

УДК 621.371.25

## ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЛЕНГМЮРОВСКИХ КОЛЕБАНИЙ В ИОНОСФЕРЕ В ПОЛЕ СИЛЬНЫХ РАДИОВОЛН

*В. В. Васьков, А. В. Гуревич*

Рассмотрены условия возбуждения параметрической неустойчивости ионосферы в окрестности точки отражения обыкновенной радиоволны. Учено возрастание поля радиоволн в области отражения и его неоднородная структура. Указаны оптимальные условия возбуждения неустойчивости.

В связи с экспериментальным исследованием воздействия мощных радиоволн на верхние слои ионосферы [1, 2] существенный интерес представляет вопрос о раскачке ими колебаний и волн в ионосферной плазме. Дело в том, что в разреженной плазме радиоволны достаточно высокой мощности могут оказаться неустойчивыми: они распадаются, генерируя ленгмюровские, альфвеновские и другие волны. Неустойчивость наиболее эффективно возбуждается в окрестности плазменных резонансов, когда частота радиоволны близка к одной из собственных частот плазмы. В этих случаях возбуждение колебаний плазмы называют обычно параметрическим. Параметрическая неустойчивость возникает тогда, когда амплитуда электрического поля радиоволны превышает некоторое пороговое значение  $E_n$ , зависящее от концентрации плазмы  $N$ , температуры и частоты соударений электронов  $T_e$ ,  $\nu_e$  и температуры ионов  $T_i$ . Определению пороговых значений поля и надпороговых инкрементов в однородном электрическом поле волны посвящен ряд теоретических работ [3-6]. Выражение для минимального порогового поля накачки получено в работе [7], однако особенности возбуждения неустойчивости в условиях ионосферы фактически не рассматриваются. В [8] учитывается влияние магнитного поля на параметрическую неустойчивость в однородной плазме.

Плазма ионосферы слабонеоднородна. Резонансные условия возникают здесь в окрестности точки отражения радиоволны. Так, при нормальном падении на слой обыкновенной волны ее частота  $\omega$  в точке отражения равна ленгмюровской частоте для электронных колебаний плазмы  $\omega_0 = (4\pi e^2 N/m)^{1/2}$ . В области отражения обыкновенной радиоволны возможна, поэтому, параметрическая раскачка ленгмюровских колебаний ионосферной плазмы. Она, по-видимому, наблюдалась в экспериментах Утлаута и др. [1, 2].

Важно, что амплитуда электрического поля радиоволн в области отражения возрастает и имеет сильнонеоднородную структуру [9]. Последнее обстоятельство существенно сказывается на условиях возбуждения параметрической неустойчивости. Исследованию этих условий и обсуждению их характерных особенностей в ионосфере посвящена настоящая работа.

1. Рассмотрим нормальное падение плоской обыкновенной волны на слабонеоднородный слой плазмы  $N = N(z)$ . Электрическое поле волны  $E$  вблизи точки отражения направлено вдоль внешнего магнитного поля [9]. Поскольку колебания с волновым вектором  $k \parallel E \parallel H$  возбуж-

даются наиболее эффективно, влиянием магнитного поля на этот процесс можно пренебречь [6]. При этом дисперсионное уравнение для возбуждения колебаний с достаточно большой длиной волны имеет вид [3]

$$\frac{1}{\delta\varepsilon_i(\Omega + i\gamma, \mathbf{k})} + \frac{1}{\delta\varepsilon_e(\Omega + i\gamma, \mathbf{k})} = \left(\frac{k r_E}{2}\right)^2 \frac{\delta\omega_0}{(\Omega + i\gamma + i\Gamma_2)^2 - \delta^2}. \quad (1)$$

Здесь

$$\delta = \omega - \omega_p - \frac{3}{2} (kD_e)^2 \omega_0,$$

$$\Gamma_2 = \frac{\nu_e}{2} + \omega_0 \sqrt{\frac{\pi}{8}} (kD_e)^{-3} \exp\left(-\frac{1}{2k^2 D_e^2}\right) \quad (2)$$

и, кроме того, введены обозначения:  $\gamma$  — инкремент нарастающих колебаний,  $r_E = eE/m\omega^2$  — амплитуда осциллирующей электроны в поле падающей волны с амплитудой  $E$  и частотой  $\omega \approx \omega_0$ ,  $\omega_0 = (4\pi e^2 N/m)^{1/2}$ ,  $D_e = (T_e/4\pi e^2 N)^{1/2}$  — ленгмюровская частота и дебаевский радиус электронов,  $\omega_p = \omega_0(1 + m/M)^{1/2}$  — плазменная частота,  $\nu_e = \nu_{ei} + \nu_{en}$  — частота столкновений электронов с ионами и нейтральными частицами,  $\delta\varepsilon_{i,e}(\Omega + i\gamma, \mathbf{k})$  — вклад ионов (электронов) в продольную диэлектрическую проницаемость

$$\varepsilon(\Omega + i\gamma, \mathbf{k}) = 1 + \delta\varepsilon_i(\Omega + i\gamma, \mathbf{k}) + \delta\varepsilon_e(\Omega + i\gamma, \mathbf{k}). \quad (3)$$

Выражения для  $\delta\varepsilon_{i,e}$  приведены в [3, 10]. Так, в области больших  $\Omega$  и достаточно малой частоты столкновений ионов с ионами  $\nu_{ii}$  и нейтральными частицами  $\nu_{im}$

$$\nu_{im} \ll kv_{Ti} \ll \Omega, \quad \gamma, \nu_{ii} \left(\frac{kv_{Ti}}{\Omega}\right)^2 \ll \Omega, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \delta\varepsilon_i(\Omega + i\gamma, \mathbf{k}) = & -\frac{m}{M} \left(\frac{\omega_0}{\Omega + i\gamma}\right)^2 \left[1 - i\sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(\frac{\Omega}{kv_{Ti}}\right)^3 \times \right. \\ & \left. \times \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\Omega}{kv_{Ti}}\right)^2\right] - i\frac{8}{5} \frac{\nu_{ii}}{\Omega} \left(\frac{kv_{Ti}}{\Omega}\right)^2 - i\frac{\nu_{im}}{\Omega}\right], \end{aligned} \quad (5)$$

где  $v_{Ti} = (T_i/M)^{1/2}$  — тепловая скорость ионов. В противоположном случае

$$|\Omega + i\gamma| \leq kv_{Ti}, \quad \nu_{ii} + \nu_{im} \ll kv_{Ti}; \quad (6)$$

$$\delta\varepsilon_i(\Omega + i\gamma, \mathbf{k}) = (kD_i)^{-2} [1 + \tilde{i}\tilde{a} \sqrt{\pi} \omega(\tilde{a})], \quad (7)$$

$$\tilde{a} = \frac{\Omega + i\gamma}{kv_{Ti} \sqrt{2}}, \quad \omega(\tilde{a}) = \exp(-\tilde{a}^2) \left(1 + \frac{2i}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\tilde{a}} e^{t^2} dt\right).$$

Здесь  $D_i = (T_i/4\pi e^2 N)^{1/2}$  — дебаевский радиус ионов,  $\omega(\tilde{a})$  — функция Крампа, табулированная, например, в [11]. Вклад электронов в диэлектрическую проницаемость равен

$$\delta\varepsilon_e(\Omega + i\gamma, \mathbf{k}) = (kD_e)^{-2} \left[ 1 + i \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\Omega + i\gamma}{kv_{Te}} \right]; \quad (8)$$

$$v_e, |\Omega + i\gamma| \ll kv_{Te} = k(T_e/m)^{1/2}. \quad (9)$$

Уравнение (1) справедливо при условии

$$(k r_E)^2, (k D_e)^2 \ll 1; \quad (10)$$

$$2\pi/k \ll l, \quad (11)$$

где  $l$  — характерный размер, на котором сказывается неоднородность плазмы либо электрического поля падающей волны.

Электромагнитная волна возбуждает в плазме ионно-звуковые колебания с частотой  $\Omega$  и электронные ленгмюровские колебания с частотой  $\Omega \pm \omega$ . Отношение амплитуд  $E_{\pm}$  ленгмюровских колебаний равно

$$\frac{E_+}{E_-} = - \frac{\varepsilon(\Omega - \omega + i\gamma, \mathbf{k})}{\varepsilon(\Omega + \omega + i\gamma, \mathbf{k})} \approx \frac{\Omega - \delta + i(\gamma + \Gamma_2)}{\Omega + \delta + i(\gamma + \Gamma_2)}. \quad (12)$$

Дисперсионное уравнение (1) при фиксированных значениях параметров плазмы и заданных частоте  $\omega$ , амплитуде внешнего поля  $E$ , длине волны  $2\pi/k$  и угле  $\theta$  между  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{E}$  определяет частоту ионно-звуковых и плазменных волн, а также их общий декремент (инкремент)  $\gamma$ . При малых значениях  $E$  всегда  $\gamma < 0$  и колебания плазмы затухают; при больших  $E$  имеется область нарастающих колебаний ( $\gamma > 0$ ). Пороговое значение поля  $E_n$  соответствует  $\gamma = 0$ . Оно зависит от частоты внешнего поля  $\omega$ , длины возбуждаемых волн  $2\pi/k$  и угла  $\theta$ . Задача состоит в определении минимального значения порогового поля  $E_n$ . Прежде всего очевидно, что внешнее электрическое поле  $E$  оказывает наиболее эффективное воздействие на колебания плазмы в случае  $\mathbf{k} \parallel \mathbf{E}$ , т. е. при  $\theta = 0, \pi$ . Далее, в зависимости от величины  $k$  минимальные значения порогового поля  $E_n$  в ионосферной плазме с  $T_e \approx T_i$  приходится на длины волны  $2\pi/k$ , удовлетворяющие условиям

$$\Omega \leq kv_{Ti}, \quad v_{ii} + v_{im} \ll kv_{Ti}. \quad (13)$$

В случае  $\Omega \gg kv_{Ti}$  пороговое поле велико и энергично растет с увеличением  $\Omega/kv_{Ti}$ . Существенную роль играет, поэтому, лишь область  $\Omega k \leq v_{Ti}$ . Здесь при достаточно малом инкременте и частоте столкновений ионов (см. (6)) уравнение (1) с учетом (7), (8) можно записать в форме

$$\frac{T_e}{T_i} + \frac{1}{\alpha(\tilde{a})} = \frac{(E \cos \theta)^2}{4\pi N T_i} \frac{1}{4} \frac{\delta\omega_0}{(\Omega + i\gamma + i\Gamma_2)^2 - \delta^2}, \quad (14)$$

где

$$\begin{aligned} \alpha(\tilde{a}) &= \alpha_1(\tilde{a}) + i\alpha_2(\tilde{a}) = 1 + i\sqrt{\pi}\tilde{a}\tilde{\omega}(\tilde{a}), \\ \tilde{a} &= a(1 + i\gamma/\Omega), \quad a = \frac{\Omega}{kv_{Ti}\sqrt{2}}. \end{aligned} \quad (15)$$

Уравнения (14), (15) определяют два типа неустойчивости плазмы; периодическую с  $\Omega \neq 0$  и аperiodическую с  $\Omega = 0$ .

*Периодическая неустойчивость.* Рассмотрим вначале периодическую неустойчивость ( $\gamma \ll \Omega$ ). Из (14) имеем

$$\Omega^2 - \delta^2 - (\gamma + \Gamma_2)^2 = 2\Omega(\gamma + \Gamma_2) L(\tilde{a}), \quad (16)$$

$$L(\tilde{a}) = \frac{(T_e/T_i) |\alpha(\tilde{a})|^2 + \alpha_1(\tilde{a})}{\alpha_2(\tilde{a})};$$

$$\frac{(E \cos \theta)^2}{4\pi NT_i} = 8 \frac{\gamma + \Gamma_2}{\omega_0} \frac{\Omega}{\delta} F(\tilde{a}), \quad (17)$$

$$F(\tilde{a}) = \frac{\alpha_2(\tilde{a})}{|\alpha(\tilde{a})|^2} [1 + L^2(\tilde{a})] = \frac{1}{\alpha_2(\tilde{a})} \left| 1 + \frac{T_e}{T_i} \alpha(\tilde{a}) \right|^2.$$

При  $a \sim 1$  входящие в (16), (17) функции  $F, L \sim 1$ . Тогда в случае  $\nu_e/2 = \Gamma_2 \ll \delta$  минимальное значение порогового поля не зависит от  $\delta = \Omega$  и соответствует минимуму  $F(a)$ :

$$\frac{E_n^2}{4\pi NT_i} = 4 \frac{\nu_e}{\omega_0} F(a_0), \quad (18)$$

$$F(a_0) = \min F(a), \quad \gamma = \theta = 0.$$

Пороговые значения  $\delta$  и волнового вектора  $k$  в зависимости от частоты внешнего поля  $\omega$  или расстройки  $\omega - \omega_p = \delta_0$  находятся из уравнений

$$\delta_n = -\frac{2}{3} a_0^2 \frac{mT_i}{MT_e} \omega_0 + \left\{ \frac{4}{9} a_0^4 \left( \frac{mT_i}{MT_e} \right)^2 \omega_0^2 + \frac{4}{3} a_0^2 \frac{mT_i}{MT_e} \omega_0 \delta_0 \right\}^{1/2}, \quad (19)$$

$$k_n D_e = \frac{\delta_n}{\sqrt{2} a_0 \omega_0} \sqrt{\frac{T_e M}{T_i m}} \approx \sqrt{\frac{2}{3} \frac{\delta_0}{\omega_0}} \left( \frac{a_0^2}{3} \frac{mT_i}{MT_e} \ll \frac{\delta_0}{\omega_0} \right).$$

Для определения окологорогового инкремента следует разложить правую часть (17) по малым параметрам  $\gamma/\Gamma_2, \gamma/\Omega, \Gamma_2/\delta$  и сохранить лишь главный член этого разложения, пропорциональный  $\gamma/\Gamma_2 \gg \gamma/\Omega$ :

$$\gamma \left| \frac{\nu_e}{2} \right. = \frac{(E \cos \theta)^2 - E_n^2 \{1 + (1/2) [F''(a_0)/F(a_0)] (\Delta a)^2\}}{E_n^2 \{1 + (1/2) [F''(a_0)/F(a_0)] (\Delta a)^2\}}, \quad (20)$$

$$\Omega \approx \delta,$$

где

$$\Delta a = \Delta \left( \frac{\delta}{\sqrt{2} k \nu_{T_i}} \right) = - \left[ a_0 + 3 \sqrt{\frac{MT_e}{2mT_i} k_n D_e} \right] \frac{\Delta k}{k_n} \approx - \sqrt{3 \frac{MT_e}{mT_i} \frac{\delta_0}{\omega_0}} \frac{\Delta k}{k_n} \quad (21)$$

$$\left( \frac{a_0^2}{3} \frac{m\Gamma_l}{MT_e} \ll \frac{\delta_0}{\omega_0} \right), \quad \Delta k = k - k_n,$$

а штрихами обозначены производные по  $a$ .

Условие  $\Gamma_2 = \nu_e/2 = \text{const}$ , использованное при выводе (20), выполняется, если (см. (2))

$$k < k_1 \approx \frac{1}{D_e} \left\{ 2 \ln \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_0}{\nu_e} + 3 \ln \ln \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_0}{\nu_e} + 3 \ln 2 \right\}^{-1/2}. \quad (22)$$

Таким образом, полная система неравенств, при соблюдении которых справедливы выражения (18), (20), имеет вид

$$\gamma, \nu_{ii} + \nu_{im}, \nu_e/2 \ll \delta < k_1 \nu_{Ti} \sqrt{2} a_0. \quad (23)$$

Приведем значения параметров  $a_0$ ,  $F(a_0)$ ,  $L(a_0)$ ,  $\frac{1}{2} \frac{F''(a_0)}{F(a_0)}$  для  $T_e = T_i$ ,

$$\frac{3}{2} T_i; 2T_i:$$

$$T_e = T_i: a_0 = 1,24, \quad F = 1,72, \quad L = 0,09, \quad F''/2F = 2,8,$$

$$T_e = \frac{3}{2} T_i: a_0 = 1,42, \quad F = 1,77, \quad L = 0,012, \quad F''/2F = 3,9, \quad (24)$$

$$T_e = 2T_i: a_0 = 1,58, \quad F = 1,764, \quad L = -0,074, \quad F''/2F = 6,3.$$

Нетрудно убедиться, что с уменьшением  $\delta < \nu_e/2$  квадрат порогового поля возрастает  $\sim \nu_e/2\delta$ , а при увеличении  $\delta > k_1 \nu_{Ti}$  — также энергично растет. В случае  $\Omega \ll k\nu_{Ti}$  из (14) непосредственно следует

$$\Omega^2 = \delta^2 + \Gamma_2^2 + 2\Gamma_2 k \nu_{Ti} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{T_e + T_i}{T_i} \ll (k \nu_{Ti})^2,$$

$$\frac{E_n^2}{4\pi N T_i} = 8 \frac{\Gamma_2}{\omega_0} \frac{k \nu_{Ti}}{\delta} \sqrt{\frac{2}{\pi}} (1 + T_e/T_i)^2 \gg 8 \frac{\Gamma_2}{\omega_0}, \quad (25)$$

$$\gamma = \theta = 0.$$

Зависимость квадрата амплитуды порогового поля  $E_n^2$  для периодической неустойчивости от частоты волны  $\omega$ , точнее от расстройки  $\delta_0 = \omega - \omega_p$ , показана на рис. 1 сплошной линией. (Пунктирная линия на этом рисунке соответствует порогу возбуждения  $E_n^2$  аперидической неустойчивости, см. ниже.) Из рисунка видно, что в широкой области изменения расстройки  $\delta_0$  пороговое поле  $E_n^2$  минимально. Оно определяется формулой (18) и практически не зависит от величины  $\delta_0$ . Условия, определяющие область минимального значения  $E_n$ ,

$$\frac{\nu_e}{2} < \delta_0 < \delta_{k1} = \frac{3}{2} \omega_0 (k_1 D_e)^2 \quad (26)$$

в случае  $\frac{\nu_e}{2} \Big|_{\omega_0} \ll \frac{a_0^2}{3} \frac{m\Gamma_l}{MT_e} \ll \frac{3}{2} (k_1 D_e)^2$  совпадают с условиями (23). Надпороговый инкремент описывается при этом формулой (20). Зависимость

минимального порогового поля  $E_n$  от высоты в ионосфере показана сплошной кривой на рис. 2 для модели ионосферы, представленной

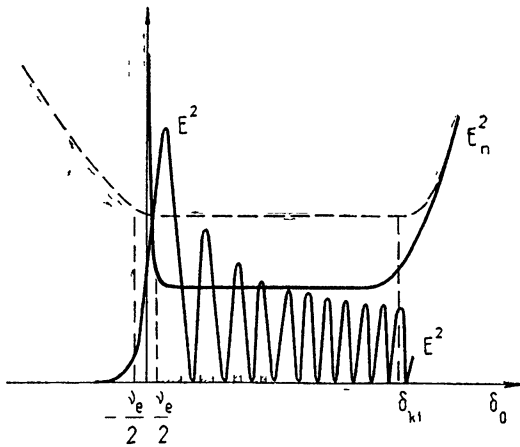


Рис. 1.

в табл. 1. Пунктирные кривые на рис. 2 б показывают то же поле на различных широтах  $\theta^0$  (модель ионосферы согласно [12]).

Таблица 1

z, км	N, см <sup>-3</sup>		T <sub>e</sub> , град		T <sub>i</sub> , град		ν <sub>e</sub> , сек <sup>-1</sup>		1/N * dN/dz, км <sup>-1</sup>	
	день	ночь	день	ночь	день	ночь	день	ночь	день	ночь
100	8 · 10 <sup>4</sup>	1,2 · 10 <sup>3</sup>	240	210	210	210	4,7 · 10 <sup>4</sup>	4,2 · 10 <sup>4</sup>	5 · 10 <sup>-2</sup>	5 · 10 <sup>-2</sup>
150	3 · 10 <sup>5</sup>	2,4 · 10 <sup>3</sup>	800	670	670	650	1,4 · 10 <sup>3</sup>	7,7 · 10 <sup>2</sup>	1,7 · 10 <sup>-2</sup>	6 · 10 <sup>-3</sup>
200	5 · 10 <sup>5</sup>	3 · 10 <sup>3</sup>	1300	900	1100	850	6 · 10 <sup>2</sup>	1,2 · 10 <sup>2</sup>	1,5 · 10 <sup>-2</sup>	8 · 10 <sup>-3</sup>
250	10 <sup>6</sup>	10 <sup>4</sup>	1700	1000	1300	910	7 · 10 <sup>2</sup>	4,1 · 10	1,3 · 10 <sup>-2</sup>	3 · 10 <sup>-2</sup>
300	1,6 · 10 <sup>6</sup>	10 <sup>5</sup>	2000	1200	1400	930	8,3 · 10 <sup>2</sup>	1,2 · 10 <sup>2</sup>	0	3 · 10 <sup>-2</sup>
400		3 · 10 <sup>5</sup>		1400		950		2,7 · 10 <sup>2</sup>		

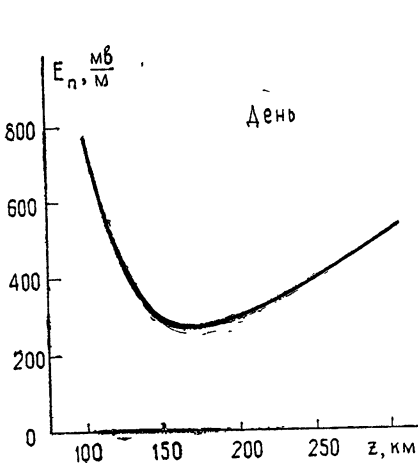


Рис. 2а.

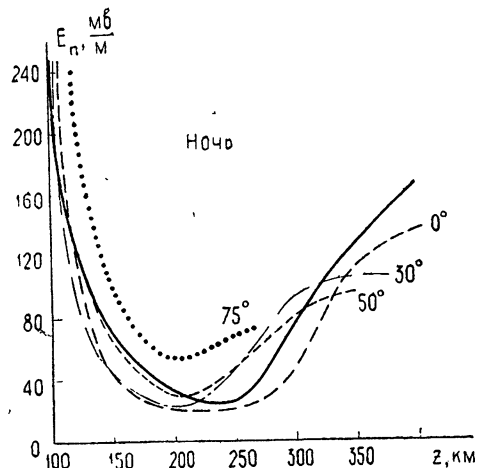


Рис. 2б.

Видно, что поле  $E_{\pi}$  имеет характерный минимум: днем на высоте  $150 \div 200$  км ( $E_{\pi \min} \approx 300$  мВ/м,  $\omega_{\min} \approx 3 \cdot 10^7$  сек $^{-1}$ ), ночью на высоте  $200 \div 250$  км ( $E_{\pi \min} \approx 20 \div 50$  мВ/м,  $\omega_{\min} \approx (4 \div 8) \cdot 10^6$  сек $^{-1}$ ). Минимальное значение порогового поля ночью на порядок ниже, чем днем.

*Апериодическая неустойчивость.* Случай аperiодической неустойчивости ( $\Omega = 0$ ) подробно рассмотрен в работе [3] на основании асимптотики уравнения (14). Приведем соответствующие результаты. Минимальная пороговая напряженность поля по-прежнему определяется формулой (18), где изменяется лишь фактор  $F$ :

$$F_a = 1 + T_e/T_i. \quad (27)$$

Она достигается при

$$\delta_{\pi} = \omega - \omega_p - \frac{3}{2} \omega_0 (k_{\pi} D_e)^2 = -\frac{\nu_e}{2} \quad (28)$$

$$(k < k_1).$$

Выражение для надпорогового инкремента зависит от параметра  $\nu_e/kv_{Ti}$ . В случае

$$\gamma, \quad \nu_{ii} + \nu_{im}, \quad \sqrt{\frac{\pi}{8}} \nu_e \frac{T_e}{T_i + T_e} \ll kv_{Ti} < k_1 v_{Ti} \quad (29)$$

инкремент

$$\gamma = -\frac{\nu_e}{2} + \left[ -\delta^2 - \frac{(E \cos \theta)^2 \omega_0 \delta}{4 \cdot 4\pi N (T_e + T_i)} \right]^{1/2} \quad (30)$$

достигает максимального значения

$$\gamma_{\max} \Big| \frac{\nu_e}{2} = \frac{(E \cos \theta)^2 - E_{\pi}^2}{E_{\pi}^2} \quad (31)$$

при

$$\delta_{\max} = -\frac{(E \cos \theta)^2 \omega_0}{8 \cdot 4\pi N (T_e + T_i)}, \quad (32)$$

$$(kD_e)_{\max}^2 = \frac{2}{3} \frac{\delta_0}{\omega_0} + \frac{(E \cos \theta)^2}{12 \cdot 4\pi N (T_e + T_i)} \approx \frac{2}{3} \frac{\delta_0}{\omega_0}$$

$$(\delta_0 \gg \nu_e/2).$$

Зависимость  $\gamma$  от  $k$  в окрестности максимума имеет вид

$$\gamma \Big| \frac{\nu_e}{2} = \frac{(E \cos \theta)^2 - E_{\pi}^2}{E_{\pi}^2} - 2 \left( \frac{2\delta_0}{\nu_e} \right)^2 \frac{E_{\pi}^2}{(E \cos \theta)^2} \left( \frac{\Delta k}{k_{\max}} \right)^2, \quad (33)$$

$$\delta_0 = \omega - \omega_p \gg \frac{\nu_e}{2}, \quad \Delta k = k - k_{\max},$$

т. е., как и в случае периодической неустойчивости, инкремент  $\gamma = \gamma(k)$  образует резкий пик при  $k = k_{\max}$ . Сравнение (27) с (24) показывает, что порог возбуждения аperiодической неустойчивости при  $T_e \geq T_i$  лежит выше порога периодической неустойчивости (см. рис. 1).

2. Амплитуда электрического поля радиоволны в слабонеоднородной плазме в окрестности точки отражения описывается формулой [9]

$$E = 2 \left( \frac{\omega}{c\mu \sin^4 \alpha} \right)^{1/6} \Phi \left[ \left( \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\mu}{\sin^2 \alpha} \right)^{1/3} (z - z_0) \right], \quad (34)$$

$E \parallel H.$

Здесь  $\Phi(x)$  — функция Эйри,  $z_0$  — точка отражения ( $N(z_0) = m\omega^2/4\pi e^2$ ), высота  $z$  отсчитывается от поверхности Земли,  $\alpha$  — угол между магнитным полем Земли  $H$  и вертикалью ( $\alpha \neq 0$ ),  $\mu = \left( \frac{1}{N} \frac{dN}{dz} \right)_{z=z_0}$ . Нормировка (34) соответствует плоской волне единичной амплитуды, нормально падающей из атмосферы на плоско-слоистую ионосферу. Зависимость квадрата амплитуды поля  $E^2$  от высоты  $z$  в области отражения показана на рис. 1. Изменение амплитуды поля волны при этом однозначно связано с величиной расстройки  $\delta_0$ , которая пропорциональна расстоянию от точки отражения  $z_0 - z$ :

$$\delta_0 = \omega - \omega_0(z) = \frac{1}{2} \omega \mu (z_0 - z). \quad (35)$$

Минимальный порог неустойчивости, как видно из рис. 1, впервые всегда достигается в главном (первом) максимуме волны, расположенном на высоте  $z_1$ ,

$$z_0 - z_1 = \beta \left( \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\mu}{\sin^2 \alpha} \right)^{-1/3} \quad (\beta = 1,019), \quad (36)$$

т. е. при расстройке

$$\delta_{01} = \frac{\beta}{2} \omega \left( \frac{c}{\omega} \mu \sin \alpha \right)^{2/3}. \quad (37)$$

При  $E > E_n$  неустойчивость развивается вблизи максимумов поля, область возбуждения неустойчивости носит слоистый характер (она заштрихована на рис. 1). Условия (23) в ионосфере для главного максимума выполняются днем при  $z \gtrsim 110 \div 120$  км, ночью при  $z \gtrsim 130 \div 140$  км. Частота  $\Omega$  и длина  $kD_e$  возбуждающихся в ионосфере в главном максимуме ионно-звуковых волн показаны на рис. 3 (при  $\sin \alpha = 1$ ). Видно, что длины волн значительны:  $\lambda = 2\pi/k \approx \approx (1 \div 5) \cdot 10^2 D_e \approx (0,2 \div 1)$  м. В последующих максимумах  $\Omega$  и  $kD_e$  возрастают пропорционально  $(s - 3/4)^{1/3}$ , где  $s$  — номер максимума. Общее число максимумов  $S_{max}$ , находящихся в зоне возбуждения  $\delta_0 < \delta_{k1} = \frac{3}{2} \omega (k_1 D_e)^2$ , определяется вы-  
ражением

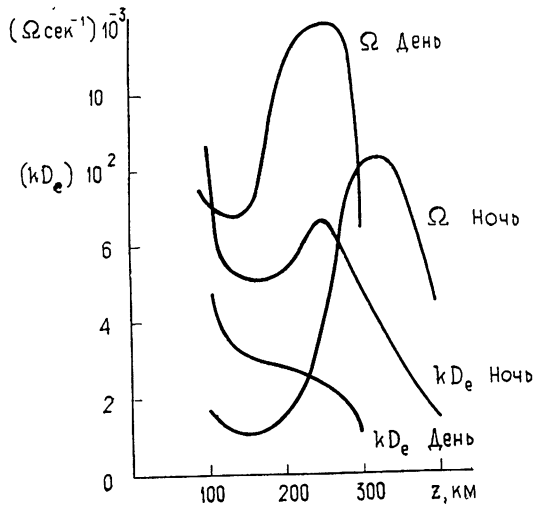


Рис. 3.



$$S_{\max} = \frac{3}{4} + \frac{2\sqrt{3}}{\pi} \frac{\omega}{c\mu \sin \alpha} (k_1 D_e)^2, \quad (38)$$

где  $k_1$  определено формулой (22). Величина  $S_{\max}$  в ионосфере приведена на рис. 4. Видно, что в ночных условиях число  $S_{\max}$  не очень велико; оно сильно возрастает с приближением к критической частоте  $F$ -слоя\*.

Из выражения (34) следует, что квадрат амплитуды электрического поля в главном максимуме увеличивается вследствие «разбухания» волны в области отражения в  $P$  раз, где

$$P = 3,6 \left( \frac{\omega}{c\mu \sin^4 \alpha} \right)^{1/3}. \quad (39)$$

Зависимость коэффициента усиления  $P$  от высоты в ионосфере при  $\sin \alpha = 1$  изображена на рис. 4. Видно, что коэффициент усиления энергично возрастает с приближением к критической частоте слоя.

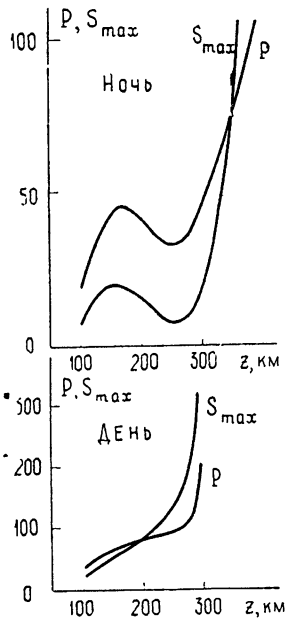


Рис. 4.

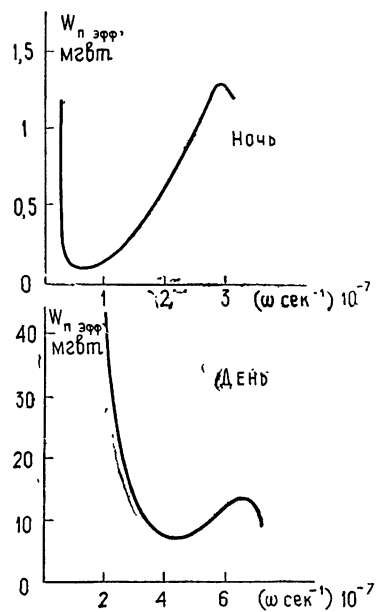


Рис. 5.

Следует отметить, что выше рассматривался лишь случай плоской волны, нормально падающей на ионосферу. При учете сферичности поле волны (в области отражения) ослабляется вследствие преломления лучей в неоднородной среде. Обусловленный этим фактором коэффициент ослабления  $Q$ , полученный без учета влияния магнитного поля Земли на распространение лучей, равен

$$Q = z \int_0^z \frac{dx}{\sqrt{\epsilon(x)}}, \quad \epsilon = 1 - \frac{4\pi e^2 N(z)}{m\omega^2}. \quad (40)$$

\* Вблизи критической частоты слоя  $\omega_c$  формула (38) дает завышенную величину  $S_{\max}$ , так как она получена в предположении линейной зависимости концентрации от высоты  $z$ :  $\frac{1}{N} \frac{dN}{dz} = \text{const}$ .

В частности, для линейного слоя  $Q = 1/2$ . Вблизи критической частоты слоя  $Q$  убывает [13].

Поле вертикально падающей на ионосферу волны в главном максимуме с учетом факторов усиления  $P$  и ослабления  $Q$  можно представить в виде

$$E = \frac{300}{z} \sqrt{W_{\text{эфф}}} P^{1/2} Q \exp\{-K\}. \quad (41)$$

Здесь  $W_{\text{эфф}}$  — мощность излучения эффективного диполя в квт,  $E$  — напряженность электрического поля в мв/м,  $z$  — в километрах,  $K$  — полное поглощение волны при распространении до точки отражения. Подставляя сюда выражение для пороговой амплитуды, можно определить эффективную пороговую мощность излучателя  $W_{\text{п эфф}}$ , начиная с которой происходит параметрическое возбуждение ионосферы. Она показана на рис. 5 (для  $Q = 1/2$ ). Видно, что значение  $W_{\text{п эфф}}$  в ночных условиях сохраняет характерный минимум при  $\omega \approx 6 \cdot 10^6$  гц. Минимальное значение  $W_{\text{п эфф}}$  ночью порядка 100 квт, оно на два порядка меньше, чем днем. Отметим, что пороговая мощность для возбуждения неустойчивости в  $s$ -м максимуме  $W_{\text{п } s}$  равна

$$W_{\text{п } s} = 1,56 (s - 3/4) W_{\text{п эфф}} \quad (s \geq 2). \quad (42)$$

При этом, разумеется,  $s < S_{\text{max}}$ , где  $S_{\text{max}}$  — число максимумов в зоне возбуждения (38).

В условиях экспериментов [1] эффективная мощность излучателя в ночное время более чем на порядок превосходила  $W_{\text{п эфф}}$ . В этом случае с приближением частоты волны к критической частоте  $F$ -слоя  $\omega_c$  (параметр  $\mu \rightarrow 0$ ) размер области возбуждения и число возбужденных максимумов (т. е. возбужденных слоев) должны сильно возрастать (см. (38), рис. 1, 4). Возможно, что это служило причиной появления на ионограммах при  $\omega \sim \omega_c$  большого количества рассеянных отражений (т. е. причиной появления спорадического  $F$ -слоя) [14].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. W. F. Ultaut, J. Geophys. Res., 75, 6402 (1970).
2. A. J. Wong, R. J. Taylor, Phys. Rev. Lett., 27, 644 (1971).
3. Н. Е. Андреев, В. Ю. Кирий, В. П. Силин, ЖЭТФ, 57, 1024 (1969).
4. K. Nishikawa, J. Phys. Soc. Japan, 24, 916, 1152 (1968).
5. О. М. Градов, Д. Зюндер, ЖЭТФ, 58, 979 (1970).
6. А. Б. Щварцбург, Геомагнетизм и аэрномия (в печати).
7. K. J. Harker, Int. J. Electronics, 32, № 3, 297 (1972).
8. J. A. Fejer, Egil Leer, Radio Science, 7, № 4, 481 (1972).
9. В. Л. Гинзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме, Физматгиз, М., 1960.
10. А. И. Ахизер, И. А. Ахизер, Р. В. Половин, А. Г. Ситенко, К. Н. Степанов, Коллективные колебания в плазме, Атомиздат, М., 1964.
11. В. Н. Фадеева, Н. М. Терентьев, Таблицы значений интеграла вероятностей от комплексного аргумента, Гостехиздат, М, 1954
12. Т. Н. Соболева, Геомагнетизм и аэрномия (в печати); Препринт ВИНТИ № 3504-71.
13. J. A. Thomson, J. Geophys. Res., 75, 6446 (1970).
14. W. F. Ultaut, E. J. Violette, A. K. Paul, J. Geophys. Res., 75, 6429 (1970).

PARAMETRIC EXCITATION OF LANGMUIR OSCILLATIONS IN THE  
IONOSPHERE IN A STRONG RADIO WAVE FIELD

*V. V. Vas'kov, A. V. Gurevich*

The conditions of excitation of the ionosphere parametric instability in the vicinity of the reflection point of an ordinary radio wave are considered. The increase of the radio wave field in the reflection region and its inhomogeneous structure are taken into account. Optimum conditions of the instability excitation are pointed out.

---