УДК 551.510.535

О НЕЛИНЕЙНОМ РЕЖИМЕ ЖЕЛОБКОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В СЛОЕ F ЭКВАТОРИАЛЬНОЙ ИОНОСФЕРЫ

А. Я. Фельдштейн

В экваториальной ионосфере ниже максимума слоя F градиент концентрации плазмы ∇n_0 направлен антипараллельно ускорению силы тяжести g, что приводит к развитию неустойчивости Рэлея — Тейлора (желобковой) в слабоионизованной плазме [1]. Выше максимума слоя F, где плазму можно считать бесстолкновительной, $\nabla n_0 \uparrow\uparrow g$ и возбуждение желобковой неустойчивости невозможно. Однако в последние годы в ночной низкоширотной ионосфере были обнаружены «всплывающие» вверх области пониженной концентрации ионизации (пузыри), вытянутые вдоль геомагнитных силовых линий с характерными масштабами в поперечной к направлению геомагнитного поля плоскости в несколько десятков километров. Пузыри с уменьшением концентрации плазмы по сравнению с фоновой в несколько раз наблюдались на высотах вплоть до 1000 км [2, 3]. На верхней стенке таких пузырей $\nabla n_0 \uparrow\downarrow g$ и возможна раскачка желобковой неустойчивости. Аналогичная ситуация реализуется при инжекции в ионосферу облаков бария на больших высотах [4].

Рассмотрим возбуждение вытянутых вдоль силовых линий квазинейтральных электростатических возмущений. В квазигидродинамическом приближении для бесстолкновительной плазмы они описываются уравнениями [5]

$$\frac{\partial n^*}{\partial t} + \frac{c}{LH_0}\frac{\partial \Phi}{\partial y} = \frac{c}{H_0} I(n^*, \Phi); \tag{1}$$

$$\frac{c}{H_0 \Omega_H}\left(\frac{\partial}{\partial t} - v^* \frac{\partial}{\partial y}\right)\Delta\Phi + v_0 \frac{\partial n^*}{\partial y} = \frac{c^2}{H_0^2 \Omega_H} I(\Delta\Phi, \Phi), \tag{2}$$

где $I(\alpha, \beta) = \dfrac{\partial \alpha}{\partial x}\dfrac{\partial \beta}{\partial y} - \dfrac{\partial \alpha}{\partial y}\dfrac{\partial \beta}{\partial x}$, $v^* = \dfrac{T_i}{ML\Omega_H}$, $v_0 = \dfrac{g}{\Omega_H}$ — скорости ларморовского и гравитационного дрейфа ионов соответственно, Φ — потенциал электрического поля, Ω_H, M и T_i — гирочастота, масса и температура ионов в энергетических единицах соответственно, $L^{-1} = -(1/n_0)(dn_0/dx)$, $n^* = \delta n/n_0$, δn — возмущение концентрации плазмы, причем предположено $|n^*| < 1$, c — скорость света. При получении уравнений (1), (2) магнитное поле H_0 считалось направленным вдоль оси z, концентрация плазмы — изменяющейся вдоль вертикальной оси x. Уравнение (1) является уравнением непрерывности для электронов в предположении, что их движение поперек магнитного поля определяется электрическим дрейфом. Уравнение (2) следует из уравнения непрерывности тока $\operatorname{div} j = 0$, в которое подставлены найденные из уравнений движения скорости электронов и ионов. При вычислении скорости движения ионов учтены их инерция и конечность ларморовского радиуса. Вместо (2) обычно используется эквивалентное ему с точностью до малых поправок уравнение непрерывности для ионов [6, 7]. Наличие в ионосфере направленного вдоль оси y горизонтального электрического поля приводит к дрейфовому движению всей структуры по вертикали и не сказывается на возбуждении возмущений.

Аналогичные уравнения для исследования нелинейной эволюции желобковой неустойчивости в бесстолкновительной плазме рассматривались в [6, 7]. В [6] было получено стационарное одномерное решение для малых возмущений концентрации $n^* \ll 1$. Автор [7] также получила стационарное решение, при этом стабилизация была связана с перекачкой энергии неустойчивой моды в линейно затухающую за счет рекомбинации вторую гармонику. Однако в силу малости рекомбинации на рассматриваемых высотах такая ситуация вряд ли реализуется. Кроме того, в обеих работах [6, 7] были получены периодические решения. Авторы [5] на основе решения (1), (2) исследовали возможность образования на нелинейной стадии развития неустойчивости случайного набора уединенных двумерных вихрей. В настоящей работе исследованы параметры таких неоднородностей в применении к ионосферной плазме.

Линеаризуя уравнения (1), (2), нетрудно получить дисперсионное уравнение для желобковой моды, из которого следует ограничение снизу на размер нарастающих возмущений ($v_{Ti} = \sqrt{T_i/M}$ — тепловая скорость ионов):

$$\lambda > \frac{v_{Ti}}{\Omega_H}\sqrt{\frac{v_{Ti}^2}{Lg}} = \lambda^*. \tag{3}$$

Стабилизация неустойчивости при $\lambda < \lambda^*$ связана с учетом конечного ларморовского радиуса ионов. Ограничение на λ сверху связано с предположением о постоянстве величины L. Исследуется стационарное решение уравнений (1), (2), бегущее со скоростью w в направлении поперек магнитного поля и градиента концентрации. В этом случае искомые функции зависят только от x и $y' = y - wt$. В качестве области локализации вихря выбран круг радиуса λ_0 в плоскости x, y'. Введем безразмерные переменные $r = \lambda/L$ и $u = w/v^*$. Тогда в полярных координатах ($x = r\cos\varphi$, $y' = r\sin\varphi$) решение уравнений (1), (2) при $r < r_0$ имеет вид

$$n^*(r, \varphi) = d[cJ_1(br)\cos\varphi + u(1 + a^2/b^2)\, r\cos\varphi] + (1 - ud)\, r\cos\varphi, \tag{4}$$

где $J_1(x)$ — функция Бесселя первого порядка, a, b, c и d — постоянные, причем

$$a^2 = \frac{v}{u(u+1)}, \quad d = \frac{1}{u+1} - \frac{b^2}{v}, \quad v = \frac{gL}{v^{*2}}, \quad c = -\frac{a^2 u r_0}{b^2 J_1(b r_0)}. \qquad (5)$$

При $r > r_0$ возмущение концентрации экспоненциально спадает. Входящий в (4) параметр b определяется из дисперсионного уравнения

$$\frac{k_2(a r_0)}{k_1(a r_0)} = -\frac{a}{b} \frac{J_2(b r_0)}{J_1(b r_0)}. \qquad (6)$$

Здесь $J_2(x)$ — функция Бесселя второго порядка, $k_1(x)$, $k_2(x)$ — функции Макдональда первого и второго рода соответственно. Для фиксированных значений a и r_0 уравнение (6) имеет бесконечное множество корней b. Наименьший из них при $a r_0 > 1$ является вторым корнем уравнения $J_2(b r_0) = 0$, т. е. $b r_0 = 5$.

Для характерных значений параметров ионосферы $v_{Ti} \sim 10^5$ см·с$^{-1}$, $\Omega_H \approx 2 \cdot 10^2$ с$^{-1}$ и $L \sim 10^5$ см [4] имеем $v^* \sim 5 \cdot 10^2$ см·с$^{-1}$, $v \sim 4 \cdot 10^2$ см·с$^{-1}$, $\lambda^* \sim 5 \cdot 10^3$ см. Согласно (4)—(6) амплитуда возмущения зависит от размера вихря r_0 и его скорости u. Естественно положить $w \sim v^*$. Максимальный размер вихря не превышает характерный масштаб изменения концентрации плазмы L, т. е. $r_0 \sim 1$. Интенсивные вариации концентрации плазмы вблизи стенок пузыря приводят к быстрому изменению с высотой величины L, ограничивая таким образом область локализации вихря. Из (4) следует, что амплитуда возмущений концентрации распределена внутри вихря случайным образом.

Таким образом, изложенная выше теория объясняет появление интенсивных неоднородностей концентрации плазмы с масштабами от нескольких сотен метров до нескольких километров. К сожалению, имеющиеся экспериментальные данные не позволяют определить, являются ли наблюдаемые неоднородности периодическими по y и уединенными по x, как предположено в [6, 7], или уединенными по обеим координатам в поперечной к магнитному полю плоскости. Отметим также, что, хотя каждый вихрь в отдельности является когерентной структурой, набор большого числа вихрей приводит к турбулизации среды.

Выражаю благодарность В. И. Петвиашвили за обсуждение работы и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гершман Б. Н., Казимировский Э. С., Кокоуров В. Д., Чернобровкина Н. А. Явление F-рассеяния в ионосфере. — М.: Наука, 1984. — 142 с.
2. Benson R. F., Brinton H. C. — J. Geophys. Res., 1983, 88, p. 6243.
3. Mildrew D. B. — J. Geophys. Res., 1980, 85, p. 2115.
4. Pongratz M. B., Jeffries R. A. — Eos Trans. AGU, 1977, 58, p. 310.
5. Павленко В. П., Петвиашвили В. И. — Физика плазмы, 1983, 9, с. 1034.
6. Chaturvedi P. K., Kaw P. K. — Geophys. Res. Lett., 1975, 2, p. 381.
7. Hudson M. K. — J. Geophys. Res., 1978, 83, p. 3189.

Междуведомственный геофизический комитет
АН СССР

Поступила в редакцию
26 ноября 1985 г.

УДК 621.391

К ТЕОРИИ КВАНТОВОГО СЧЕТЧИКА КАК ИЗМЕРИТЕЛЯ ВРЕМЕННЫХ ИНТЕРВАЛОВ

А. С. Мазманишвили

Для ряда приложений представляет интерес задача о распределении временных интервалов достижения заданного уровня процессом на выходе оптического детектора [1]. В настоящей работе рассмотрена задача о статистической структуре времени пребывания между двумя заданными уровнями. Случайный характер времени пребывания внутри амплитуд дискриминации N и M обусловлен пуассоновской статистикой фотоотсчетов, если поглощаемое фотодетектором поле излучения находится в когерентном состоянии [2, 3]. Плотность распределения вероятностей $P_{NM}(\tau)$ времени пребывания τ можно записать [1] в виде

$$P_{NM}(\tau) = \int_0^\infty dt \frac{d}{dt} \sum_{n=0}^{N} p_n(0; t) \frac{d}{d\tau} \sum_{m=0}^{M-N} p_m(t; t+\tau), \qquad (1)$$

где t — момент достижения нижнего N-уровня; $t+\tau$ — момент достижения верхнего M-уровня. Вероятность n отсчетов

$$p_n(t_1; t_2) = \frac{1}{n!} \Omega^n(t_1; t_2) e^{-\Omega(t_1; t_2)} \qquad (2)$$