

УДК 533.951 : 621 371.25

О ВЫНУЖДЕННОМ ТЕМПЕРАТУРНОМ РАССЕЙАНИИ В ПЛАЗМЕ

А. Г. Литвак, В. А. Миронов

Рассмотрено вынужденное рассеяние электромагнитных волн в замагниченной плазме, связанное с омическим нагревом электронного газа. Определены инкременты неустойчивостей и пороговые значения поля волны накачки. Рассмотрена нелинейная стадия этого процесса в двухмодовом приближении, когда во взаимодействии участвуют две волны — накачка и рассеянная, обладающая максимальным инкрементом. Показано, что в нелинейном режиме возможна значительная перекачка энергии падающей волны во встречную. Оценена эффективность вынужденного температурного рассеяния в экспериментах по распространению мощных радиоволн в ионосфере.

Исследование вынужденного температурного рассеяния (ВТР) электромагнитных волн в изотропной плазме показывает [1], что процессы, связанные с омическим нагревом плазмы, превалируют над обычным бесстолкновительным ВР, если выполнено условие

$$|x|l < 1,$$

где $x = k_1 - k_2$ — волновое число биений, k_1, k_2 — волновые числа взаимодействующих волн (накачки и рассеянной), l — длина свободного пробега электронов. Присутствие даже слабого магнитного поля с $\omega_H \gg \nu$ ($\omega_H = eH_0/mc$ — гирочастота электронов, H_0 — напряженность магнитного поля, ν — частота соударений электронов) существенно влияет на перенос тепла и, следовательно, приводит к расширению области параметров плазмы, в которой являются определяющими процессы ВТР. Для возмущений, ориентированных поперек магнитного поля, тепловые эффекты доминируют, если $x\rho_H < 1$, $\rho_H = \nu_\phi/\omega_H$ — гирорадиус электронов [5, 6].

Наиболее важным примером замагниченной плазмы, в которой могут реализоваться процессы ВТР, является земная ионосфера, так как мощные радиоволны используются и для непосредственного зондирования на ионосферу [2, 3], и для активной диагностики ионосферной плазмы методом некогерентного рассеяния [9]. В данной работе, являющейся продолжением [1], исследованы характеристики (пороговые поля и инкременты) неустойчивости ВТР в магнитоактивной плазме и проанализирована нелинейная стадия этих неустойчивостей в двухмодовом приближении. Полученные результаты позволяют оценить эффективность ВТР в экспериментах по распространению мощных радиоволн в ионосфере.

1. ВЫНУЖДЕННОЕ ТЕМПЕРАТУРНОЕ РАССЕЙАНИЕ В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ

Рассмотрим рассеяние поперечной электромагнитной волны в поперечную в однородной прозрачной ($\omega > \omega_p$) плазме, находящейся в сла-

бом магнитном поле ($\omega \gg \omega_H \gg \nu$). Исходная система уравнений в этом случае имеет вид

$$\Delta E - 2i \frac{\omega}{c^2} \frac{\partial E}{\partial t} + k_0^2 \left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left(1 + n + i \frac{\nu}{\omega} \right) \right] E = 0; \quad (1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_{\perp} \Delta_{\perp} (n + \theta) + D_{\parallel} \Delta_{\parallel} (n + \theta); \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -\delta \nu \theta + \frac{\sigma}{N_0 T_0} |E|^2 + \frac{\nu_T^2 \nu}{\omega_H^2} \Delta_{\perp} \theta + \frac{\nu_T^2}{\nu} \Delta_{\parallel} \theta, \quad (3)$$

где $E(\mathbf{r}, t)$ — медленно (в масштабе $2\pi/\omega$) меняющаяся амплитуда электрического поля, N_0, T_0, n, θ — соответственно невозмущенные значения концентрации и температуры электронов и их относительные возмущения, $\sigma = \omega_p^2 \nu / 8\pi\omega^2$ — проводимость плазмы, δ — относительная доля энергии, передаваемая электроном тяжелой частице при одном соударении, $k_0 = \omega/c$, $D_{\parallel} = m\nu_T^2/M\nu_{im}$ — коэффициент диффузии вдоль магнитного поля, D_{\perp} — коэффициент диффузии поперек магнитного поля, определяемый следующим соотношением [4]:

$$D_{\perp} = \begin{cases} \frac{\nu_T^2 \nu_{im}}{\nu_{im}^2 + \Omega_H^2} & \text{при } L_{\parallel} \ll L_{\perp} \left[\frac{M}{m} \frac{\nu_{im}}{\nu_{em}} \left(1 + \frac{\Omega_H^2}{\nu_{im}^2} \right) \right]^{1/2}; \end{cases} \quad (4)$$

$$\begin{cases} \frac{\nu_T^2}{\omega_H^2} \nu & \text{при } L_{\parallel} \gg L_{\perp} \left[\frac{M}{m} \frac{\nu_{im}}{\nu_{em}} \left(1 + \frac{\Omega_H^2}{\nu_{im}^2} \right) \right]^{1/2}, \end{cases} \quad (5)$$

L_{\parallel}, L_{\perp} — соответственно характерные масштабы неоднородности концентрации вдоль и поперек постоянного магнитного поля, Ω_H — гирочастота ионов.

Линеаризуя систему уравнений (1), (2), (3) в пренебрежении затуханием волны накачки, приходим к дисперсионному уравнению

$$\begin{aligned} & x_{\parallel}^2 + x_{\perp}^2 + 2x_{\parallel} k_{\parallel} \cos \psi + 2x_{\perp} k_{\perp} \sin \psi - 2(\omega/c^2)(\Omega - i\gamma) = \\ & = -\frac{\omega_p^4 \nu}{c^2 \omega^2} E_0^2 \cos^2 \chi (D_{\parallel} x_{\parallel}^2 + D_{\perp} x_{\perp}^2) \left[8\pi N_0 T_0 \left(i\Omega + \delta\nu + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{\nu_T^2}{\nu} x_{\parallel}^2 + \rho_H^2 x_{\perp}^2 \nu \right) (i\Omega + D_{\parallel} x_{\parallel}^2 + D_{\perp} x_{\perp}^2) \right]^{-1}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь $\mathbf{x} = \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$, x_{\parallel}, x_{\perp} — соответственно разность волновых векторов рассеянной волны и накачки и ее проекции на магнитное поле, $\psi = (\hat{\mathbf{k}}_1 \hat{H}_0)$, $\chi_0 = (\hat{E}_1 \hat{E}_0)$.

В рассматриваемых условиях ($\omega_H \gg \nu$) присутствие постоянного магнитного поля H_0 приводит к специфическим особенностям — под действием волны биений возбуждаются неоднородности параметров плазмы, сильно вытянутые вдоль H_0 (см. также [5, 6]), и, следовательно, индикатриса рассеяния является более узкой, чем в изотропном случае. При не слишком малых значениях угла ψ своего максимального значения инкремент достигает для рассеянной волны с $k_{2\parallel} = k_{1\parallel}$ ($x_{\parallel} \approx 0$), $k_{2\perp} \approx -k_{1\perp}$ ($x_{\perp} \approx -2k_0 \sqrt{\epsilon} \sin \psi$). В случае, когда $x_{\parallel} \ll x_{\perp} \nu/\omega_H$, из (6) имеем

$$2x_{\parallel} k_0 \sqrt{\varepsilon} \cos \psi - 2k_0 \sqrt{\varepsilon} \sin \psi x_{\perp} - \frac{2\omega(\Omega - i\gamma_t)}{c^2} =$$

$$= - \frac{\omega_p^4 \nu}{c^2 \omega^2} E_0^2 \cos^2 \chi (D_{\perp} x_{\perp}^2) [8\pi N_0 T_0 (i\Omega + D_{\perp} x_{\perp}^2) (i\Omega + \delta\nu + \rho_H^2 x_{\perp}^2 \nu)]^{-1},$$
(7)

где $x_{\parallel} \ll x_{\perp}$.

Рассмотрим сначала временную неустойчивость в безграничной плазме. Полагая в (7) $x_{\parallel} = x_{\perp} = 0$, приходим к уравнению

$$(\Omega - i\gamma_t)(\Omega - iD_{\perp} x_{\perp}^2) [\Omega - i(\delta + x_{\perp}^2 \rho_H^2) \nu] =$$

$$= - \frac{\omega_p^2}{2\omega^3} \frac{\nu D_{\perp} x_{\perp}^2 E_0^2 \cos^2 \chi}{8\pi N_0 T_0}.$$
(8)

Отсюда, в случае «плотной» плазмы $\omega_p/\omega \gg x_{\perp} \rho_H$ получаем следующие значения для инкрементов и пороговых полей неустойчивостей:

$$\Gamma = x_{\perp}^2 D_{\perp} \left(\frac{E_0^4}{E_{\text{пор}}^4} - 1 \right),$$
(9)

где

$$\frac{E_{\text{пор}}^2}{8\pi N_0 T_0} = 2\omega^3 \gamma_t \sqrt{\nu} \frac{(\delta + x_{\perp}^2 \rho_H^2)^{3/2}}{\omega_p^4 (D_{\perp} x_{\perp}^2)^{1/2} \cos^2 \chi},$$
(10)

если D_{\perp} определено выражением (4);

$$\Gamma = x_{\perp}^2 D_{\perp} \left(\frac{E_0}{E_{\text{пор}}} - 1 \right),$$
(11)

где

$$\frac{E_{\text{пор}}^2}{8\pi N_0 T_0} = 2\sqrt{2} \frac{\omega^3 D_{\perp} x_{\perp}^2}{\omega_p^4 \nu},$$
(12)

если D_{\perp} определено выражением (5). В обратном предельном случае ($\omega_p/\omega \ll x_{\perp} \rho_H$) соответственно находим

$$\Gamma = x_{\perp}^2 D_{\perp} \left(\frac{E_0^4}{E_{\text{пор}}^4} - 1 \right),$$
(13)

где

$$\frac{E_{\text{пор}}^2}{8\pi N_0 T_0} = \frac{2\omega^3 (\delta + x_{\perp}^2 \rho_H^2) \gamma_t^{3/2}}{\omega_p^4 (D_{\perp}^{1/2} x_{\perp}) \cos^2 \chi};$$
(14)

$$\Gamma = \gamma_t \left(\frac{E_0^4}{E_{\text{пор}}^4} - 1 \right),$$
(15)

где

$$\frac{E_{\text{пор}}^2}{8\pi N_0 T_0} = \frac{\sqrt{\gamma_t} 2\omega^3 D_{\perp} x_{\perp}^2}{\sqrt{2} \omega_p^4 \nu \cos^2 \chi}.$$
(16)

Совершенно аналогично из (6) можно определить стационарный пространственный инкремент ВТР, реализующийся при распространении излучения в ограниченной плазме. Своего максимального значения инкремент достигает при $\Omega \approx D_{\perp} x_{\perp}^2$ и равен

$$\left(K \frac{k_2}{|k_2|} \right) = \frac{\omega \gamma_t}{2k_0 c^2} \left(\frac{E_0^2}{E_{\text{пор}}^2} - 1 \right), \quad (17)$$

где

$$\frac{E_{\text{пор}}^2}{8\pi N_0 T_0} = \frac{2\omega^3 \gamma_t (\delta + \alpha_{\perp}^2 \rho_H^2)}{\omega_p^4 \cos^2 \chi}. \quad (18)$$

2. НЕЛИНЕЙНАЯ СТАДИЯ ПРОЦЕССОВ ВТР

Для понимания нелинейной картины рассеяния плоской монохроматической волны рассмотрим наиболее простой двухмодовый режим, при котором во взаимодействии участвуют две квазисинусоидальные волны — одна из них является исходной сильной волной, а другая соответствует, например, волне с максимальным инкрементом. Поскольку выражения для инкрементов (9), (13), (17) совпадают с аналогичными соотношениями в изотропном случае, если сделать замену $\rho_H \rightarrow l$, $\alpha_{\perp} \rightarrow \alpha$, нелинейную стадию будем исследовать на примере обратного рассеяния электромагнитной волны в изотропной плазме. При этом взаимодействие описывается следующей системой уравнений:

$$2ik \frac{\partial E_1}{\partial z} - 2i\omega \frac{\partial E_1}{\partial t} - \frac{\omega_p^2}{c^2} n E_2 - i \frac{\omega_p^3}{c^2} \frac{\nu}{\omega} E_1 = 0; \quad (19)$$

$$2ik \frac{\partial E_2}{\partial z} + 2i\omega \frac{\partial E_2}{\partial t} + \frac{\omega_p^2}{c^2} n^* E_1 + i \frac{\omega_p^3}{c^2} \frac{\nu}{\omega} E_2 = 0; \quad (20)$$

$$\frac{\partial^2 n}{\partial t^2} + \gamma_s \frac{\partial n}{\partial t} = -\alpha^2 v_s^2 (n + \theta); \quad (21)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\sigma}{N_0 T_0} E_1 E_2^* - \nu \alpha^2 l^2 \theta, \quad (22)$$

где $\alpha = 2k$, $k = k_0(1 - \omega_p^2/\omega^2)^{1/2}$.

1. Рассмотрим сначала процессы в безграничной среде. Линейный анализ показывает, что имеется три характерных времени релаксации в системе: время затухания поля $\tau_E = 2\omega^2/\omega_p^2 \nu$, время диффузионной релаксации возмущений концентрации $\tau_N = (\alpha^2 v_s^2/\gamma_s)^{-1}$ и время релаксации температуры $\tau_T = (\nu \alpha^2 l^2)^{-1}$. В не слишком редкой плазме ($\omega_p/\omega \gg (m/M)^{1/4}$) между ними существуют следующие соотношения:

$$\tau_N \gg \tau_E, \quad \tau_E \leq \tau_T. \quad (23)$$

Отсюда следует, что нелинейная стадия неустойчивости с инкрементом порядка τ_N^{-1} протекает при непрерывном уменьшении амплитуды интенсивной волны как непосредственно в результате омического поглощения, так и в процессе предварительной трансформации ее во встречную волну на неоднородностях плотности. Возмущение концентрации при этом сначала растет в соответствии с линейными формулами [1], достигает максимума, затем релаксирует.

В разреженной плазме ($\omega_p/\omega < (m/M)^{1/4}$), а также при более мягком условии $\omega_p/\omega < \alpha l$ в полях, приводящих к неустойчивости с инкрементом $\tau_T^{-1} \gg \gamma \gg \tau_E^{-1}$, для описания нелинейной стадии из (4)–(7) имеем следующую систему уравнений:

$$i \frac{\partial l_1}{\partial t} + n l_2 = 0; \quad (24)$$

$$i \frac{\partial l_2^*}{\partial t} - n l_1^* = 0; \quad (25)$$

$$\tau \frac{\partial n}{\partial t} = -n - l_1 l_2^*, \quad (26)$$

где $t = \omega_p^2 t / 2\omega$, $l_{1,2} = E_{1,2} / (\sigma / N_0 T_0 \nu \kappa^2 l^2)^{1/2}$, $\tau = \omega_p^2 \tau_N / 2\omega$.

Аналитическое решение системы (24)–(26) можно получить в пределе $\tau \rightarrow 0$ ($\tau \ll 1$), используя вместо материального уравнения (26) эквивалентное соотношение

$$n = -l_1 l_2^* + \tau \frac{\partial}{\partial t} l_1 l_2^*. \quad (27)$$

Далее, умножая (24) на l_2^* , а (25) на l_1 и складывая их с учетом (27), находим уравнение для определения $u = l_1 l_2^*$:

$$i \frac{\partial u}{\partial t} - u (|l_2|^2 - |l_1|^2) + \tau (|l_2|^2 - |l_1|^2) \frac{\partial u}{\partial t} = 0. \quad (28)$$

Наличие интеграла уравнений (24), (25),

$$|l_1|^2 + |l_2|^2 = J = \text{const}, \quad (29)$$

позволяет отыскивать решение (28) в виде

$$u = [|l_2|^2 (J - 2|l_2|^2)]^{1/2} e^{i\psi}. \quad (30)$$

Таким образом, для амплитуды поля рассеянной волны получаем уравнение

$$\frac{\partial |l_2|^2}{\partial t} = 2\tau |l_2|^2 (J - |l_2|^2) (J - 2|l_2|^2). \quad (31)$$

При этом для разности фаз падающей и рассеянной волн имеем

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = \frac{2}{J - 2|l_2|^2}. \quad (32)$$

Из (31) видно, что в рассматриваемом случае ($\tau \ll 1$) амплитуда рассеянной волны плавно возрастает и через время порядка $(\tau J^2)^{-1}$ достигает стационарного значения $|l_2|^2 = J/2$. Амплитуда волны накачки при этом плавно уменьшается к тому же самому значению. Численное исследование решений уравнений (24)–(26) показывает, что и в общем случае ($\tau \gtrsim 1$) в среднем (по периоду колебаний на нелинейной стадии) справедливы аналогичные выводы (рис. 1; $\tau = 3$).

В достаточно интенсивном поле волны накачки, когда инкремент неустойчивости существенно превосходит τ_T^{-1} и τ_E^{-1} , нелинейный режим ВТР при $t \ll \tau_T$ описывается точно такой же системой уравнений, что и модифицированные распадные неустойчивости на ионах [7, 8] с инкрементом $\gamma \gg \omega_i$:

$$i \frac{\partial l_1}{\partial t} + n l_2 = 0; \quad (33)$$

$$i \frac{\partial l_2}{\partial \xi} + n^* l_1 = 0; \tag{34}$$

$$\frac{\partial^2 n}{\partial \xi^2} = -l_1 l_2^*, \tag{35}$$

где $\xi = t \omega_p^2 / 2\omega$, $l_{1,2} = E_{1,2} / (\sigma \omega_p^2 / N_0 T_0 \kappa^2 l^2 \tau_N 2\omega)^{1/2}$. Численное исследование этой системы уравнений с помощью ЭВМ показывает [7, 8], что сначала происходит почти полная перекачка исходной волны в рассеянную, затем обратная передача энергии. Процесс носит почти периодический характер с периодом порядка нескольких обратных инкрементов. При этом, как нетрудно видеть из (35), амплитуда возмущения концентрации $|n|$ растет пропорционально t^2 . Далее, по мере однородного в про-

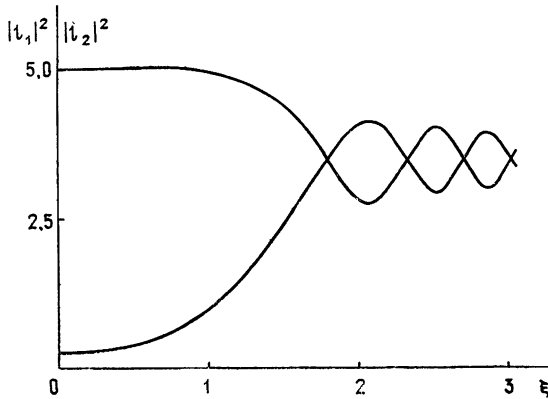


Рис. 1.

странстве омического нагрева электронного газа происходит повышение напряженности порогового поля и, следовательно, становится возможным стабилизация неустойчивости. Если характерный поперечный размер волнового пучка удовлетворяет неравенству $L_E \gg l / \sqrt{\delta}$, стационарное значение температуры составляет $T_0 (1 + E_0^2 / E_p^2)$. Таким образом, для неустойчивости с инкрементом (7) в [1] условия стабилизации имеют вид $\delta < \omega_p \Omega_s / \omega_l$. В этих условиях релаксация возмущенной концентрации при $t > \tau_T$ будет сопровождаться уменьшением амплитуды рассеянной волны и через время $\sim \tau_T$ напряженность падающей волны достигнет своего первоначального значения. В отличие от бесстолкновительного случая этот процесс далее не повторяется.

2. В пространственно-ограниченном случае исследование в линейном приближении показывает, что стационарная пространственная неустойчивость встречной волны со сдвигом частоты $\Omega^* = \kappa^2 v_s^2 / \gamma_s$ характеризуется минимальным пороговым полем. Рассмотрим нелинейный режим в области с характерным размером, много меньшим длины столкновительного затухания волны. Отыскивая решение уравнений (19) — (22) в предположении, что рассеянная волна имеет сдвиг частоты $\Omega \ll \nu \kappa^2 l^2$, можно найти уравнения для описания стационарного пространственного распределения полей:

$$i \frac{\partial l_1}{\partial \tau} + |l_2|^2 l_1 e^{i\varphi} = 0; \tag{36}$$

$$i \frac{\partial l_2}{\partial \zeta} - |l_1|^2 l_2 e^{-i\varphi} = 0, \quad (37)$$

где $l_{1,2} = E_{1,2}/(\sigma/N_0 T_0 \nu \kappa^2 l^2)^{1/2}$, $\zeta = \omega_p^2 z/kc^2$, $\varphi = \arctg(\Omega \gamma_s / \kappa^2 v_s^2)$. Далее, используя интеграл системы (36), (37)

$$|l_1|^2 - |l_2|^2 = C = \text{const}, \quad (38)$$

приходим к следующему уравнению:

$$\frac{d|l_2|}{d\zeta} + |l_2|(C + |l_2|^2) \sin \varphi = 0. \quad (39)$$

При этом распределение температуры и концентрации определяются выражениями

$$\theta = l_1 l_2^*, \quad n = \frac{-\kappa^2 v_s^2 \theta}{\gamma_s \left(i \Omega + \frac{\kappa^2 v_s^2}{\gamma_s} \right)}, \quad (40)$$

а для фаз падающей и рассеянной волн имеем

$$\frac{d\varphi_1}{d\zeta} = |l_2|^2, \quad \varphi_1 - \varphi_2 = C\zeta + \text{const}. \quad (41)$$

Таким образом, рассеяние возможно при $\varphi > 0$, когда частота встречной волны меньше частоты накачки.

Интегрируя (39) и удовлетворяя краевым условиям

$$\begin{aligned} |l_2|^2 &= e_k^2 & \text{при} & \quad \zeta = \zeta_0, \\ |l_1|^2 &= e_n^2 & \text{при} & \quad \zeta = 0, \end{aligned} \quad (42)$$

получаем следующее явное выражение для распределения поля:

$$|l_2|^2 = \frac{l_k^2 C e^{-2C \sin \varphi (\zeta - \zeta_0)}}{l_k^2 + C - l_k^2 e^{-2C \sin \varphi (\zeta - \zeta_0)}}, \quad (43)$$

в котором величина l_n^2 определяется уравнением

$$l_n^2 = \frac{C(l_k^2 + C)}{l_k^2 + C - l_k^2 e^{2C \sin \varphi \zeta_0}}. \quad (44)$$

Отсюда следует, что в слоях достаточно протяженных ($\zeta_0 \gg 1$), но малых по сравнению с характерной длиной затухания волны, обусловленной омическим поглощением ее ($\zeta_0 < \sqrt{\varepsilon_0} \omega/\nu$), возможна почти полная перекачка падающего излучения в рассеянное. Таким образом, индуцированные процессы, связанные с омическим нагревом плазмы, могут приводить к существенному рассеянию сильных электромагнитных волн.

Оценим возможную роль эффектов ВТР для типичных параметров установок по модификации ионосферы [2, 3] и активной диагностике плазмы в ультракоротковолновом (УКВ) диапазоне [9]. Из условия синхронизма взаимодействующих волн следует, что прием рассеянного излучения на поверхности Земли возможен при зондировании ионосферы под углами к направлению магнитного поля, большими 45° . При

этом, очевидно, область взаимодействия накачки и рассеянной волны определяется минимальным значением из характерного размера волнового пучка и шкалы неоднородности регулярной ионосферы. В такой ситуации недостаточно, чтобы амплитуда накачки превысила пороговое значение (18), а необходимо, чтобы рассеянная волна при прохождении области взаимодействия претерпела значительное усиление (по крайней мере, несколько десятков децибел). Вычисляя в геометрооптическом приближении амплитуду электрического поля, возбуждаемого в ионосфере наземным передатчиком, из (17) находим для стационарного пространственного инкремента следующее выражение:

$$K = 0,6 \cdot 10^{-7} \frac{\omega_p^2}{\omega c} \frac{P(BT) S(m^2)}{h^2(km) T^0 n(\delta + \kappa_{\perp}^2 \rho_H^2)}, \quad (45)$$

где P — средняя мощность передатчика, h — высота над антенной (в случае вертикального зондирования), n — показатель преломления, S — действующая площадь антенны. Отсюда для типичных параметров установок по активной диагностике плазмы ($PS \approx 3 \cdot 10^{10} \text{ BT} \cdot \text{м}^2$, $\lambda = 1; 10 \text{ м}$) [9] получаем, что коэффициент пространственного усиления волны на длине $L(e^{kL})$ составляет 10^5 (50 дБ) при L , равном соответственно 4 и 15 км, т. е. порядка ширины пучка. В случае экспериментов по модификации ионосферы ($\lambda = 50 \text{ м}$, $PS = 4 \cdot 10^{10} \text{ BT} \cdot \text{м}^2$) [2, 3] находим $L \sim 25 \text{ км}$. Таким образом, оценки для излучателей в КВ и УКВ свидетельствуют о возможности существенного рассеяния радиоволн по мере распространения их к области отражения. Этот эффект ВТР должен сопровождаться ростом ионосферных неоднородностей с характерным размером порядка длины электромагнитной волны. Наиболее интенсивного рассеяния следует ожидать для излучения, распространяющегося почти перпендикулярно магнитному полю.

В заключение еще раз подчеркнем, что процесс ВТР в замагниченной плазме характеризуется узкой индикатрисой рассеяния. Это позволяет, в частности, использовать процесс ВТР для возбуждения ионосферного волновода.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Литвак, В. А. Миронов, Изв. вузов — Радиофизика, 18, № 6, 828 (1975).
2. Radio Science, 9, № 11 (Special issue) (1974).
3. Изв. вузов — Радиофизика, 18, № 9 (1975).
4. А. В. Гуревич, Е. Е. Цедилина, УФН, 91, 609 (1967).
5. F. W. Perkins, E. J. Valeo, Phys. Rev. Lett., 32, 1234 (1974).
6. С. М. Грач, В. Ю. Трахтенгерц, Изв. вузов — Радиофизика, 18, № 9, 1288 (1975).
7. А. Г. Литвак, В. И. Петрухина, В. Ю. Трахтенгерц, Письма в ЖЭТФ, 18, 190 (1973).
8. Б. А. Альтеркоп, А. С. Волокитин, В. Д. Шапиро, В. И. Шевченко, Письма в ЖЭТФ, 18, 46 (1973).
9. Некогерентное рассеяние радиоволн, изд. Мир, М., 1965.

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
6 марта 1979 г.

INDUCED TEMPERATURE SCATTERING IN A PLASMA

A. G. Litvak, V. A. Mironov

Induced scattering of electromagnetic waves in a magnetized plasma is considered which is associated with ohmic heating of electron gas. Instability increments and threshold values of pumping wave fields are defined. A nonlinear stage of this process is considered in two-mode approximation when two waves are involved into the interaction — a pump wave and scattered one having the maximum increment. It is shown, that in the nonlinear regime an essential pumping of the energy of an incident wave into the opposite one is possible. Efficiency of the induced temperature scattering is evaluated in experiments on propagation of powerful radio waves in the ionosphere.