

УДК 621.371.25

## О ВОЗБУЖДЕНИИ ЗВУКА В ИОНОСФЕРЕ МОЩНЫМИ РАДИОВОЛНАМИ

А. Н. Караштин, Н. А. Митяков, В. О. Рапопорт, В. Ю. Трахтенгерц

В работе исследуется возбуждение инфразвуковых волн в нижней ионосфере мощными радиоволнами, под воздействием которых происходит разогрев нейтральной компоненты [1]. Периодический (с низкой частотой) нагрев молекул приводит к появлению периодических возмущений давления нейтрального газа. Возбужденная таким образом область ионосферы может рассматриваться как источник звуковых волн с частотой нагрева молекул. Как показано ниже, излучение может стать значительным при подходящей пространственно-временной структуре нагретой области.

В нижней ионосфере преобладают столкновения электронов с молекулами, и влиянием ионов на нагрев нейтралов можно пренебречь. Нагрев определяется усредненной по высокой частоте интенсивностью электрического поля  $\langle E^2 \rangle$ . Пусть  $\langle E^2 \rangle$  имеет составляющую

$$\frac{1}{2} E_{\Omega, x}^2 e^{i(\Omega t - \alpha x)} + \text{к. с.} \quad (1)$$

Тогда температура молекул, а следовательно, и давление будет иметь компоненту  $\frac{1}{2} P_{\Omega, x} e^{i(\Omega t - \alpha x)} + \text{к. с.}$  Пренебрегая теплопроводностью и считая  $\Omega \ll \delta \nu$ , получаем

$$\frac{|P_{\Omega, x}|}{P} = 2 \frac{N}{n} \frac{\delta \nu}{\Omega} \frac{E_{\Omega, x}^2}{E_p^2} \quad (2)$$

Здесь  $N$ ,  $n$  — концентрация электронов и молекул,  $P$  — невозмущенное давление,  $E_p = \left[ 3T \frac{m}{e^2} \delta(\omega^2 + \nu^2) \right]^{1/2}$  — характерное плазменное поле [1],  $T$  — невозмущенная температура,  $\nu$  — частота соударений электронов с молекулами,  $\delta$  — относительная доля энергии, теряемая электроном при одном соударении.

Предполагая, что длина звуковой волны удовлетворяет неравенству  $H \gg \lambda \gg l$  ( $H$  — высота однородной атмосферы,  $l$  — длина свободного пробега молекул), воспользуемся уравнениями гидродинамики однородной среды для расчета возбуждения звука заданным сторонним давлением (2). Инфразвуковые волны являются слаботухающими, поэтому пренебрежем диссипативными процессами. В результате, полагая  $n \gg N$ , для звуковой волны частоты  $\Omega$  с волновым вектором  $k = \Omega/c_s$  получаем

$$\frac{|a_{\Omega}|}{P} = 2\pi \frac{N}{n} \frac{\delta \nu L}{c_s} \left| \frac{\sin(k - \alpha)L/2}{(k - \alpha)L/2} \right| \frac{E_{\Omega, x}^2}{E_p^2} \quad (3)$$

где  $a_{\Omega}$  — амплитуда давления в звуковой волне,  $c_s$  — скорость звука,  $L$  — размер излучающего слоя, поле в котором считалось однородным.

При распространении звука сверху вниз в неоднородной атмосфере его относительная интенсивность уменьшается. Будем считать газ распределенным по закону  $\exp(\alpha/H)$  (координата  $x$  направлена к центру Земли) и пренебрежем изменением скорости звука с высотой. Тогда для точки наблюдения на поверхности Земли в предположении плоских волн звук будет ослаблен в  $\sqrt{\rho/\rho_0}$  раз [2], где  $\rho$  и  $\rho_0$  — плотность газа в области источника и на Земле. В нижней ионосфере молекулярный вес газа практически не зависит от высоты и  $\sqrt{\rho/\rho_0} = \sqrt{n/n_0}$ , где  $n_0$  — концентрация молекул у поверхности Земли. Таким образом, при  $\alpha = k$  на Земле имеем

$$\frac{|a_{\Omega}|}{P} = A \frac{E_{\Omega, x}^2}{E_p^2} \quad (4)$$

при  $\omega \gg \nu$  зависимость от высоты источника заключена в  $A$  и для  $L = 1$  км показана на рис 1. При расчете  $A(x)$  были использованы зависимости  $N$ ,  $\nu$ ,  $n$  и  $T$  от высоты для дневной ионосферы [1].

Составляющая  $\langle E^2 \rangle$  вида (1) может быть получена при излучении двух электромагнитных волн близких частот  $\omega_1$  и  $\omega_2$  ( $\omega_1 - \omega_2 = \Omega$ ) с учетом их зеркального отражения от ионосферы. В этом случае

$$\langle E^2 \rangle = I_1 + I_2 e^{i2t} + I_3 e^{-i\alpha x} + I_4 e^{i(\Omega t - \alpha x)} + I_5 e^{i(\Omega t + \alpha x)} + \text{к. с.}, \quad (5)$$

где предполагается  $k_1 \approx k_2$ ,  $\kappa = 2k_{1,2}$ . За излучение звука к поверхности Земли отвечает член с  $I_4$ . Отметим также, что в этом случае происходит и излучение звука вверх (член с  $I_5$ ).

Приведем оценку интенсивности звука на Земле при нагреве ионосферы электромагнитными волнами с длиной волны 50 м с помощью установки, параметры которой приведены в [3]. При этом длина звуковой волны равна 25 м, а частота около 10 Гц должна быть равна разностной частоте электромагнитных волн. Область возбуждения звука ограничена сверху высотой 110 км из-за увеличения длины свободного пробега молекул с высотой. Следовательно, излучающий слой имеет характерный продольный размер около 10 км (рис. 1), и звук проходит это расстояние за время порядка 30 с: При постановке соответствующего эксперимента по возбуждению звуковых волн необходимо учитывать целый ряд дополнительных факторов: сферичность фронта волны, излучаемой радиостанцией, рассеяние радиоволн ионосферными неоднородностями, зависимость скорости звука от высоты в области генерации, перенос звука атмосферными ветрами и пр. Однако все эти факторы не влияют существенным образом на приведенные оценки интенсивности звуковой волны.

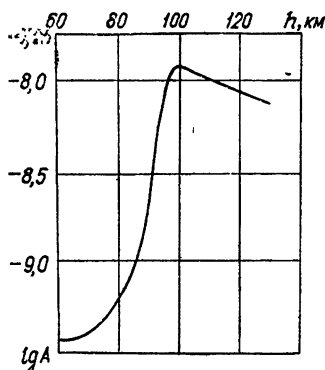


Рис. 1.

Эффекты, связанные с медленным нагревом нейтралов мощной радиоволной, обсуждались в [4, 5]. Рассмотренные в настоящей работе процессы имеют гораздо меньшие характерные времена, поэтому влияние на них различных естественных явлений (например, ветров) должно быть менее существенно.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Гуревич, А. Б. Шварцбург, *Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере*, изд. Наука, М., 1973.
2. Л. М. Бреховских, *Волны в слоистых средах*, изд. Наука, М., 1973.
3. Г. Г. Гетманцев, Г. П. Комраков и др., *Письма в ЖЭТФ*, 18, 621 (1973).
4. А. В. Гуревич, *Геомagnetизм и аэрономия*, 15, 161 (1975).
5. Г. И. Григорьев, *Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика*, 18, № 12, 1801 (1975).

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию  
6 июля 1976 г.

УДК 621.371

### О РЕЗОНАНСНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ МОЩНЫХ МОДУЛИРОВАННЫХ РАДИОВОЛН

В. В. Плоткин, М. Е. Фрейман

Известно, что взаимодействие мощных радиоволн с одинаковыми или близкими несущими частотами носит резонансный характер [1-3]. Ниже исследуются нелинейные искажения модулированных радиоволн, обусловленные резонансным взаимодействием.

Пусть в однородной и изотропной столкновительной плазме (нагревная нелинейность) распространяются две мощные модулированные радиоволны с несущими частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$  и волновыми векторами  $k_1$  и  $k_2$ :

$$E(r, t) = E_1(r, t) \exp[i(\omega_1 t - k_1 r)] + E_2(r, t) \exp[i(\omega_2 t - k_2 r)] \quad (1)$$

$$(\omega_1 \approx \omega_2 \approx \omega).$$

Следуя [1-3], можно получить уравнения для безразмерных амплитуд поперечного  $A_{1,2}^\perp$  и продольного  $A_{1,2}^\parallel$  полей волн: