

УДК 621.371.25

## ВЫНУЖДЕННОЕ ТЕМПЕРАТУРНОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

*Н. А. Митяков*

При распространении сильной электромагнитной волны (с частотой, превышающей плазменную частоту), возникает вынужденное температурное рассеяние (ВТР), которое приводит к образованию в ионосфере вытянутых вдоль геомагнитного поля неоднородностей плазмы. Приведены оценки пороговых полей ВТР в реальных условиях. Показано, что пороги ВТР меньше, чем пороги самофокусировочной неустойчивости

Наиболее эффективным механизмом искусственной мелкомасштабной ионосферной турбулентности является тепловая параметрическая неустойчивость (ТПН) электромагнитных волн в плазме, когда низкочастотные возмущения плазмы образуются в результате ее нагрева в пучностях суммарного поля поперечной и продольной волн [1]. В замагниченной плазме неоднородности оказываются вытянутыми вдоль магнитного поля  $\mathbf{H}_0$ , причем поперечный (относительно  $\mathbf{H}_0$ ) масштаб неоднородностей удовлетворяет неравенству  $l_{\perp} \leq \lambda_0$ , где  $\lambda_0$  — длина волны накачки. Крупномасштабные ( $l_{\perp} \gg \lambda_0$ ) неоднородности образуются в результате самофокусировки волн в плазме в результате тепловой нелинейности [2].

В настоящей работе в применении к ионосфере рассмотрен механизм образования неоднородностей средних ( $l_{\perp} \geq \lambda_0$ ) масштабов — вынужденное температурное рассеяние (ВТР) электромагнитных волн в плазме. Миронов [3] обратил внимание на то, что при распространении сильной волны в прозрачной плазме с магнитным полем возбуждается неустойчивость (ВТР), которая приводит к росту амплитуды плазменной решетки с волновым вектором  $\mathbf{k} \perp \mathbf{H}_0$ . Волна накачки вместе с волной, рассеянной плазменной решеткой, создает стоячую волну, которая греет плазму в пучностях и еще более усиливает плазменную решетку. Волновое число решетки удовлетворяет условию синхронизма

$$\mathbf{x} = 2k \sin \theta / 2, \quad (1)$$

где  $\theta = \hat{\mathbf{k}}_1 \hat{\mathbf{k}}_2$  — угол рассеяния,  $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2$  — волновые векторы прямой и рассеянной волн,  $k = |\mathbf{k}_1| = |\mathbf{k}_2|$ . Система уравнений, описывающая ВТР в плазме, аналогична системе уравнений ТПН [1] и отличается от последней лишь заменой медленной (плазменной) волны на быструю поперечную.

Представим поле электромагнитных волн в виде

$$\mathbf{E}_{1,2} = \mathbf{a}_{1,2} A_{1,2} \exp(i\omega_{1,2}t - ik_{1,2}\mathbf{r}),$$

где  $A_{1,2}$  — медленные амплитуды,  $\mathbf{a}_{1,2}$  — векторы поляризации. Аналогично для возмущенной температуры и концентрации электронов запишем  $\Delta T_e = T_z \exp(i\Omega t - i\mathbf{k}\mathbf{r})$ ,  $\Delta N = n_x \exp(i\Omega t - i\mathbf{k}\mathbf{r})$ , причем  $\Omega = \omega_1 - \omega_2$ . В однородной среде геометрооптические уравнения для амплитуды поля  $A_{1,2}$ , уравнение баланса для температуры  $T_z$  и уравнение термодиффузии для  $n_x$  переходят в систему алгебраических уравнений (см. подробнее [1]):

$$(\gamma - i\Delta\omega - i\Omega) A_2 = i(\omega_{pe}^2/2\omega N) n_x A_1 \cos \varphi; \quad (2)$$

$$(i\Omega + 2\delta_1 v) n_x = -N \delta_1 v T_x / T_e; \quad (3)$$

$$[i\Omega + (\delta + \delta_1)v] T_x = A_1 A_2 (2\sigma/3N) \cos \varphi + \text{к.с.} \quad (4)$$

Здесь  $\gamma = (\omega_{pe}^2/\omega^2)(v/2)$  — декремент волны,  $\omega_{pe}$  — плазменная частота электронов,  $\cos \varphi = (A_1 A_2)$ ,  $\delta$  — доля энергии, теряемая электроном при одном соударении,  $\sigma = (\omega_{pe}^2/\omega^2)(v/4\pi)$  — проводимость плазмы,  $\delta_1 = \kappa^2 \rho_e^2$ ,  $\rho$  — гирорадиус электронов,  $\Delta\omega$  — расстройка частоты рассеянной волны  $\omega_2$  относительно частоты, определяемой линейным дисперсионным уравнением. Как и в [1], инкремент неустойчивости  $p = i\Omega$  максимальен, если  $\Delta\omega = \gamma$ , а дисперсионное уравнение для  $p$  имеет вид

$$(p + 2\delta_1 v) [p + (\delta + \delta_1)v] = \frac{\omega_{pe}^2 \delta_1 v}{3\pi\omega N T_e} A_1^2 \cos^2 \varphi. \quad (5)$$

Пороговое значение поля

$$\frac{A_n^2}{8\pi N T_e} = \frac{3}{4} \frac{\omega^2}{\omega_{pe}^2} \frac{v}{\omega} (\delta + \delta_1) \cos^{-2} \varphi \quad (6)$$

отличается от порога ТПН [1] лишь множителем  $\omega^2/\omega_{pe}^2$ . Порог ВТР увеличивается с ростом частоты поля:  $A_n \propto \omega$  для  $\delta \ll \delta_1$  и  $A_n \propto \omega^3$  в мелкомасштабной области ( $l_\perp = 2\pi/\kappa > 2\pi \rho_e / V\delta$ ). Тем не менее, ВТР оказывается существенным при распространении сильных высокочастотных волн в ионосфере. Например, для  $F$ -области ионосферы с критической частотой  $f_{0F_2} = 7 \text{ МГц}$ ,  $v = 3 \cdot 10^2 \text{ см/с}$ ,  $\delta = 10^{-4}$ ,  $T_e = 2 \cdot 10^3 \text{ К}$  пороговое значение поля на частоте 24 МГц согласно (6) составляет  $A_n = 8 \cdot 10^{-4} \text{ В/м}$ . Конечно, реальные пороги будут выше, если учесть неоднородность среды и отличие пакета радиоволн от плоской волны.

Для оценок реального порога достаточно рассмотреть ряд частных случаев.

**Однородная среда и ограниченный пучок волн с поперечным размером  $d_0$ .** Пусть пучок волн накачки направлен под углом  $\alpha$  к магнитному полю  $H_0$ . Минимальные масштабы неоднородностей соответствуют рассеянию волн под углом  $\theta = 2\alpha$ . В этом случае размер источника нагрева плазмы полем стоячей волны вдоль  $H_0$  составляет  $l_\parallel = d_0/\sin \alpha$ . Если этот размер больше характерного масштаба теплопроводности плазмы  $L_T = l_e / \sqrt{\delta + \delta_1}$  ( $l_e = v_{Te}/v$  — длина свободного пробега электрона), то нагрев локален и справедливо уравнение (4) для нагрева плазмы в поле плоской волны. Если  $l_\parallel \ll L_T$ , то в правой части (4) появляется множитель  $l_\parallel/L_T \ll 1$ , что приводит к увеличению порога ВТР в  $L_T/l_\parallel$  раз. Другой причиной увеличения порога является групповой вынос энергии электромагнитной волны, что, в свою очередь, увеличивает порог в  $v_\parallel/l_\parallel \gamma$  раз, где  $v_\parallel = v_{Tp} \cos \alpha$  — проекция на направление  $H_0$  групповой скорости поперечной волны. Максимальное увеличение порога ВТР определяется фактором

$$\chi_1 = \frac{L_T v_{Tp} \omega^2 \cos \alpha \sin^2 \alpha}{d_0^2 v \omega_{pe}^2}. \quad (7)$$

Размеры пучка  $d_0$  могут определяться диаграммой направленности передающей антенны либо размером каустики в неоднородной среде. Например, для  $d_0 = 10 \text{ км}$  в типичных ионосферных условиях ( $v_{Tp} = 3 \cdot 10^{10} \text{ см/с}$ ,  $\alpha \approx 30^\circ$ ,  $L_T = 50 \text{ км}$ ,  $\omega^2/\omega_{pe}^2 = 10$ ,  $v = 3 \cdot 10^2$ ) получаем  $\chi_1 = 10^3$  и пороговое значение поля составляет  $A_n = 2.5 \cdot 10^{-2} \text{ В/м}$ .

**Однородная среда, сферическая волна накачки.** В этом случае для распространения, ортогонального к магнитному полю, масштаб синхронизма вдоль поля определяется зоной Френеля  $l_{\parallel} = \sqrt{\lambda R}$ , где  $R$  — расстояние до источника волн. Если  $l_{\parallel} \ll L_t$ , то возрастание порога ВТР определяется теплопроводностью плазмы и для  $R = 1000$  км,  $\lambda = 10$  м составляет  $\chi = 6 \cdot 10^2$ , а порог неустойчивости  $A_{\text{п}} = 2 \cdot 10^{-2}$  В/м.

**Плоская волна накачки, линейный слой плазмы с масштабом  $L = [(1/N)(\partial N/\partial z)]^{-1}$ .** Так же как и в ТПН [1], неоднородность среды приводит к нарушению синхронизма  $k_{z1} - k_{z2} - \kappa_z = 0$ , где индекс  $z$  означает проекцию волнового вектора на ось  $z$ , параллельную градиенту плазмы  $\nabla N$ . Однако в случае ВТР всегда возможно выбрать рассеянную волну так, чтобы  $k_{z1} = k_{z2}$ . Плазменная решетка при этом имеет вид листов, параллельных плоскости  $H_0, z$  ( $\kappa_z = 0$ ). Если же  $k_{z1} \neq k_{z2}$ , то масштаб синхронизма имеет вид

$$\Delta z = \left[ \pi \frac{\partial (k_{z1} - k_{z2})}{\partial z} \right]^{-1/2} = \left[ \pi \frac{\partial k}{\partial z} (\sec \psi_1 - \sec \psi_2) \right]^{-1/2}, \quad (8)$$

где  $\psi_{1,2}$  — угол падения на слой волны накачки и рассеянной волны. Для  $L = 50$  км,  $\sec \psi_1 - \sec \psi_2 \approx 1$  размер области синхронизма при  $t = 24$  МГц,  $f_{0F_0} = 7$  МГц составляет  $\Delta z = 0,8$  км. Он существенно меньше характерных длин  $L_t \cos \beta$  ( $\beta = \hat{z} \hat{H}_0$ ) и  $v_{\text{гр}z}/\gamma$ . Общее увеличение порога неустойчивости составляет

$$\chi_3 = \frac{\pi L_t \cos \beta}{2L} \frac{\omega}{v} \left| 1 - \frac{\cos \psi_2}{\cos \psi_1} \right|, \quad (9)$$

что для  $\cos \beta \approx 1$  и указанных выше значений других параметров дает величину  $\chi_3 = 4 \cdot 10^5$  и пороговое поле  $A_{\text{п}} = 0,5$  В/м.

**Плоская волна накачки и параболический слой плазмы с характерным масштабом  $L = [(1/N)(\partial^2 N/\partial z^2)]^{-1/2}$ .** Если  $k_{z1} \neq k_{z2}$ , то длина синхронизма в максимуме слоя определяется выражением

$$\Delta z \approx \left( \frac{\partial^2 (k_{z1} - k_{z2})}{\partial z^2} \right)^{-1/3} = \left[ \frac{\partial^2 k}{\partial z^2} (\sec \psi_1 - \sec \psi_2) \right]^{-1/3}. \quad (10)$$

Для  $L = 50$  км и принятых значений других параметров длина синхронизма составляет  $\Delta z = 5$  км, а пороговое поле  $A_{\text{п}} = 0,1$  В/м. Таким образом, при распространении достаточно сильных пучков радиоволн на частотах выше плазменной частоты в ионосфере возбуждается неустойчивость, приводящая к рассеянию плазмы вдоль геомагнитного поля с масштабами  $l_{\perp} \geq \lambda/2$ . Согласно (6) так же, как и в ТПН порог ВТР не зависит от масштаба плазменной решетки, если  $\delta_1 = \kappa^2 \rho_e^2 < \delta$  и растет пропорционально  $\kappa^2$  для мелких масштабов. Для ионосферных условий (слой  $F$ ) это неравенство соответствует масштабам  $l_{\perp} = 2\pi/\kappa > 12$  м. Пороговые поля ВТР достаточно малы даже в неоднородной среде, особенно если выполнено условие  $\kappa_z = 0$ . Образующиеся в результате ВТР неоднородности вызывают ракурсное рассеяние волн с другими частотами, если удовлетворяются условия пространственного синхронизма. В результате рассеяния уменьшается интенсивность как волны накачки, так и пробных волн, траектория и частота которых близки к волне накачки. Подобное уменьшение интенсивности наблюдалось в экспериментах по наклонному падению мощных волн [4]. Кроме того, в определенных (ракурсных) направлениях должны наблюдаться волны, рассеянные плазменной решеткой.

Выше говорилось об аналогии между ВТР и ТПН. Представляет интерес сопоставить ВТР с тепловой самофокусировочной неустойчивостью. Для локального нагрева плазмы в однородной среде согласно [2] порог самофокусировочной неустойчивости

$$A_c^2/E_p^2 = (\kappa_\perp^2/k^2)(\omega^2/\omega_{pe}^2), \quad (11)$$

где  $E_p = (3T_e m \delta \omega^2/e^2)^{1/2}$  — плазменное поле,  $\kappa_\perp$  — поперечный (относительно  $H_0$ ) масштаб неоднородности плазмы. При этом пространственный инкремент неустойчивости определяется выражением

$$\Gamma = \kappa_\perp^2/2k^2. \quad (12)$$

Из сравнения (6), (11), (12) следует, что пороги ВТР и самофокусировки совпадают, если  $\Gamma = (c/v)(\omega^2/\omega_{pe}^2) = c/\gamma$ , т. е. если продольный размер самофокусировки максимальен и близок к длине поглощения волны. Более короткие масштабы самофокусировки имеют пороги, превышающие порог ВТР. Таким образом, по крайней мере в однородной среде, ВТР энергетически более выгодно, чем неустойчивость типа самофокусировки.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Грач С. М., Митяков Н. А., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю.— В сб.: Тепловые нелинейные явления в плазме.— Горький: ИПФ АН СССР, 1979.
2. Гуревич А. В., Васильков В. В.— В сб.: Тепловые нелинейные явления в плазме.— Горький: ИПФ АН СССР, 1979
3. Литвак А. Г., Миронов В. А.— В сб.: Тепловые нелинейные явления в плазме.— Горький: ИПФ АН СССР, 1979
4. Бочкарев Г. С., Ким В. Ю., Лобачевский Л. А., Лянной Б. Е. и др.— Геомагнетизм и аэрономия, 1979, 19, с. 829.

Научно-исследовательский  
радиофизический институт

Поступила в редакцию  
25 июня 1980 г.

#### INDUCED TEMPERATURE SCATTERING OF ELECTROMAGNETIC WAVES IN AN IONOSPHERIC PLASMA

N. A. Mityakov

When a strong electromagnetic wave (the frequency exceeds the plasma frequency) propagates, an induces temperature scattering (ITS) occurs which leads to the formation of plasma irregularities extended along the geomagnetic field. Estimations are given of ITS threshold fields in real conditions. It is shown that ITS thresholds are less than thresholds of self-focusing instability