ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXIII, № 3 *РАДИОФИЗИКА* *1980*

УДК 621.371.25

ОБРАЗОВАНИЕ ИСКУССТВЕННЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В МАГНИТОАКТИВНОЙ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

А. В. Толмачева

Рассмотрена задача об образовании периодических неоднородностей под действием поля стоячей электромагнитной волны в ионосферной плазме при наличии геомагнитного поля H_0. Учтены воздействие стрикционных сил и локальный нагрев электронов. Отмечено наличие электронного гирорезонанса. Приведены выражения для скорости нарастания и относительной величины электронной концентрации в неоднородностях для E- и F-слоев ионосферы при произвольном угле между направлением H_0 и волновым вектором возмущающей волны.

Как известно, характер поля радиоволны ниже точки ее отражения в ионосфере можно представить в виде стоячей волны. В сильном поле стоячей волны образуются искусственные неоднородности плазмы, повторяющие его структуру [1]. В работах [2, 3] описаны эксперименты по обратному рассеянию такими неоднородностями сигналов пробных волн на частотах 5,5—5,7 *МГц* при воздействии на ионосферу мощного радиоизлучения с частотами 4,6 и 5,75 *МГц*. Была рассмотрена теоретическая задача об образовании периодической структуры электронной концентрации как под действием стрикционных сил [2, 4], так и в результате локального нагрева плазмы в поле стоячей волны [3, 4] для изотропного случая. В настоящей работе рассмотрено образование таких неоднородностей с учетом влияния геомагнитного поля $\boldsymbol{H}_0$.

Выберем систему координат таким образом, чтобы ось z была направлена вдоль H_0, а волновой вектор $\boldsymbol{k}$ лежал в плоскости xz, образуя угол α с магнитным полем. В поле плоской стоячей волны с частотой ω,

$$\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_0 e^{i\omega t} \cos(k_x x + k_z z),$$

возникают изменения температуры и концентрации электронов как под влиянием нагрева плазмы электрическим полем, так и под действием стрикционной силы. Последняя в магнитном поле при отсутствии поглощения равна [5]

$$\boldsymbol{f} = \frac{1}{16} \operatorname{grad}\left(E_i^* E_k \frac{\partial \varepsilon_{ik}}{\partial N} N\right) - \frac{E_i^* E_k}{16\pi} \operatorname{grad} \varepsilon_{ik},$$

где ε_{ik} — компоненты тензора диэлектрической проницаемости плазмы, N — электронная концентрация. При

$$\nu_e^2 \ll \omega^2 - \omega_H^2,\ \omega_0^2 \tag{1}$$

(ν_e^2 и ω_H^2 — эффективная частота соударений и гирочастота электронов)

$$f = -\frac{e^2 N}{4m\omega^2}\nabla E_y^2 p_f^2 = -\frac{e^2 N}{4m\omega^2}\nabla E_x^2 \frac{p_f^2}{a_x^2}, \tag{2}$$

где p_f^2 — фактор поляризации, равный

$$p_f^2 = \frac{1}{1-u}\left[1 + a_x^2 + a_z^2 - u\sin^2\alpha\,(a_x + a_z \operatorname{ctg}\alpha)^2 - 2\sqrt{u}\,(a_x + a_z \operatorname{tg}\alpha)\cos\alpha\right]; \tag{3}$$

$$a_x = -\frac{2\sqrt{u}\,(1-v)\cos\alpha}{u\sin^2\alpha \mp \sqrt{u^2\sin^4\alpha + 4u(1-v)^2\cos^2\alpha}}; \tag{4}$$

$$a_z = -\frac{\left(1 - a_x\sqrt{u}\,\cos\alpha\right) v\sqrt{u}\sin\alpha}{1-u-v+uv\cos^2\alpha}. \tag{5}$$

Здесь $u = \frac{\omega_H^2}{\omega^2}$, $v = \frac{\omega_0^2}{\omega^2}$, ω_0 — плазменная частота электронов, знаки перед корнем соответствуют волнам с правой и левой поляризацией. При $\alpha = 0$

$$f = -\frac{e^2 N}{2m\omega(\omega \pm \omega_H)}\nabla E_y^2 = -\frac{e^2 N}{4m\omega(\omega \pm \omega_H)}\nabla E^2.$$

При $\alpha = \pi/2$ для обыкновенной волны имеет место известное выражение

$$f = -\frac{e^2 N}{4m\omega^2}\nabla E^2,$$

причем $\boldsymbol{E} \parallel \boldsymbol{H}_0$. Для необыкновенной волны $\boldsymbol{E} \perp \boldsymbol{H}_0$ и

$$f = -\frac{e^2 N}{4m\omega^2}\nabla E_y^2 \frac{(1-v)^2 - u(1-2v)}{(1-u-v)^2}.$$

Для нахождения возмущений температуры и концентрации электронов воспользуемся квазигидродинамическими уравнениями для электронов и ионов (см., например, [6]). Учитывая, что ионы мало нагреваются в поле волны, можно для простоты положить $T_i = T_m = T$, где T_i и T_m — температуры ионов и молекул. Отметим, что воздействие стрикционной силы на ионы существенно меньше, чем на электроны. Считая возмущения температуры и плотности электронов малыми, т. е. $T_e \ll T_{e0}$ и $N \ll N_0$ (T_{e0} и N_0 — невозмущенные значения), линеаризуем уравнения движения и непрерывности для электронов и ионов и теплопроводности для электронов. Получим следующую систему уравнений при включенном внешнем поле:

$$m\frac{\partial \boldsymbol{v}_e}{\partial t} = -e\boldsymbol{E}_G - \frac{e}{c}[\boldsymbol{H}_0\boldsymbol{v}_e] - m\nu_{em}\boldsymbol{v}_e - T_{0e}\frac{\nabla N}{N_0} - \nabla T_e - \frac{f}{N_0},$$

$$M\frac{\partial \boldsymbol{v}_i}{\partial t} = e\boldsymbol{E}_G + \frac{e}{c}[\boldsymbol{H}_0\boldsymbol{v}_i] - M\nu_{im}\boldsymbol{v}_i - T\frac{\nabla N}{N_0}, \tag{6}$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + N_0 \operatorname{div}\boldsymbol{v}_e = 0, \qquad \frac{\partial N}{\partial t} + N_0 \operatorname{div}\boldsymbol{v}_i = 0,$$

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = T_{e0}(\hat{\varkappa}'_e \nabla T_e) + \frac{2}{3} Q' - \delta \nu_e \Delta T_e .$$

Здесь M — масса ионов, E_G — внутреннее поле, возникающее вследствие разделения зарядов, v_e и v_i — скорости электронов и ионов, $\hat{\varkappa}'_e = \hat{\varkappa}_e/N_0 T_{e0}$, $\hat{\varkappa}_e$ — коэффициент теплопроводности электронов, ν_{em} и ν_{im} — частоты соударений электронов и ионов с молекулами, δ — доля энергии, теряемой электроном при соударении, Q' — поглощение энергии (джоулево тепло),

$$Q' = \frac{\hat{\sigma}'_{ik}}{2} E_i E_k^* ,$$

где $\hat{\sigma}'_{ik} = \hat{\sigma}_{ik}/N_0$, σ_{ik} — электронная проводимость на частоте ω.

Подставив значения σ_{ik}, при условии (1) получим следующее выражение для Q':

$$Q' = \frac{e^2 \nu_e}{2m\omega^2} p_Q^2 E_y^2 = \frac{e^2 \nu_e}{2m\omega^2} \frac{p_Q^2}{a_x^2} E_x^2 ,$$

$$p_Q^2 = \frac{1}{(1-u)^2} \left[(1+u)(1+a_x^2+a_z^2) + u(u-3)\sin^2\alpha\,(a_x - \right.$$

$$\left. - a_z \operatorname{ctg}\alpha)^2 - 4\sqrt{u}\cos\alpha\,(a_x + a_z \operatorname{tg}\alpha)\right] .$$

Плазма считалась квазинейтральной: $N_e = N_i = N$; это справедливо в области, где длина волны значительно больше радиуса Дебая. Предположим также, что влияние электронно-ионных соударений в уравнениях движения не очень существенно (для случая $\alpha = 0$ ν_{ei} не влияет на изменения N). Мы учитываем также, что при малых возмущениях электронной концентрации показатель преломления плазмы практически не изменяется под действием мощной волны.

Прежде чем перейти к анализу уравнений (6), кратко остановимся на вопросе о применимости квазигидродинамического приближения. Как известно (см., например, [7]), одним из критериев применимости этого приближения является выполнение условия $l_e/L \ll 1$, где l_e — длина свободного пробега для электронов, а L — характерный размер, которым в нашем случае является размер неоднородности $\lambda/2$ (λ — длина волны возмущающего поля; согласно [2] $\lambda \sim 50 \div 100$ *м*). В ионосфере, начиная с высот, больших или порядка 120 *км*, длина свободного пробега становится сравнимой с длиной волны λ. В этой связи представляет интерес сопоставление результатов работ [3] и [4], в которых рассматривалась эта задача без учета магнитного поля квазигидродинамическим и кинетическим методами. Оказалось, что в области высот, где $l_e \sim \lambda$, значения относительной электронной концентрации в неоднородностях, полученные разными методами, совпадают, если пренебречь малыми кинетическими добавками. Поэтому нас представлялось полезным при учете геомагнитного поля воспользоваться более простым квазигидродинамическим подходом.

В последнее уравнение системы (6) входит только одна неизвестная величина T_e. Решение уравнения теплопроводности при условии, что в начальный момент (момент включения поля) $T_e = 0$, выглядит следующим образом:

$$T_e = \frac{1}{3} \frac{Q'}{\delta' \nu_e} \left[1 - \exp(-\delta' \nu_e t)\right] \cos 2(k_x x + k_z z),$$

$$\delta' = \delta + \frac{4k^2 T_{0e}(\varkappa'_{xx}\sin^2\alpha + \varkappa'_{zz}\cos^2\alpha)}{\nu_e}.$$

При выполнении условия (1)

$$\delta' = \delta + \left(4\frac{l_e}{\lambda}\right)^2 \left(\frac{\nu_e^2}{\omega_H^2 + \nu_e^2}\sin^2\alpha + \cos^2\alpha\right); \tag{7}$$

$$T_e = \frac{1}{2} T_{0e} \frac{\delta}{\delta'} \frac{E_{y0}^2}{E_p^2} p_Q^2 [1 - \exp(-\delta'\nu_e t)] \times \\ \times \cos 2(k_x x + k_z z), \tag{8}$$

где $E_p = \left(\frac{3m\omega^2\delta T}{e^2}\right)^{1/2}$ — плазменное поле. В отсутствие магнитного поля выражения (7) и (8) совпадают с полученными в работе [3]. Для продольного случая выражение (8) имеет вид

$$T_e = T_{e0}\frac{\delta}{\delta'}\frac{E_0^2}{E_p^2}\frac{1}{(1 \pm \sqrt{u})^2}[1 - \exp(-\delta'\nu_e t)]\cos 2kz;$$

при $\alpha = \pi/2$ для обыкновенной волны

$$T_e = \frac{1}{2} T_{e0}\frac{\delta}{\delta'}\frac{E_0^2}{E_p^2}[1 - \exp(-\delta'\nu_e t)]\cos 2kx,$$

а для необыкновенной волны

$$T_e = \frac{1}{2} T_{e0}\frac{\delta}{\delta'}\frac{E_{y0}^2}{E_p^2}\frac{(1-v)^2 + u}{(1-u-v)^2}[1 - \exp(-\delta'\nu_e t)]\cos 2kx.$$

Используя уравнения движения и непрерывности, получим следующее уравнение для N:

$$\frac{\partial^2 N}{\partial t^2} + \nu_{im}\frac{\partial N}{\partial t} - \left(D_{i\parallel}\frac{\partial^2 N}{\partial z^2} + D_{i\perp}\frac{\partial^2 N}{\partial x^2}\right)\nu_{im} = \\ = \frac{\nu_{im}^2}{M(\Omega_H^2 + \nu_{im}^2)}\left(N_0\frac{\partial^2 T_e}{\partial x^2} - \frac{\partial f_x}{\partial x}\right) + \frac{1}{M}\left(N_0\frac{\partial^2 T_e}{\partial z^2} - \frac{\partial f_z}{\partial z}\right), \tag{9}$$

где $D_{i\parallel} = \frac{T_{e0} + T}{M\nu_{im}}$, $D_{i\perp} = \frac{(T_{e0} + T)\nu_{im}}{M(\Omega_H^2 + \nu_{im}^2)}$ — коэффициенты продольной и поперечной диффузии, Ω_H — гирочастота ионов. При этом предполагалось, что внутреннее поле потенциально, $\boldsymbol{E}_G = -\nabla\varphi$, и выполняется известное условие [7]:

$$\frac{\nu_{em}^2}{\omega_H^2} + \left(1 + \frac{\Omega_H^2}{\nu_{im}^2}\right)\cos^2\alpha \gg \frac{m\nu_{em}}{M\nu_{im}}, \tag{10}$$

при котором векторы $\nabla\varphi$ и ∇N можно считать параллельными. Учитывалось также, что $m/M \ll 1$.

Заметим, что в условиях ионосферы соотношение (10) выполняется почти при всех значениях угла α, кроме очень узкой области углов вблизи $\alpha=\pi/2$ ($|\pi/2-\alpha|\leqslant 1^\circ$). Для $\alpha=\pi/2$ легко получить следующее уравнение:

$$\frac{\partial N}{\partial t}-D_{e\perp}\frac{\partial^2 N}{\partial x^2}=\frac{D_{e\perp}}{T_{e0}+T}N_0\frac{\partial^2 T_e}{\partial x^2}-\frac{D_{e\perp}}{T_{e0}+T}\frac{\partial f_x}{\partial x},$$
$$D_{e\perp}=\frac{T_{e0}+T}{M\nu_{im}+m\omega_H^2/\nu_{em}}, \tag{11}$$

в котором опущен член с $\partial^2 N/\partial t^2$*; считалось также, что $\nu_{im}\gg\frac{m}{M}\nu_{em}$.

Подставив в уравнение (9) найденную температуру из (8) и стрикционную силу (2), ищем далее решение в виде

$$N(x,z,t)=N(t)\cos 2(k_x x+k_z z),$$

в результате чего получим следующую зависимость возмущения концентрации от времени:

$$N(t)=-\frac{a}{d^2}+\exp\left(-\frac{\nu_{im}}{2}t\right)[C_1\exp(\Omega t)+C_2\exp(-\Omega t)]+$$
$$+\frac{b\exp(-\delta'\nu_e t)}{d^2+(\delta'\nu_e)^2+\delta'\nu_{im}\nu_e}. \tag{12}$$

Здесь введены обозначения:

$$a=\frac{\nu_{im}^2+\Omega_H^2\cos^2\alpha}{\nu_{im}^2+\Omega_H^2}2k^2N_0\frac{\delta T_{0e}}{M}\frac{E_{y0}^2}{E_p^2}\left(\frac{p_Q^2}{\delta'}+\frac{3}{2}p_f^2\right),$$

$$b=\frac{\nu_{im}^2+\Omega_H^2\cos^2\alpha}{\nu_{im}^2+\Omega_H^2}2k^2N_0\frac{T_{0e}}{M}\frac{\delta}{\delta'}\frac{E_{y0}^2}{E_p^2}p_Q^2, \tag{13}$$

$$d^2=4k^2\nu_{im}(D_{i\parallel}\cos^2\alpha+D_{i\perp}\sin^2\alpha)=\frac{\nu_{im}^2+\Omega_H^2\cos^2\alpha}{\nu_{im}^2+\Omega_H^2}\frac{T_{e0}+T}{M}4k^2,$$

$$\Omega^2=\frac{\nu_{im}^2}{4}-d^2,$$

$$C_1(\Omega)=\frac{a}{d^2}\frac{(\nu_{im}+2\Omega)}{4\Omega}-\frac{b}{\Omega(\nu_{im}-2\delta'\nu_e-2\Omega)},\qquad C_2=C_1(-\Omega).$$

Значения C_1 и C_2 определялись из начальных условий $N(0)=0$ и $\left.\frac{\partial N}{\partial t}\right|_{t=0}=0$. При $t\to\infty$ получим стационарное значение

$$|N_\infty|=a/d^2. \tag{14}$$

Аналогичным образом находится решение уравнения (11) для поперечного случая:

$$N(x,t)=\left\{-\frac{a_\perp}{4k^2D_{e\perp}}[1-\exp(-4k^2D_{e\perp}t)]+\right. \tag{15}$$

* Анализ полного уравнения показывает, что членом $\partial^2 N/\partial t^2$ можно пренебречь по сравнению с остальными.

$$+ \frac{b_\perp}{4k^2 D_{e\perp} - \delta' \nu_e} \left[\exp(-\delta' \nu_e t) - \exp(-4k^2 D_{e\perp} t)\right] \Big\} \cos 2kx.$$

При воздействии обыкновенной волны

$$a_\perp = \frac{T_{e0} N_0}{M \nu_{im} + m\, \omega_H^2/\nu_{em}} 2k^2 \delta \left(\frac{1}{\delta'} + \frac{3}{2}\right) \frac{E_0^2}{E_p^2},$$
$$b_\perp = \frac{T_{e0} N_0}{M \nu_{im} + m\, \omega_H^2/\nu_{em}} 2k^2 \frac{\delta}{\delta'} \frac{E_0^2}{E_p^2}. \tag{16}$$

Для необыкновенной волны ограничимся выражением для $a_\perp$:

$$a_\perp = \frac{T_{e0} N_0}{M \nu_{im} + m\, \omega_H^2/\nu_{em}} 2k^2 \delta \left\{\frac{1}{\delta'} \frac{(1-v)^2 + u}{(1-u-v)^2} + \right.$$
$$\left. + \frac{3[(1-v)^2 + u(1-2v)]}{2(1-u-v)^2}\right\} \frac{E_{y0}^2}{E_p^2}.$$

Не останавливаясь подробно на вопросе об исчезновении неоднородностей N и T_e при выключении внешнего поля, выпишем соответствующие решения для переходных процессов:

$$T_e(x, z, t) = \frac{1}{3} \frac{Q'}{\delta' \nu_e} \exp(-\delta' \nu_e t) \cos 2(k_x x + k_z z),$$

$$N(x, z, t) = \left\{\frac{b \exp(-\delta' \nu_e t)}{d^2 + (\delta' \nu_e)^2 - \delta' \nu_{im} \nu_e} + [C_1 \exp(\Omega t) + C_2 \exp(-\Omega t)] \times \right. \tag{17}$$
$$\left. \times \exp\left(-\frac{\nu_{im}}{2} t\right)\right\} \cos 2(k_x x + k_z z),$$

и при $\alpha = \pi/2$

$$N(t) = \left\{-\frac{a_\perp}{k^2 D_{e\perp}} \exp(-k^2 D_{e\perp} zt) + \frac{b_\perp}{k^2 D_{e\perp} - \delta' \nu_e} [\exp(-\delta' \nu_e t) - \right.$$
$$\left. - \exp(-k^2 D_{e\perp} t)]\right\} \cos 2kx. \tag{18}$$

Стационарное значение максимальной относительной концентрации определяется из (14) следующим образом (по модулю):

$$\frac{N_\infty}{N_0} = \frac{a}{d^2 N_0} = \frac{1}{2} \frac{T_{e0}}{T_{e0} + T} \delta \left(\frac{p_Q^2}{\delta'} + \frac{3}{2} p_f^2\right) \frac{E_{y0}^2}{E_p^2}. \tag{19}$$

При $\alpha = 0$

$$\frac{N_\infty}{N_0} = \frac{T_{e0}}{T_{e0} + T} \frac{\delta}{1 \pm \sqrt{u}} \left(\frac{1}{\delta'(1 \pm \sqrt{u})} + \frac{3}{2}\right) \frac{E_0^2}{E_p^2}. \tag{20}$$

Оценки показывают, что в диапазоне углов, в котором справедливо уравнение (9), $\delta' = (4\pi\, l_e \cos\alpha/\lambda)^2$. При больших значениях параметра

$$\frac{1}{\delta'} = \left(\frac{\lambda}{4\pi l_e \cos\alpha}\right)^2$$

величина N_∞/N_0 определяется локальным нагревом и равна

$$\frac{N_\infty}{N_0} = \frac{1}{2}\,\frac{T_{e0}}{T_{e0}+T}\,\frac{\delta}{\delta'}\,\frac{E_{y0}^2}{E_p^2}\,p_Q^2. \tag{21}$$

Последнее выражение справедливо в E-области ионосферы: так, например, при рабочей частоте 6 *МГц* и $\alpha = 0$ «нагревные» эффекты преобладают до высоты $h_0 \sim 125$ *км*; при $\alpha > 0$ уровень h_0 возрастает с ростом угла α (например, для $\alpha = \pi/3$ $h_0 \sim 135$ *км*). Выше уровня h_0 более существенны эффекты, вызванные стрикционным расслоением, и

$$\frac{N_\infty}{N_0} = \frac{3}{4}\,\frac{T_{e0}}{T_{e0}+T}\,\frac{E_{y0}^2}{E_p^2}\,\delta\, p_f^2. \tag{22}$$

Характер переходных процессов, как это видно из (12), (13), зависит от соотношения параметров ν_{im} и d. При $\nu_{im} < 2d$ решение уравнения (9) описывает колебательный процесс при возрастании N от 0 до N_∞ с частотой

$$\Omega = \sqrt{4k^2\nu_{im}(D_{i\parallel}\cos^2\alpha + D_{i\perp}\sin^2\alpha) - \nu_{im}^2/4}\,.$$

При $\nu_{im} \geqslant 2d$ имеет место, напротив, апериодический процесс нарастания. Критическая высота, на которой $\nu_{im} = 2d$, зависит, кроме ионосферных параметров, от направления распространения волны: например, при $\alpha = 0$ $h_{\text{кр}} \sim 130$ *км*, при $\alpha = \pi/3$ $h_{\text{кр}} \sim 136$ *км*, при $\alpha = 85°$ $h_{\text{кр}} \sim 160$ *км**.

Таким образом, на высотах $h > h_{\text{кр}}$ и $\nu_{im} > 2d$ возрастание электронной концентрации в максимуме неоднородности происходит следующим образом:

$$\begin{aligned} N(t) = &-N_\infty\left[1 - \left(\cos\Omega t + \frac{\nu_{im}}{2\Omega}\sin\Omega t\right)\exp\left(-\frac{\nu_{im}}{2}t\right)\right] + \\ &+ \frac{b}{(\delta')^2\nu_e}\left[\exp(-\delta'\nu_e t) - \left(\cos\Omega t - \frac{\delta'\nu_e}{\Omega}\sin\Omega t\right)\exp\left(-\frac{\nu_{im}}{2}t\right)\right]. \end{aligned} \tag{23}$$

Второе слагаемое в выражении (23) существенно меньше первого, поэтому им можно пренебречь. При $\alpha = 0$ и $H_0 = 0$ мы получим выражение для $N(t)$, соответствующее работе [3], где в уравнение для N подставлялось стационарное значение T_e. В F-слое ионосферы справедливо соотношение $d^2 \gg \nu_{im}$ и

$$\Omega = 2kC_s\cos\alpha, \tag{24}$$

где $C_s = \left(\frac{T_{e0}+T}{M}\right)^{1/2}$ — скорость ионного звука для продольного распространения. В этом случае учет магнитного поля довольно прост и сводится, как видно из (24), к поправке частоты колебаний на фактор

* В данной работе использовались ионосферные параметры, приведенные в монографии [6], величина $k \sim 10^{-3}$ бралась в соответствии с [2]

$\cos\alpha$. Время затухания также должно уменьшаться при возрастании угла α между вектором $\boldsymbol{k}$ и геомагнитным полем $\boldsymbol{H}_0$*.

В E-слое, где справедливо обратное соотношение $\nu_{im}^2 \gg d^2$ (100—120 *км*), можно получить

$$N(t) = -N_\infty\left[1 - \exp\left(-\frac{d^2}{\nu_{im}}t\right)\right], \qquad (25)$$

если пренебречь малыми членами. Характерное время установления здесь равно

$$\tau = \frac{1}{4k^2 D_{i\parallel}} \frac{\nu_{im}^2 + \Omega_H^2}{\nu_{im}^2 + \Omega_H^2 \cos^2\alpha}. \qquad (26)$$

Пока $\nu_{im} \gtrsim \Omega_H$, влияние $\boldsymbol{H}_0$ на величину τ невелико; при уменьшении ν_{im} ($h \gtrsim 110$ *км*) величина τ должна возрастать с ростом угла α.

Рассмотрим случай образования неоднородностей поперек магнитного поля. Из (7) следует, что при $\alpha = \pi/2$ $\delta' = \delta$, поскольку $\nu_{em}^2 \ll \omega_H^2$. Величина $N_\infty = a_\perp/k^2 D_{e\perp}$ (см. (15)). Подставив соответствующие значения $a_\perp$ и $D_{e\perp}$, получим значения максимальной относительной концентрации в неоднородностях, возникающих при воздействии обыкновенной волны,

$$\frac{N_\infty}{N_0} = \frac{1}{2}\frac{T_{e0}}{T_{e0}+T}\left(1 + \frac{3}{2}\delta\right)\frac{E_0^2}{E_p^2} \qquad (27)$$

и необыкновенной волны,

$$\frac{N_\infty}{N_0} = \frac{1}{2}\frac{T_{e0}}{T_{e0}+T}\left[\frac{(1-v)^2+u}{(1-v-u)^2} + \right.$$
$$\left. + \frac{3}{2}\frac{[(1-v)^2-(1-2v)u]}{(1-u-v)^2}\delta\right]\frac{E_{y0}^2}{E_p^2}. \qquad (28)$$

В силу малости δ ($\delta \lesssim 10^{-3}$) доминируют тепловые эффекты, причем величина N_∞/N_0 превышает соответствующие величины для продольного случая в E-слое**. Времена установления $\tau_\perp \sim 1/4k^2 D_{e\perp}$ должны быть бо́льшими, чем в предыдущем случае, и достигать нескольких минут.

Из выражений (20) и (28) видно, что в случае воздействия необыкновенной волны при некоторых рабочих частотах должны наблюдаться резонансные возрастания относительной концентрации. Так, при $\alpha = 0$ возрастание имеет место при приближении ω к ω_H, а при $\alpha = \pi/2$ — при приближении к верхней гибридной частоте $\sqrt{\omega_0^2 + \omega_H^2}$. Следует отметить, однако, что проведенные расчеты не позволяют рассматривать область резонансов вследствие принятого условия (1). В самой же резонансной области, помимо диссипативных процессов, необходимо учитывать нелинейные явления, связанные с пространственной дисперсией и взаимодействием разных типов волн. Поэтому здесь мы лишь

* Известно [2], что скорость затухания ионного звука в F-области определяется в первую очередь не ионно-молекулярными соударениями, как это следует из (17), а затуханием Ландау, которое нельзя получить из квазигидродинамического рассмотрения. Поэтому при анализе ионно-звуковых волн, возбужденных в F-области ионосферы, требуется кинетический расчет, позволяющий уточнить как величину частоты, так и времена релаксации с учетом соударений и бесстолкновительного затухания.

** На этот факт было указано также в работе [8] укажем на тот факт, что приближение рабочей частоты к резонансным частотам $\omega_{рез}$, до тех пор пока $|\omega^2 - \omega^2_{рез}| \gg \nu_e$, должно приводить к росту электронной плотности в неоднородностях.

Резюмируя вышеизложенное, можно сказать, что учет магнитного поля при анализе вопроса об образовании периодических неоднородностей в ионосферной плазме под действием внешнего поля стоячей волны дает основания для следующих выводов.

1. Величины относительной электронной концентрации N_∞/N_0 в неоднородностях существенно отличаются при воздействии внешних полей с разной поляризацией. При воздействии необыкновенной волны внешнего поля приближение рабочей частоты к резонансным частотам плазмы приводит к возрастанию N_∞/N_0.

2. Времена установления N в неоднородностях при включении и выключении внешнего поля зависят от угла α между вектором $\boldsymbol{k}$ возмущающей волны и геомагнитным полем. В F-области ионосферы, где преобладают стрикционные явления, эти времена определяются быстрозатухающим ионным звуком, частота и скорость затухания которого уменьшаются с ростом угла α.

3. Высота $h_{кр}$, на которой меняется характер переходных процессов, и h_0, где сравниваются стрикционные и нагревные эффекты, возрастает с ростом угла α.

В заключение автор благодарит В. В. Беликовича, Е. А. Бенедиктова, Б. Н. Гершмана и Г. И. Тёрину за полезные замечания при обсуждении работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Беликович, Е А. Бенедиктов, Г. Г. Гетманцев, Ю. А. Игнатьев, Г. П. Комраков, Письма в ЖЭТФ, 22, вып. 10, 497 (1975).
2. В. В. Беликович, Е. А. Бенедиктов, М. А. Иткина, Н. А. Митяков, Г. И Тёрина, А. В. Толмачева, П. Б. Шавин, Изв. вузов — Радиофизика, 20, № 12, 1821 (1977).
3. В. В. Беликович, Е А. Бенедиктов, Г. И. Тёрина, Изв. вузов — Радиофизика, 21, № 10, 1418 (1978).
4. И. И. Варшавский, Геомагнетизм и аэрономия, 18, № 6, 1022 (1978).
5. А. В. Гуревич, Л. П. Питаевский, ЖЭТФ, 45, вып. 4 (16), 1241 (1963).
6. А. В. Гуревич, Л Б. Шварцбург, Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере, изд. Наука, М, 1973
7. Б. Н. Гершман, Динамика ионосферной плазмы, изд Наука, М., 1974.
8. Н. А. Митяков, Тезисы докладов на XII Всесоюзной конференции по распространению радиоволн, ч. I, изд Наука, М., 1978, с. 109.

Горьковский государственный университет

Поступила в редакцию 20 марта 1979 г.

FORMATION OF ARTIFICIAL PERIODIC IRREGULARITIES IN MAGNETOACTIVE IONOSPHERE PLASMA

A. V. Tolmacheva

A problem is considered on formation of periodic irregularities under the action of a stable electromagnetic wave field in the ionosphere plasma in the presence of a geomagnetic field H_0. The effect of striction forces and the local heating of electrons are taken into account. The presence of electron hyroresonance is noted. Expressions are given for the velocity increase and the relative value of the electron concentration in inhomogeneities for the ionosphere E- and F-layers at the arbitrary angle between the direction of H_0 and the wave vector of the disturbing wave