

**КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ
И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ**

УДК 537.876.23 : 533.9

**МАСШТАБЫ САМОФОКУСИРОВКИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН
В ИОНОСФЕРЕ ПРИ КВАЗИПРОДОЛЬНОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ**

Г. Б. Сигал

В работах [1-3] получено уравнение, описывающее самовоздействие стационарных волновых пучков при распространении в слабонеоднородной среде под произвольным углом к постоянному магнитному полю. Показано, что возможность самовоздействия волны определяется знаком отношения коэффициента при нелинейном члене уравнения к коэффициентам «диффузии» по поперечным координатам. В частности, при квазипродольном относительно постоянного магнитного поля распространении эти коэффициенты имеют соответственно вид [3, 4]

$$\gamma = -v \frac{(1 - u + s^2)(\sqrt{u} + 1)^3}{[(1 - u)^2 + 2s^2(1 + u) + s^4]^2 n^2 E_p^2}; \quad (1)$$

$$\alpha_{1,2} = (1 + n_{1,2}^2 / \epsilon_{\parallel}) / 2, \quad (2)$$

где $v = \omega_p^2 / \omega^2$, $u = \omega_{He}^2 / \omega^2$, $s = v\omega^{-1}$, $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 N m^{-1}}$ — плазменная частота, $\omega_{He} = e H m^{-1} c^{-1}$ — гирочастота электронов, $\epsilon_{\parallel} = 1 - v$ — продольная компонента тензора диэлектрической проницаемости, ω — частота волны, v — эффективная частота соударений, $E_p = \sqrt{3 T m \delta} (\omega^2 + v^2) e^{-2}$ — характерное плазменное поле тепловых нелинейных эффектов, $n_{1,2}$ — показатель преломления соответственно для обыкновенной или необыкновенной волн.

Неустойчивость плоской волны по отношению к чисто пространственным возмущениям поля имеет место лишь в среде, где α и γ имеют одинаковые знаки [4]. Инкремент Γ принимает наибольшее значение, равное $\Gamma_{\max} = \gamma |A_0|^2 / 2$, где A_0 — амплитуда поля волны, для возмущений с пространственным периодом

$$l_{\perp} \sim \pi / k \alpha_{\perp} \simeq (\pi c / \omega n) \sqrt{|\alpha / \gamma| |A_0|^2}. \quad (3)$$

Величину

$$l_{\parallel} \sim 1 / k \Gamma_{\max} \simeq 2c / \omega \gamma |A_0|^2 n \quad (4)$$

для достаточно интенсивных возмущений падающего пучка можно принять в качестве характерного продольного масштаба неустойчивости, в результате развития которой происходит развал плоской волны на набор узких пучков типа уединенных [5]. Мощность образующихся пучков по порядку величины совпадает с критической мощностью стационарного пучка и равна [4]

$$P_{кр} \simeq 4\pi^2 c^3 \alpha / \omega^2 128 \gamma n. \quad (5)$$

Ниже проведены численные оценки эффектов самофокусировки для необыкновенной компоненты электромагнитной волны с частотой, меньшей гирочастоты электронов ω_{He} , при квазипродольном распространении в ионосфере в ночных условиях. Изменение свойств ионосферы с высотой учитывалось кусочно-однородной аппроксимацией [5]. Мощность образующихся пучков по порядку величины совпадает с критической мощностью стационарного пучка и равна [4]

Задача ставилась следующим образом: задавался продольный масштаб возмущений, не выходящий за пределы слоя (10^4 м) и определялась минимальная эффективная мощность излучения, для которой этот масштаб являлся бы оптимальным.

Очевидно, что для большей излучаемой мощности, как это следует из (4), оптимальный масштаб будет сокращаться. Определялись также соответствующие поперечные масштабы и критическая мощность самофокусировки. Результаты расчетов приведены на графиках рис. 1.

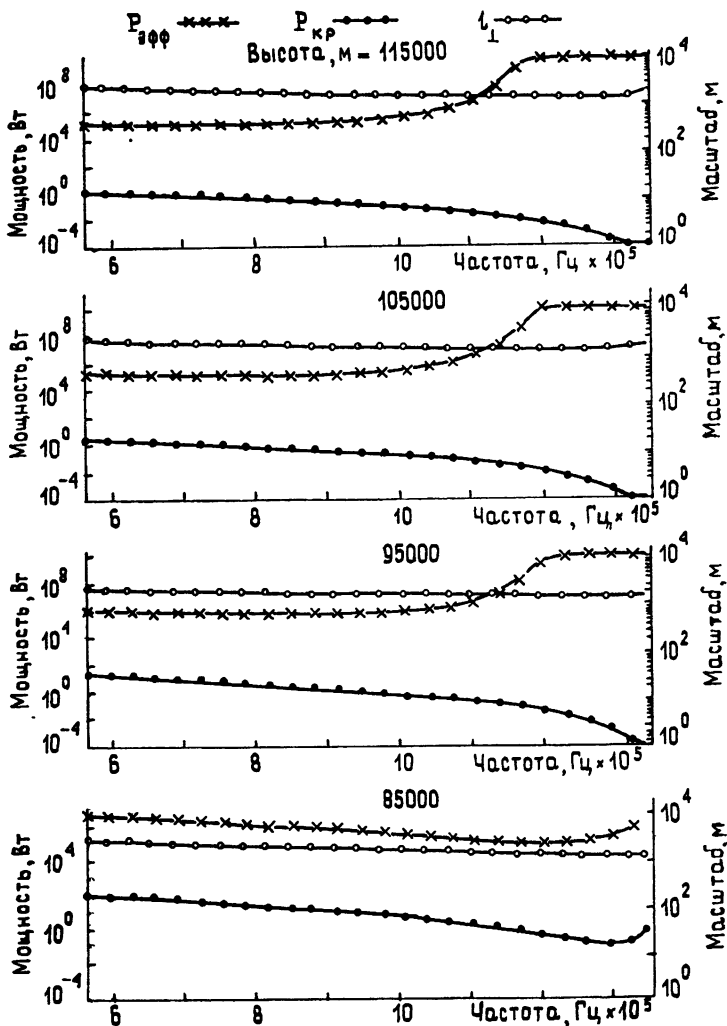


Рис. 1.

Критическая мощность самофокусировки для данного диапазона частот невелика ($\leq 10^2$ Вт). Очевидно, что для создания самофокусировки в ионосфере необходима существенно большая мощность изотропного излучателя, расположенного на Земле*:

$$P_{эфф} = \frac{P_{кр} 16R^2}{l_-^2} \exp \int_0^z \kappa dz, \quad (6)$$

где R — высота над поверхностью Земли, κ — коэффициент поглощения волны, z — толщина слоя плазмы.

Из-за резонансного возрастания мощности излучения вблизи гирочастоты $\omega_{He} = 1,35$ МГц величина $P_{эфф}$ на графиках искусственно обрезана значением 10^{10} Вт.

* Оценки показали, что в данном случае ($R \gg l_{||}$) переход к сферическому фазовому фронту (для источника, расположенного на конечном расстоянии R) не оказывает существенного влияния на эффекты самофокусировки.

Оканчиваются графики на частоте $\omega = \sqrt{\omega_{He}^2 - \nu^2}$, выше которой самофокусировка исчезает [3].

Практически, полагая скорость горизонтальных ветров в ионосфере равной 50 м/с и диаметр «засветки» равным 40—50 км на высотах ниже 100 км, легко видеть, что неоднородности с поперечным масштабом $l_{\perp} \sim 10^3$ м пересекают область диаграммы направленности за время $t \sim 10^3$ с, превышающее время установления концентрации $t_N \sim 200 - 500$ с на этих высотах [7], поэтому в первом приближении снос неоднородностей ветром можно не учитывать.

Таким образом, расчеты показали, что в ночных условиях на высотах D -области ионосферы возможно создание неоднородностей самофокусировочного типа при работе передатчика в диапазоне частот $\sim 0,6 \div 1,2$ МГц и эффективной мощности излучения $\sim 10^5 \div 10^6$ Вт.

В заключение автор выражает благодарность Митякову Н. А. за обсуждение и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Васьков В. В., Гуревич А. В. — Сб. Тепловые нелинейные явления в плазме. — Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с. 81.
2. Литвак А. Г., Шахова Н. А. — Физика плазмы, 1979, 5, вып. 3, с. 474.
3. Сигал Г. Б. — Изв. вузов — Радиофизика, 1982, 25, № 3, с. 269.
4. Литвак А. Г. — ЖЭТФ, 1969, 57, № 2, с. 629.
5. Беспалов В. И., Таланов В. И. — Письма в ЖЭТФ, 1966, 3, № 12, с. 471.
6. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере — М.: Наука, 1973.
7. Иванов-Холодный Г. С., Никольский Г. М. Солнце и ионосфера. — М.: Наука, 1969.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
28 октября 1982 г.

УДК 537.876.23 : 533.9

О ТЕПЛОМ МЕХАНИЗМЕ ОБРАЗОВАНИЯ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ПЛАЗМЫ НА ВЫСОТАХ СЛОЯ E

Л. М. Ерухимов, Л. М. Каган, О. Н. Савина

В настоящей работе рассматривается тепловой механизм образования мелко-масштабных (по сравнению с толщиной слоя E_s) неоднородностей плазмы. При этом в отличие от [1], где для объяснения неоднородной структуры слоя E_s в области полярных сияний рассматривался нагрев электронов под действием проникающих из магнитосферы электрических полей, источник нагрева плазмы (ионов) связан с горизонтальными перемещениями (ветрами) нейтрального газа.

Физически процесс возникновения неустойчивости можно представить следующим образом. В геомагнитном поле H , из-за движения нейтралов, возникнет относительное движение электронов и ионов поперек H . Благодаря разделению зарядов появятся поляризационное поле, пропорциональное $\sim (v_{e0\perp} - v_{i\perp}) n'$ и перпендикулярное H , такое, что в местах, обедненных плазмой, скорость зарядов будет увеличиваться, приводя соответственно к большему нагреву плазмы, а следовательно, и к еще большему выталкиванию ее за счет термодиффузионной силы.

Поскольку поляризационное электрическое поле создается поперек геомагнитного, то и нагрев ионосферной плазмы будет осуществляться токами, направленными поперек магнитного поля. Можно показать, что электроны в этом случае греются слабее ионов, и пренебречь электронным нагревом*, ограничивая их роль созданием поляризационного поля. Кроме того, для неоднородностей с масштабами, много меньшими толщины слоя E_s , можно пренебречь распределением скорости нейтралов по высоте и считать ее постоянной.

В качестве исходных используются уравнения:

$$\partial n' / \partial t + \operatorname{div} n' v_{ei} = 0; \quad (1)$$

* Действительно, как видно из (3), в стационарном состоянии для $v_{in}^2 \gg \Omega_H^2$
 $T_e / T_i \sim v_{en}^2 / \omega_H^2 \ll 1$.