

УДК 550.388.2

УСТОЙЧИВОСТЬ СРЕДНЕШИРОТНОЙ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ НАЛИЧИИ В НЕЙ ФОТОЭЛЕКТРОНОВ

В. Б. Иванов, А. А. Трухан, Г. В. Хазанов

Рассмотрен вопрос об устойчивости дневной ионосферной плазмы, содержащей фотоэлектроны, относительно собственных потенциальных колебаний. При этом предполагалось, что тепловые электроны плазмы имеют равновесное распределение, а фотоэлектроны обладают сложным немонотонным спектром [2-4]. Численно проанализированы инкременты потенциальных колебаний плазмы при учете столкновительного затухания для нижней части F -области ионосферы.

Вопрос об устойчивости плазмы ионосферы, содержащей группу немаксвелловских электронов (фотоэлектронов), и связанный с ним вопрос об уровне флуктуации концентрации плазмы представляет интерес в основном в двух аспектах. Во-первых, неустойчивость плазмы относительно развития потенциальных колебаний приводит к формированию неравновесного спектра интенсивности продольных волн, что в определенной степени может оказывать влияние на распространение в ионосфере радиоволн. В частности, при этом возможно изменение спектра некогерентного рассеяния радиоволн, являющегося источником информации о состоянии ионосферы [1]. Во-вторых, развитие неустойчивости в ионосфере может оказывать определенное влияние и на формирование функции распределения фотоэлектронов, в значительной степени определяющих общее состояние плазмы ионосферы и магнитосферы.

В настоящей работе приведен анализ устойчивости собственных потенциальных колебаний плазмы, существование которых возможно в среднеширотной ионосфере. При этом ионосферная плазма и геомагнитное поле предполагаются однородными. Исследование на устойчивость проводилось для нижней части F -области ионосферы.

1. ФОТОЭЛЕКТРОНЫ КАК ВОЗМОЖНЫЙ ИСТОЧНИК ГЕНЕРАЦИИ ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ

Всякое отклонение в состоянии плазмы от равновесного, определяемого максвелловской функцией распределения электронов плазмы по скоростям может быть причиной возникновения неустойчивости, приводящей к нарастанию во времени амплитуды тех или иных собственных колебаний плазмы. Среди ряда причин, приводящих к отклонению от равновесия, рассмотрим только те, которые связаны с наличием в ионосфере фотоэлектронов.

Функция распределения электронов в дневной ионосфере формируется столкновительными механизмами и источником фотоэлектронов — ультрафиолетовым излучением Солнца. В результате этого на функции распределения в районе энергии $20 \div 30$ эВ наблюдается ряд пиков, обусловленных резонансной структурой процессов ионообразования, а в районе $2,2 \div 4$ эВ расположен минимум, связанный с эффективны-

ми потерями энергии фотоэлектронов на возбуждение колебательных уровней молекулярного азота. Особенности энергетического распределения надтепловых электронов иллюстрирует рис. 1, на котором представлен установившийся спектр электронов, связанный с функцией распределения соотношением $\Phi(E) = (2E/m^2)f(v)$. Спектр рассчитан в рамках теории парных столкновений и соответствует высоте 200 км в дневной среднеширотной ионосфере [2]. Видно, что распределение фотоэлектронов имеет ярко выраженный немонотонный характер, что может быть одной из причин развития неустойчивости.

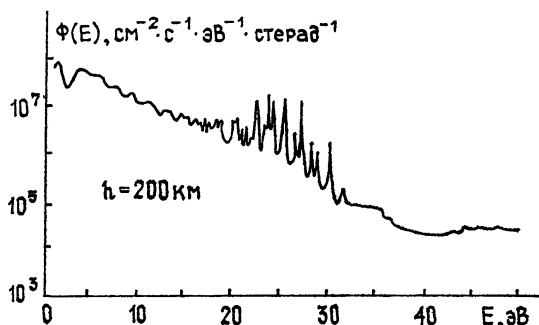


Рис. 1.

Параметры ионосферной плазмы существенно изменяются с высотой над поверхностью Земли так, что среда, в которой происходит формирование фотоэлектронных спектров, весьма неоднородна. В частности, неоднороден по высоте источник образования фотоэлектронов. Эти причины приводят к тому, что в ионосфере имеет место направленное движение фотоэлектронов из области максимума ионообразования вдоль геомагнитных силовых линий. Поток фотоэлектронов также является потенциальным источником неустойчивости.

Возможной причиной неустойчивости может быть анизотропия углового распределения фотоэлектронов. Анизотропия появляется вследствие того, что процессы ионообразования имеют определенную угловую зависимость относительно направления ионизирующего излучения Солнца.

Специфический механизм неустойчивости, возможный в ионосфере, связан с условием квазинейтральности плазмы. Убегание фотоэлектронов из области максимума ионообразования должно быть скомпенсировано током тепловых электронов и ионов. Ток ионов несуществен ввиду их малой подвижности по сравнению с электронами. Относительное движение тепловых электронов и ионов может приводить к нарастанию некоторых типов потенциальных колебаний.

Ниже представлена количественная теория возбуждения потенциальных колебаний плазмы, вызванного указанными причинами. Численные расчеты инкрементов неустойчивостей проводились для спектров фотоэлектронов, найденных в работе [2, 12].

2. НЕУСТОЙЧИВОСТЬ, СВЯЗАННАЯ С НЕМОНОТОННОСТЬЮ СПЕКТРА ФОТОЭЛЕКТРОНОВ

Рассмотрим возможность раскачки продольных волн в плазме с немонотонной, но изотропной функцией распределения электронов. Отметим, что в этом случае, как известно, плазма устойчива по отношению к развитию волн, распространяющихся вдоль геомагнитного

поля [5, 6]. Поэтому будем рассматривать волны, распространяющиеся под углом к геомагнитным силовым линиям. Количественной характеристикой устойчивости тех или иных колебаний является величина и знак декремента [7]

$$\gamma(\omega, \mathbf{k}) = - \frac{\text{Im } \varepsilon(\omega, \mathbf{k})}{(\partial/\partial\omega) \text{Re } \varepsilon(\omega, \mathbf{k})} \Big|_{\omega=\omega(\mathbf{k})}, \quad (1)$$

ε — диэлектрическая проницаемость плазмы. Величина $(\partial/\partial\omega) \text{Re } \varepsilon$ рассчитывается для заданной ветви собственных колебаний, определяемой дисперсионным уравнением $\text{Re } \varepsilon(\omega, \mathbf{k}) = 0$. Поскольку рассматриваются продольные волны, то под величиной ε следует понимать продольную диэлектрическую проницаемость [7, 8]

$$\varepsilon(\omega, \mathbf{k}) = 1 + \sum_{\alpha} \frac{8\pi^2 e_{\alpha}^2}{k^2 m_{\alpha}} \int_0^{\infty} dv_{\perp} \int_{-\infty}^{\infty} dv_{\parallel} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2\left(\frac{k_{\perp} v_{\perp}}{\omega_{B\alpha}}\right) \times \quad (2)$$

$$\times \frac{k_{\parallel} v_{\parallel} (\partial/\partial v_{\parallel}) f(v) + n \omega_{B\alpha} (\partial/\partial v_{\perp}) f(v)}{\omega - n \omega_{B\alpha} - k_{\parallel} v_{\parallel}}.$$

Здесь e_{α} , m_{α} , $\omega_{B\alpha}$ — заряд, масса, гирочастота электронов и ионов, \mathbf{k} — волновой вектор волны, $J_n(x)$ — функция Бесселя порядка n , $f(v)$ — полная функция распределения электронов, являющаяся суммой тепловой функции $f^T(v)$ и функции распределения фотоэлектронов $f^{\Phi}(v)$. Выражения (1) и (2) в общем виде определяют мнимую и действительную части частоты некоторой ветви собственных колебаний плазмы. При этом $\text{Re } \omega$ определяется тепловой частью функции распределения и может быть определена из выражения [7]

$$1 + \sum_{\alpha} \frac{1}{k^2 r_{\alpha}^2} \left[1 - \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\omega}{\omega - n \omega_{B\alpha}} I_n(z_{\alpha}) \exp(-z_{\alpha}) J_+ \left(\frac{\omega - n \omega_{B\alpha}}{|k_{\parallel}| v_{\alpha}} \right) \right] = 0, \quad (3)$$

$z_{\alpha} = (k_{\perp} R_{L\alpha})^2$, $R_{L\alpha}$, r_{α} , v_{α} — ларморовский, дебаевский радиусы и тепловая скорость электронов и ионов, $I_n(z_{\alpha})$ — модифицированная функция Бесселя, $J_+(x)$ — функция Крампа.

При исследовании инкремента (1) необходимо рассмотреть отдельно случаи перпендикулярного к геомагнитному полю распространения волны ($k_{\parallel} = 0$) и распространения под углом ($k_{\parallel} \neq 0$), так как они соответствуют различным типам неустойчивостей.

При распространении под углом мнимая часть диэлектрической проницаемости выделяется представлением величины $1/(\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - n \omega_{B\alpha})$ в (2) в виде

$$\frac{1}{\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - n \omega_{B\alpha}} = \frac{P}{\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - n \omega_{B\alpha}} - i \pi \delta(\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - n \omega_{B\alpha}), \quad (4)$$

где символ P — главное значение. Далее,

$$\text{Im } \varepsilon(\omega, \mathbf{k}) = \frac{8\pi^3 e^2 \omega}{|k_{\parallel}| k^2 m_e} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{E_n}^{\infty} dE J_n^2\left(\frac{k_{\perp}}{\omega_{Be}} \sqrt{\frac{2(E-E_n)}{m_e}}\right) \frac{d}{dE} f(E), \quad (5)$$

где $E_n = \frac{m_e}{2} \left(\frac{\omega - n \omega_{Be}}{k_{\parallel}} \right)^2$. Здесь ω является одной из собственных частот плазмы. Величина и знак $\text{Im } \varepsilon$ зависят от взаимного расположения на оси энергии подынтегральных функций, т. е. от соотношения k_{\perp} и k_{\parallel} . Очевидно, что инкремент будет положительным (раскачка) и макси-

мален, если участок положительной производной функции распределения совпадает с первым максимумом $J_n^2(x)$. Проведенный анализ показал, что оптимальные условия реализуются при $k_{\perp} \gg k_{\parallel}$, т. е. распространение должно быть квазиперпендикулярным. В этом случае уравнение $\text{Re} \varepsilon(\omega, \mathbf{k})$ существенно упрощается [8]:

$$1 - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n^2 \omega_{pe}^2 I_n(z_e) \exp(-z_e)}{(\omega^2 - n^2 \omega_{Be}^2) z_e} = 0, \quad (6)$$

где ω_{pe} — плазменная частота электронов.

Известно, что в пределе $z_e \ll 1$ уравнение (6) определяет волны на верхнегибридной частоте $\omega_r \approx \sqrt{\omega_{pe}^2 + \omega_{Be}^2}$ и бесконечный набор электронно-циклотронных гармоник $\omega \approx n \omega_{Be}$ ($n \geq 2$). Для значения $z_e \leq 1$ решения уравнения (6) являются продолжением указанных ветвей собственных колебаний, для которых, однако, ω уже может быть не близка к ω_r и $n \omega_{Be}$. С использованием формул (1), (5) и (6) на ЭВМ были проведены численные расчеты величин инкрементов неустойчивостей ионосферной плазмы на высотах менее 250 км относительно раскочки потенциальных колебаний со спектром, определяемым из выражения (6). В расчетах использовался энергетический спектр фотоэлектронов из работы [2] для условий $\omega_{Be} = 7 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, $F_{10,7} = 150$, $\varphi = 45^\circ$, $t = 12^{\text{h}} \text{ LT}$. Расчеты показали, что при оптимальных значениях волнового вектора \mathbf{k} инкремент неустойчивости может достигать значения $3 \cdot 10^2 \text{ с}^{-1}$ ($k \sim 0,5 \text{ см}^{-1}$) на высотах 180—200 км ($n_{0e} = 1,7 \cdot 10^5 \div 2,4 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$, $T_e = 0,09 \div 0,11 \text{ эВ}$) при возбуждении неустойчивости немонотонностью распределения фотоэлектронов в области энергий 2,2 эВ. В области энергий 20 ÷ 30 эВ полученные инкременты меньше 10 с^{-1} . Поскольку на рассматриваемых высотах ионосферная плазма существенно столкновительная, то истинная неустойчивость возможна, если только инкремент больше абсолютной величины декремента столкновительного затухания $\gamma_{\text{ст}}$ собственных потенциальных колебаний плазмы. При учете парных столкновений в кинетическом уравнении для электронов в приближении БГК получим [7]

$$\gamma_{\text{ст}} = \nu_e \left[1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \frac{1 - z_e \frac{\omega_{Be}^2}{\omega_{pe}^2}}{\sum_n \frac{2n^2 \omega_{pe}^4 I_n(z_e) \exp(-z_e)}{z_e (\omega^2 - n^2 \omega_{Be}^2)^2}} \right]. \quad (7)$$

Здесь ν_e — полная частота столкновений электронов с заряженными и нейтральными компонентами ионосферной плазмы. По расчетам $\gamma_{\text{ст}}$ составляет $4 \cdot 10^2 \text{ с}^{-1}$. Таким образом, рассматриваемые колебания в ионосфере фактически находятся на грани кинетической неустойчивости, и нарастание их во времени — при некоторых вариациях гео- и гелиофизических условий — в принципе возможно. Неустойчивость возможна, например, при повышенной солнечной активности $F_{10,7} \gtrsim 220$, при увеличении на этих высотах относительно концентрации N_2 , что приводит к увеличению немонотонности спектра фотоэлектронов в области энергий 2,2 эВ, а также на более высоких широтах, где вследствие вторжений концентрация сверхтепловых электронов увеличивается. Заметим, что высоты 180—200 км являются оптимальными для развития неустойчивости, так как ниже резко возрастает частота электронных столкновений с нейтрами, а выше этой области немонотонность функции распределения фотоэлектронов исчезает. В области энергий 2,2 эВ это обусловлено быстрым убыванием с высотой концентрации

молекулярного азота. В области $20 \div 30$ эВ немонотонность сглаживается по мере удаления от высоты максимума ионообразования.

Необходимо отметить, что указанный механизм неустойчивости рассматривался ранее в работах [9, 10]. В этих работах, однако, не учитывался факт конечности величины z_e , что привело к значительно завышенным оценкам инкрементов.

Другой механизм неустойчивости ионосферной плазмы, обусловленный немонотонностью функции распределения фотоэлектронов, — неустойчивость нерезонансного типа — может иметь место при строго поперечном распространении электронно-циклотронных колебаний [6]. При $k_{\parallel} = 0$ общее дисперсионное уравнение принимает вид

$$1 - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n^2 \omega_{pe}^2 I_n(z_e) \exp(-z_e)}{z_e (\omega^2 - n^2 \omega_{Be}^2)} + \frac{2\pi \omega_{pe}^2 \omega}{n_{oe} k_{\perp}^2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int dv_{\parallel} dv_{\perp} \times \quad (8)$$

$$\times \frac{\partial f^{\Phi}}{\partial v_{\perp}} \frac{J_m^2(k_{\perp} v_{\perp} / \omega_{Be})}{\omega - n \omega_{Be}} = 0.$$

Здесь n_{oe} — полная концентрация электронов.

Представляя $\omega = n\omega_{Be} + i\gamma_n$, после некоторых преобразований, аналогичных проделанным в [6], можно разрешить уравнение (8) относительно γ_n :

$$\gamma_n = -in\omega_{Be} \left\{ \frac{1}{4} \left[\frac{\omega_{Be}^2 (n^2 - 1) z_e}{4n^2 \omega_{pe}^2 I_1(z_e) \exp(-z_e)} - \frac{n^2 - 1}{n^2} \right]^2 + \right. \quad (9)$$

$$+ \frac{\omega_{Be}^2 (n^2 - 1)^2 z_e}{4n^2 \omega_{pe}^2 I_1(z_e) \exp(-z_e)} \left[\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{Be}^2} \frac{\exp(-z_e) I_n(z_e)}{z_e} + \right.$$

$$\left. \left. + \frac{2\pi \omega_{pe}^2}{n_{oe} k_{\perp}^2} \int_0^{\infty} dv f^{\Phi}(v) J_{2n} \left(2 \frac{k_{\perp} v}{\omega_{Be}} \right) \right] \right\}^{1/2}.$$

Необходимым условием возникновения неустойчивости, очевидно, является отрицательность подкоренного выражения. Притом оптимальными являются такие волновые числа, когда первое слагаемое под корнем обращается в нуль. При малых z_e это условие соответствует реализации так называемого двойного плазменного резонанса, когда верхнегибридная частота ω_r близка к одной из гармоник электронной гирочастоты $n\omega_{Be}$. Рассмотрение возможности развития такого типа неустойчивости в ионосферной плазме было проведено в работе [11], где функция распределения представлялась в виде тепловой, максвелловской части и одного или ряда узких фотоэлектронных пиков в районе $20 \div 30$ эВ. В рамках такого представления $f^{\Phi}(v)$ авторы работы [11] получили, что при определенных условиях в ионосферной плазме нерезонансная неустойчивость может развиваться, причем с весьма большими инкрементами γ порядка $10^4 \cdot c^{-1}$. Однако в [11] не учтен тот факт, что помимо ряда пиков на функции распределения фотоэлектронов имеется некоторый фон (см. рис. 1), который существен для вычисления интеграла в выражении (9). Численные расчеты по реальным спектрам фотоэлектронов [2] показали, что неустойчивость этого типа в ионосфере на высотах нижней части F-области возбуждаться не может.

3. НЕУСТОЙЧИВОСТИ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ АНИЗОТРОПИЕЙ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФОТОЭЛЕКТРОНОВ

Рассмотрим возможность раскачки потенциальных колебаний при наличии направленного потока фотоэлектронов вдоль геомагнитных силовых линий. В этом случае максимальные инкременты, как известно, имеют место для потенциальных колебаний, распространяющихся вдоль магнитного поля, поэтому ограничимся рассмотрением ленгмюровских волн с $\mathbf{k} \parallel \mathbf{B}$. Для таких колебаний из (2) имеем

$$\omega \approx \omega_{pe}, \quad \gamma = \frac{\pi^2 \omega_{pe}^3}{k^2 n_{0e}} \int_0^\infty dv_\perp v_\perp \left. \frac{\partial f^\Phi(v_\perp, v_\parallel)}{\partial v_\parallel} \right|_{v_\parallel = \frac{\omega_{pe}}{k}}. \quad (10)$$

Учтем анизотропию распределения фотоэлектронов, разложив $f^\Phi(v_\perp, v_\parallel)$ в ряд по полиномам Лежандра:

$$f^\Phi(v_\perp, v_\parallel) = \sum_{n=0}^{\infty} f_n^\Phi(v) P_n(\cos \theta), \quad (11)$$

где $v = \sqrt{v_\perp^2 + v_\parallel^2}$, $\cos \theta = v_\parallel/v$. Здесь $f_0^\Phi(v)$ описывает изотропную часть функции распределения, а $f_n^\Phi(v)$ с $n \geq 1$ — коэффициенты разложения, характеризующие анизотропию. Ограничиваясь учетом только первой поправки в (11), которая определяет направленный поток, и переходя к спектру $\Phi_n(E) = (2E/m^2) f_n^\Phi(E)$, получим выражение для инкремента

$$\gamma = - \frac{\pi^2 m^{3/2} \omega_{pe}^3}{2k^2 n_{0e}} \left[\frac{\Phi_0(E_*) + \Phi_1(E_*)}{\sqrt{E_*}} - \frac{1}{2} \int_{E_*}^\infty dE \frac{\Phi_1(E)}{E^{3/2}} \right] - \frac{1}{2} \nu_e, \quad (12)$$

где $E_* = m\omega_{pe}^2/2k^2$. Из последней формулы видно, что для того, чтобы инкремент стал положительным, необходимо, чтобы первые поправки Φ_1 и Φ_0 были как минимум величинами одного порядка хотя бы в некотором интервале энергий. В ионосфере на высотах F -области и ниже для всех энергий отношение $\Phi_1(E)/\Phi_0(E)$ порядка $10^{-1} \div 10^{-2}$ [12]. Таким образом, неустойчивость ленгмюровских волн на группе направленно движущихся электронов не возникает. Анизотропия функции распределения фотоэлектронов, обусловленная анизотропией их образования и описываемая учетом второй поправки в (11), также не дает положительного инкремента неустойчивости ленгмюровских волн, так как на рассматриваемых высотах отношение $\Phi_2(E)/\Phi_0(E)$ порядка $10^{-2} \div 10^{-3}$ [12].

Рассмотрим роль направленного относительного движения тепловых электронов и ионов при замещении убегающих фотоэлектронов. Заметим, что для компенсации фотоэлектронного тока необходимо, чтобы электронный газ двигался относительно ионов со средней скоростью V порядка $10^4 \div 10^5$ см·с⁻¹. При этом, как известно, резонансное взаимодействие электронов возможно с волнами, имеющими фазовую скорость ω/k , близкую к V . Такие волны с $kr_e \ll 1$, очевидно, должны быть низкочастотными, $\omega \ll \omega_{pe}$. Учитывая роль ионной компоненты плазмы в уравнении (3), для волн на границе устойчивости ($\text{Re } \varepsilon(\omega, \mathbf{k}) = 0$, $\text{Im } \varepsilon(\omega, \mathbf{k}) = 0$) получим выражения

$$\frac{\omega - \mathbf{k}V}{|k| v_e} \exp \left[- \left(\frac{\omega - \mathbf{k}V}{kv_e} \right)^2 \right] + \frac{\omega}{|k| v_i} \exp \left[- \left(\frac{\omega}{kv_i} \right)^2 \right] = 0; \quad (13)$$

$$1 + \frac{T_i}{T_e} = 2 \frac{\omega}{|k| v_i} \exp \left[- \left(\frac{\omega}{k v_i} \right)^2 \right] \times \quad (14)$$

$$\times \left[\int_0^{\omega/|k|v_i} \exp(t^2) dt - \frac{(\omega - kV)/|k|v_e}{\omega/|k|v_i} \int_0^{\omega/|k|v_e} \exp(t^2) dt \right] = 0,$$

где $T_\alpha = m v_\alpha$ ($\alpha = e, i$). Формула, аналогичная (14), получается при нахождении дисперсионного соотношения для низкочастотных ионно-звуковых волн в плазме. Численные расчёты показывают, что существование такого типа колебаний возможно только в достаточно неизотермичной плазме при $T_e > 3,4 T_i$. Но поскольку в среднеширотной ионосфере такая неизотермичность не достигается, следовательно, существование таких волн в ионосферной плазме невозможно ни при каких значениях V .

Имеется ветвь низкочастотных слабозатухающих колебаний магнитоактивной плазмы, не требующих неизотермичности — ионно-циклотронные волны, распространяющиеся под углом к магнитному полю [13]. Для раскачки таких волн необходима направленная скорость электронного газа, меньшая v_e . Расчёты показали, что имеющая место скорость V недостаточна для возникновения неустойчивости.

Проделанные численные расчёты инкрементов неустойчивостей различного типа показали, что в среднеширотной ионосферной плазме при наличии фотоэлектронов на высотах менее 250 км наиболее близки к критическому состоянию колебания с частотой, близкой к верхнегибридной частоте ω_r , с малым по конечным значениям $z_e = (k_\perp R_{Le})^2$, распространяющиеся под углом, близким к $\pi/2$, по отношению к геомагнитным силовым линиям. При этом (хотя истинная неустойчивость возможна, по-видимому, только в некоторых нетипичных гелио-геофизических условиях) близость инкремента неустойчивости к столкновительному декременту должна приводить к формированию повышенного уровня плазменных шумов в ионосферной плазме. Кроме того, поскольку характерное время столкновительной релаксации функции распределения становится соизмеримым со временем взаимодействия частиц с волнами, можно ожидать, что учет взаимодействия «волны—частицы» может сказаться на формировании самой функции распределения фотоэлектронов.

Что же касается других типов потенциальных колебаний в ионосферной плазме на этих высотах, то проведенный анализ позволяет утверждать, что фотоэлектроны не могут быть причиной их неустойчивости.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Perkins, F. E. Salpeter, Phys. Rev., 139, № 1A, 55 (1965).
2. Г. В. Хазанов, М. А. Коев, Г. С. Кудряшев, Изв. вузов — Радиофизика, 21, № 5, 646 (1978).
3. P. V. Naays, W. E. Sharp, J. Geophys. Res., 78, 1153 (1973).
4. T. Mikai, K. Hiraо, J. Geophys. Res., 78, 8395 (1973).
5. В. Н. Цытович, Нелинейные эффекты в плазме, изд. Наука, М., 1967.
6. Л. В. Коралева, ЖЭТФ, 53, № 5 (11), 1600 (1967).
7. В. Л. Гинзбург, А. А. Рухадзе, Волны в магнитоактивной плазме, изд. Наука, М., 1975.
8. В. В. Железняков, Электромагнитные волны в космической плазме, изд. Наука, М., 1977.
9. H. W. Blomberg, J. Geophys. Res., 80, № 19, 2851 (1973).
10. Г. В. Хазанов, Кинетика электронной компоненты плазмы верхней атмосферы, изд. Наука, М., 1979.

11. Т. Д. Каладзе, И. А. Кринберг, Изв. вузов — Радиофизика, 21, № 4, 494 (1978).
12. В. М. Поляков, Р. В. Хазанов, М. А. Коен, Космические исследования, 14, 543 (1976).
13. А. Б. Михайловский, Теория плазменных неустойчивостей, 1, Атомиздат, М., 1975.

Иркутский государственный
университет

Поступила в редакцию
29 января 1979 г.

STABILITY OF MEAN LATITUDE IONOSPHERE PLASMA IN THE PRESENCE OF PHOTOELECTRONS

V. B. Ivanov, A. A. Trukhan, G. V. Khazanov

A problem is considered on stability of a day ionosphere plasma with photoelectrons relative to self potential oscillations. It is assumed that heat electrons of the plasma have equilibrium distribution and photoelectrons possess a complex nonmonotonic spectrum [2-4]. Increments of potential plasma oscillations are numerically analysed taking into account collision damping for the low part of the ionosphere *F*-region.
