (t' - t) \exp\left\{\nu_0 (t' - t) - \frac{1}{2} k^2 v_T^2 (t' - t)^2\right\} dt'. \tag{4}$$

Подставляя ρ из формулы (4) в уравнение поля (3), получаем следующее интегральное уравнение:

$$E\exp(\nu_0 t) + \int\limits_{-\infty}^{t} (t - t') E(t') \exp(\nu_0 t')\, \omega_0^2(t') \exp\left\{-\frac{1}{2} k^2 v_T^2 (t - t')^2\right\} dt' = 0. \tag{5}$$

Здесь $\omega_0(t') = \sqrt{4\pi e^2 N(t')/m}$ — ленгмюровская частота распадающейся плазмы.

Продифференцируем дважды по времени уравнение (5):

$$[E(t)\exp(\nu_0 t)]_{tt} + \omega_p^2(t)\,[E(t)\exp(\nu_0 t)] = k^4 v_T^4 \int\limits_{-\infty}^{t} (t' - t)^3\, \omega_0^2(0)\, E(t') \times$$