

МЕХАНИЗМЫ ГЕНЕРАЦИИ КОЛЕБАНИЙ ОЧЕНЬ НИЗКИХ ЧАСТОТ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ИОНОСФЕРУ МОЩНЫХ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ РАДИОВОЛН

Н. Д. Борисов

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова Российской академии наук (ИЗМИРАН)

В работе теоретически рассматриваются различные механизмы искусственной генерации как электростатических (нижнегибридных), так и электромагнитных колебаний очень низких частот (ОНЧ) при воздействии на ионосферу мощных радиоволн высокочастотного (ВЧ) диапазона. Одни механизмы генерации действуют в нижней ионосфере, в то время как другие приводят к генерации ОНЧ-колебаний в F-слое за счёт процессов распада и трансформации радиоволн. Обсуждается возможность локализации генерируемых ОНЧ-колебаний в мелкомасштабных искусственных плазменных неоднородностях концентрации, возникающих под действием мощных ВЧ-радиоволн.

Ключевые слова: ионосфера, мощные ВЧ-радиоволны, нелинейные процессы.

ВВЕДЕНИЕ

Колебания очень низких частот (ОНЧ) в виде электростатических нижнегибридных колебаний (НГ) или электромагнитных (ЭМ) волн часто регистрируются в космической плазме. Их можно обнаружить в авроральной ионосфере, вблизи магнитопаузы и в хвосте Земли, на дневной стороне магнитопаузы Марса и Венеры, вблизи комет, и т. д. ОНЧ-колебания способны эффективно взаимодействовать с электронами космической плазмы вдоль магнитных силовых линий. В то же время электростатические НГ-колебания взаимодействуют с ионами в поперечном к магнитному полю направлении. Поэтому ОНЧ-колебания играют важную роль в различных процессах, связанных с ускорением заряженных частиц, например, с ускорением электронов в радиационных поясах Земли, вблизи ударной волны, формирующейся при обтекании планет солнечным ветром, при ускорении электронов и ионов во время солнечных вспышек, при поперечном ускорении ионов в земной ионосфере и ряде других процессов.

Если в ионосфере течет ток, то периодическое и локальное изменение проводимости приводит к появлению магнитных возмущений, которые могут регистрироваться на земле. Впервые такой эффект был обнаружен экспериментально в Научно-исследовательском радиофизическом институте (НИРФИ) [Гетманцев и др., 1974]. Указанный механизм, который особенно эффективен в авроральной ионосфере из-за присутствия авроральной токовой струи, широко используется в настоящее время для искусственной генерации электромагнитных ОНЧ-колебаний с помощью

Борисов Николай Дмитриевич — главный научный сотрудник, доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник, borisov@lpi.ru

мощных нагревных стендов, расположенных на севере Европы (Тромсё) [Barr, Stubbe, 1984] и в США на Аляске (ХААРП — «Программа исследования полярных сияний высокочастотным воздействием»; HAARP — High Frequency Active Auroral Research Program. URL: <http://www.haarp.alaska.edu/haarp/index.html>) [Golkovsky, Inan, 2008].

На средних широтах указанный выше механизм обладает малой эффективностью из-за отсутствия заметного тока в E-слое ионосферы. Поэтому представляет интерес исследовать другие возможные методы искусственной генерации ОНЧ-колебаний в ионосфере под действием мощных высокочастотных (ВЧ) радиоволн. В настоящей работе приводятся результаты теоретических исследований автора в данном направлении. Ниже показано, что с помощью мощного ВЧ-излучения нагревного стенда можно генерировать как непосредственно пакеты электромагнитных ОНЧ-колебаний в нижней ионосфере, так и электростатические НГ-колебания в F-слое, которые весьма эффективно трансформируются в электромагнитные колебания тех же частот.

ИЗЛУЧЕНИЕ ОЧЕНЬ НИЗКИХ ЧАСТОТ ПРИ СВЕРХСВЕТОВОМ ДВИЖЕНИИ НАГРЕТОГО ПЯТНА

Механизм генерации ОНЧ-излучения в приземном волноводе движущимся в горизонтальной плоскости нагревным пятном со скоростью u связан с тем, что заметный нагрев электронов движущимся пятном возникает лишь на тех высотах, для которых выполняется условие $a/u > (\delta v_e)^{-1}$, где a — диаметр пятна; v_e — частота соударений электронов; δ — доля энергии, передаваемая при столкновениях. Поскольку частота v_e быстро растёт с уменьшением высоты, указанное условие всегда выполняется на достаточно малых высотах даже при сверхсветовом движении пятна. Возникающее на указанных высотах локальное изменение проводимости ведёт к появлению сторонних токов, которые перемещаются вместе с пятном со скоростью u . Если эта скорость совпадает с фазовой скоростью какой-либо из собственных мод волновода Земля-ионосфера, то происходит возбуждение этой моды. Отметим, что генерируемое излучение имеет вид волнового пакета с характерными частотами $\omega \approx u/a$. Механизм возбуждения этого излучения полностью аналогичен механизму генерации излучения при быстром движении заряженной частицы в веществе (излучение Вавилова-Черенкова).

Теория ОНЧ-излучения при сверхсветовом движении нагретого пятна вдоль нижней кромки ионосферы была развита в работе [Borisov et al., 1996]. Было показано, что при сверхсветовом движении источника в волноводе Земля-ионосфера могут возбуждаться волны как ТЕ (Transverse Electric), так и ТМ (Transverse Magnetic) поляризации. При этом излучение распространяется в горизонтальной плоскости в общем случае под некоторым углом к направлению движения пятна. Этот угол определяется отношением фазовой скорости возбуждаемой волны к скорости пятна. Максимум интенсивности ОНЧ-излучения возникает при равенстве двух указанных скоростей.

ВОЗБУЖДЕНИЕ НИЖНЕГИБРИДНЫХ КОЛЕБАНИЙ В F-СЛОЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНЫХ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ РАДИОВОЛН НА ИОНОСФЕРУ

Теоретически сравнительно давно было предсказано, что НГ-колебания должны возбуждаться при ВЧ-нагреве F-слоя ионосферы вследствие распаднoй неустойчивости, при которой верхнегибридные (ВГ) колебания распадаются на ВГ с меньшей частотой и НГ-колебания [Zhou et al., 1994]. Существование НГ-колебаний в нагревнoх экспериментах косвенно подтверждается также анализом экспериментальных данных. Действительно, как было замечено в работе [Leysen, 1991], низкочастотный сдвиг наиболее заметной компоненты стимулированного электромагнитного излучения как раз совпадает с частотой нижнегибридного резонанса в ионосфере. В то время как детали возбуждения ВГ-колебаний при воздействии мощных ВЧ-радиоволн активно обсуждаются как теоретически, так и экспериментально, параметры НГ-колебаний, искусственно генерируемые в ионосфере под действием мощных ВЧ-радиоволн изучены достаточно плохо. Например, мы не знаем как типичную амплитуду НГ-колебаний в нагревнoх экспериментах, так и их характерные поперечные масштабы. Как и в случае с ВГ-колебаниями принципиально важным является вопрос, локализованы ли подобные колебания в сравнительно узкой области поперёк магнитного поля (там, где они возбуждаются) или же они могут свободно распространяться в разные стороны. Если колебания являются локализованными в области генерации, то очевидно, что их амплитуда должна быть значительно выше, чем в случае свободного распространения. Отметим, что для ВГ-колебаний этот вопрос был детально рассмотрен теоретически рядом авторов (см., например, [Гуревич, 2007; Mjølhus, Fla, 1984]). Оказалось, что благодаря локализации ВГ-колебаний в мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностях (МИИН), вытянутых вдоль магнитного поля, их возбуждение за счёт линейной трансформации волн накачки (ВН) на высотах верхнегибридного резонанса оказывается чрезвычайно эффективным. Возможность локализации НГ-колебаний в нагревнoх экспериментах до недавнего времени вообще не обсуждалась. В то же время хорошо известно, что локализованные пакеты НГ-колебаний в естественных условиях в верхней авроральной ионосфере, наблюдаемые на спутниках и ракетах, как правило, коррелируют с плазменными неоднородностями (ямками плотности), вытянутыми вдоль магнитного поля [Eriksson et al., 1994]. Это означает, что НГ-колебания захвачены в такие неоднородности. Ниже мы обсудим теоретически возможность локализации НГ-колебаний ниже максимума F-слоя в МИИТ, возбуждаемых в нагревнoх экспериментах.

УСЛОВИЯ ЗАХВАТА НИЖНЕГИБРИДНЫХ КОЛЕБАНИЙ В МЕЛКОМАСШТАБНЫХ ИСКУССТВЕННЫХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ

Поскольку вопрос о возможности локализации НГ-колебаний в МИИН является центральным вопросом, рассмотрим его достаточно подробно. Будем исходить из линейного дисперсионного уравнения для электри-

ческого потенциала Φ , в котором мы выделим в явном виде зависимость от времени и двух координат z и y

$$\Phi = \Phi_0(x) \exp[i(\omega t - k_z z - k_y y)]. \quad (1)$$

Здесь z — координата вдоль магнитного поля; y — одна из поперечных координат, вдоль которой плазма считается однородной. Потенциал связан с электрическим полем соотношением $E = -\nabla\Phi$, ω — частота волны НГ-колебаний; k_x, k_y — волновые числа вдоль соответствующих осей. Из уравнений движения для электронов и ионов, а также уравнений непрерывности можно найти возмущения для концентраций заряженных частиц. Связь между потенциалом электрического поля и возмущениями концентрации даётся уравнением Пуассона. Из этого уравнения в приближении геометрической оптики мы находим дисперсионное уравнение для нижнегибридных колебаний в тёплой неоднородной по x плазме

$$\rho_e^2 (k_x^2 + k_y^2)^2 + (k_x^2 + k_y^2) \left[1 - \frac{\omega^2}{\omega_{LHR}^2} \right] + \frac{M}{m} \left(k_z^2 - \kappa_n k_y \frac{\omega}{\omega_{He}} \right) = 0. \quad (2)$$

Здесь ρ — ларморовский радиус электрона; ω_{He} — гирочастота электрона; M, m — массы иона и электрона; $\kappa_n = \partial \ln N / \partial x$, ω_{LHR} — частота НГ-резонанса

$$\omega_{LHR} = \frac{\omega_{Pi} \omega_{He}}{\sqrt{\omega_{Pe}^2 + \omega_{He}^2}}, \quad (3)$$

где ω_{Pe}, ω_{Pi} — плазменные частоты электрона и иона. Решение уравнения (3) можно представить в виде:

$$k_x^2 = \frac{A(x)}{2\rho_e^2} - k_y^2 \pm \sqrt{\frac{A(x)^2}{4\rho_e^4} - \frac{B(x)}{\rho_e^2}}, \quad (4)$$

$$A(x) = \frac{\omega^2}{\omega_{LHR}^2(x)} - 1, \quad B(x) = \frac{M}{m} \left(k_z^2 - k_y \kappa_n \frac{\omega}{\omega_{He}} \right). \quad (5)$$

Ниже рассматриваются условия захвата НГ-колебаний в мелкомасштабных искусственных неоднородностях концентрации в приближении холодной [Borisov, Nonary, 2008a] и тёплой плазмы [Borisov, Nonary, 2008b].

В приближении холодной плазмы ($\rho \rightarrow 0$) уравнение (2) сводится к уравнению второго порядка, решение которого принимает вид

$$k_x^2 = \frac{B(x)}{A} - k_y^2. \quad (6)$$

Правая часть уравнения (4) положительна, т.е. НГ-колебания могут распространяться вдоль оси x , если коэффициенты A и B одновременно положительны или отрицательны и при этом их отношение больше, чем k_y^2 . Как следует из выражения для коэффициента A , этот коэффициент заведомо отрицателен, если частота волны меньше минимальной частоты нижнегибридного резонанса. В то же время коэффициент $B(x)$ может быть отрицательным при учёте дрейфового члена. Этот случай рассматривался ранее

в литературе применительно к естественным локализованным пакетам НГ-колебаний в авроральной ионосфере [Schuck et al., 1998]. Однако в холодной плазме возможен также случай, когда оба коэффициента A и B одновременно положительны. Как видно из первого соотношения (5), коэффициент A положителен для волн с частотами, превышающими частоту ВГ-резонанса. Коэффициент B положителен, если $\kappa_n k_y < 0$. Таким образом, мы видим, что в холодной плазме распространение колебаний, относящихся к НГ-ветви, возможно как в случае частот меньших, так и больших частоты нижнегибридного резонанса.

Для получения количественных оценок необходимо задать модель распределения концентрации плазмы в искусственной мелкомасштабной неоднородности. Будем использовать для профиля ямки плотности

$$n = -n_0 \exp\left(-\frac{x^2}{a^2}\right), \quad (7)$$

где a — поперечный размер неоднородности. Уравнения (6), (7) позволяют определить в явном виде волновые числа k_x

$$k_x^2 = \frac{M}{m} \left[k_z^2 - 2\sqrt{\frac{m}{M}} k_y \frac{n_0}{N_0} \frac{x}{a^2} \exp\left(-\frac{x^2}{a^2}\right) \right] \frac{\omega_{LHR}^2}{\omega^2 - \omega_{LHR}^2} - k_y^2. \quad (8)$$

Колебания распространяются в области, где правая часть уравнения (8) положительна. Соответственно точки поворота x_1, x_2 определяются из условия равенства нулю правой части уравнения (8). В стационарных условиях должно выполняться соотношение

$$\int_{x_1}^{x_2} \sqrt{\frac{B(x)}{A} - k_y^2} = \pi \left(n + \frac{1}{2} \right). \quad (9)$$

Условие (9) определяет набор собственных частот, для которых возможно стационарное состояние. Таким образом, мы видим, что в приближении холодной плазмы возможна локализация НГ-колебаний в ямках плотности как на частотах, превышающих частоту НГ-резонанса ω_{LHR} , так и на частотах $\omega < \omega_{LHR}$. Отметим, что приближением холодной плазмы нельзя пользоваться, если частота волны приближается к частоте НГ-резонанса. Действительно, в этом случае появляется особенность в уравнении (8). Поэтому вблизи НГ-резонанса необходимо использовать более общее уравнение (2) для тёплой плазмы, из которого найдём отношение групповой и фазовой скоростей

$$\frac{V_g}{V_{ph}} \approx 2 \frac{\omega_{LHR}^2}{\omega^2} k_x^2 \rho_e^2 \left[1 - \frac{M}{m} \frac{k_z^2 - \kappa_n k_y \sqrt{m/M}}{(k_x^2 + k_y^2)^2 \rho_e^2} \right]. \quad (10)$$

В случае если $k_z^2 - \kappa_n k_y \sqrt{m/M} > 0$, из уравнения (10) находятся две точки $k_x^{(*)}$, для которых групповая скорость вдоль оси x обращается в ноль

$$k_x^{(*)2} = \frac{1}{\rho_e} \left(\frac{M}{m} k_z^2 - \kappa_n k_y \right)^{1/2} - k_y^2. \quad (11)$$

Рассмотрим теперь цилиндрическую неоднородность, внутри которой концентрация плазмы плавно меняется вдоль радиуса r . Магнитное поле, как и раньше, направлено вдоль оси z . Третья координата φ и соответствующее ей волновое число k_φ вводятся вместо декартовой координаты y и волнового числа k_y . Предположим, что частота волны больше, чем частота ВГ-резонанса. В этом случае, как нетрудно убедиться из анализа уравнения (11), существуют особая точка r_1 , определяемая из условия

$$\kappa_n(r_1) = \frac{1}{4\rho_e^2 k_\varphi} \left[4\rho_e^2 k_z^2 \sqrt{\frac{M}{m}} - \sqrt{\frac{m}{M}} A^2 \right]. \quad (12)$$

Для этой точки групповая скорость колебаний по оси r обращается в ноль и два типа волн, описываемых уравнением (4), имеют равные волновые числа вдоль этой оси. В этой точке происходит взаимная трансформация двух типов волн, описываемых уравнением (4). Подобная ситуация имеет место, если правая часть уравнения достаточно мала

$$\frac{1}{4\rho_e^2 k_\varphi} \left[4\rho_e^2 k_z^2 \sqrt{\frac{M}{m}} - \sqrt{\frac{m}{M}} A^2 \right] < 0,7 \frac{n_0}{N_0} \frac{1}{a}. \quad (13)$$

В этом случае колебания оказываются локализованными в области $0 < r < r_1$.

Подчеркнём, что в отличие от обычного в геометрической оптике случая, когда в точке поворота волновое число k_r обращается в ноль (т.е. наряду с групповой скоростью фазовая скорость также обращается в ноль), в нашем случае в точке поворота волновое число k_r имеет конечную величину и фазовая скорость также отлична от нуля.

Аналогичным образом можно показать, что, если частота нижнегибридного резонанса незначительно превышает частоту волны, эффект запираания НГ-колебаний поперёк магнитного поля возможен в тёплой замагниченной плазме. Таким образом, запираение колебаний с частотами вблизи НГ-резонанса возможен как в области положительных, так и отрицательных отстроек от частоты НГ-резонанса. При этом для корректного описания процесса в непосредственной близости к резонансу, как было показано выше, необходимо учитывать тепловые эффекты.

ВОЗБУЖДЕНИЕ НИЖНЕГИБРИДНЫХ КОЛЕБАНИЙ В ИСКУССТВЕННЫХ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНЫХ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ВОЛН НА ИОНОСФЕРУ

Обычно механизм генерации НГ-колебаний при нагреве F-слоя связывают с распадом мощных ВГ-колебаний, возникающих внутри мелкомасштабных искусственных неоднородностей, вследствие трансформации ВН- в ВГ-колебания с меньшей частотой и НГ-колебания. В подобном случае генерируются НГ-колебания с весьма широким спектром. Другая возможность, недавно предложенная автором, заключается в возбуждении НГ-колебаний при воздействии на ионосферу одновременно двух мощных ВЧ-радиоволн с разными частотами ω_1, ω_2 [Borisov, Nonary,

2008b]. Предполагается, что разность частот слегка превышает частоту НГ-резонанса. Ясно, что в таком случае должны генерироваться квазимонохроматические НГ-колебания на частоте $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$. Поскольку обе исходные волны — мощные, и НГ-колебания квазимонохроматические, их значительно легче выделить экспериментально.

Целью настоящего раздела является рассмотрение указанного механизма генерации НГ-колебаний. Будем считать, что колебания локализованы внутри некоторой двумерной мелкомасштабной искусственной неоднородности (ямки плотности). Уравнение для электрического потенциала Φ_3 , описывающего НГ-колебания при $k_y = 0$, представим в виде

$$\rho_e^4 \frac{\partial^4 \Phi_3}{\partial x^4} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\omega_3^2}{\omega_{LHR}^2} - 1 \right) \frac{\partial \Phi_3}{\partial x} + \frac{M}{m} k_z^2 \Phi_3 = 0. \quad (14)$$

Можно показать, что локализованные в ямке плотности колебания с разными собственными частотами $\omega_{3,n}$, ортогональны между собой. Представим x -компоненты электрических полей ВГ-колебаний, возникающих вследствие трансформации волн накачки в виде

$$E_{1,2} = -\frac{1}{2} \frac{\partial \Phi_{1,2}}{\partial x} \exp \left[i\omega_{1,2} t - \int k_z^{(1,2)}(z) dz \right] + c.c. \quad (15)$$

Здесь $\Phi_{1,2}$ — электрические потенциалы ВГ-колебаний, возбуждаемых в мелкомасштабных неоднородностях волнами накачки с частотами ω_1 и ω_2 соответственно; $c.c.$ — означает комплексное сопряжение; $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$ — частота НГ-колебаний. В гидродинамическом приближении можно получить следующее уравнение для НГ-колебаний, возбуждаемых вследствие взаимодействия с мощными ВГ-колебаниями

$$\begin{aligned} \rho_e^2 \frac{\partial^4 \Phi_3}{\partial x^4} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\omega_3^2}{\omega_{LHR}^2} - 1 \right) \frac{\partial \Phi_3}{\partial x} + \frac{M}{m} k_z^{(3)2} \Phi_3 = \\ = \frac{e}{4m\omega_1\omega_2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial x} \frac{\partial \Phi_2^*}{\partial x} \right) \exp \left(-i \int \Delta k dz \right). \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь $\Delta k = k_z^{(1)}(z) - k_z^{(2)}(z) - k_z^{(3)}$. В работе автора [Borisov, Robinson, 2003] показано, что продольные волновые числа ВГ-колебаний в вертикально неоднородной ионосфере быстро меняются вдоль оси z . В то же время продольное волновое число НГ-колебаний остаётся практически постоянным. Поэтому разность $\Delta k(z)$ меняется с высотой. Это изменение определяет расстояние, на котором происходит эффективное взаимодействие волн

$$\left| \int_0^{\Delta z} \left(k_z^{(1)}(z) - k_z^{(2)}(z) - k_z^{(3)} \right) dz \right| < \frac{\pi}{2}. \quad (17)$$

Оценка расстояния Δz даёт следующее значение: $\Delta z \approx \frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}} \frac{\left(L_z k_z^{(3)} \right)^{1/2}}{\mu}$,

где $\mu = \left(\frac{n_0}{N_0} \right)^{1/4} \left(\frac{\omega_{pe}}{\sqrt{\gamma} \cdot V_{Te} a} \right)^{1/2}$, γ , V_{Te} , a — соответственно показатель адиабата

ты, тепловая скорость электронов и поперечный размер ямки плотности. Основываясь на уравнении (16) и выражении для длины когерентности Δz , можно получить численные значения для параметров НГ-колебаний, возбуждаемых при двухчастотном нагреве в ионосфере.

ТРАНСФОРМАЦИЯ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ НИЖНЕГИБРИДНЫХ КОЛЕБАНИЙ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ В МЕЛКОМАСШТАБНЫХ ИСКУССТВЕННЫХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ

Электростатические НГ-колебания могут трансформироваться в электромагнитные (вистлеры) с той же частотой, но со значительно большими длинами волн. Подобная трансформация происходит при наличии в среде МИИН, которые генерируются в F-слое при воздействии на него мощных ВЧ-радиоволн. Рассмотрим вначале случай свободного распространения НГ-колебаний. Этот случай изучался теоретически в работе автора в статистическом подходе, используя приближение случайных фаз [Borisov, 1995]. Такое приближение оправдано, если в системе присутствуют колебания с широким частотным спектром и мелкомасштабные неоднородности различных размеров. Использовалось следующее выражение для корреляции плазменных флуктуаций, формирующих мелкомасштабные неоднородности,

$$\langle n(\mathbf{r}_1) n(\mathbf{r}_2) \rangle = \langle |n_0|^2 \rangle \exp \left[-\frac{(z_1 - z_2)^2}{a_z^2} - \frac{(z - \bar{z})^2}{L_z^2} - \frac{\rho_\perp^2}{a_\perp^2} \right] \quad (18)$$

и спектральное распределение электрического потенциала в электростатических НГ-колебаниях в виде

$$\langle \Phi_{k,\omega_1} \Phi_{q,\omega_2}^* \rangle = A_\Phi^2(k, \omega_1) \delta(k - q) \delta(\omega_1 - \omega_2). \quad (19)$$

Здесь A_Φ — спектральная амплитуда НГ-колебаний; a_z, a_\perp — продольный и поперечный размеры неоднородностей концентрации; $\bar{z} = 0,5(z_1 + z_2)$, $\rho_\perp = |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|_\perp$, L_z — продольная длина области локализации вытянутых неоднородностей. Для спектральной интенсивности ОНЧ-электромагнитных колебаний, возникающих при линейной трансформации электростатических НГ-колебаний на МИИН, можно получить выражение

$$I_k = \frac{2T}{\pi} \frac{\omega_{He}^4}{\omega_{Pe}^6} \frac{L_z}{V_{g,z}} a_\perp^2 a_z \left\langle \left| \frac{n_0}{N_0} \right|^2 \right\rangle \times \int \left[\frac{\gamma}{[\omega_1(k) - \omega_0(k_0)]^2 + \gamma^2} \frac{1}{1 + \frac{M}{m} \frac{(k_{0z} + k_p)^2}{k_0^2}} \times \right. \\ \left. \times c^4 \left[(k_z + k_p)^2 + 0,5k_\perp^2 \right]^2 + \frac{\omega_{Pe}^4 \omega_1^2}{\omega_{He}^2} \right] \times \left. \exp \left[2\Gamma(k_0) - (k_\perp - k_{0\perp})^4 a_\perp^4 - (k_z - k_{0z})^2 a^2 \right] \right\} d^3 k_0. \quad (20)$$

Здесь $\omega_0(k_0)$ — собственная частота вистлеров с волновым числом k_0 ;

$\gamma \approx \frac{v_e c^2 k^2}{\omega_{Pe}^2}$ — затухание вистлеров; $\Gamma(k_0) = \frac{\pi k_0^2 V_E^2 \omega_{Pe}^2 k_p L_N}{\omega_e^2 \omega_{He}^2} \sqrt{\frac{\omega_e}{8v_e}}$ — фактор

усиления НГ-колебаний в результате распадной неустойчивости в ионосфере; ω_e, v_e — частота волны накачки и частота соударений электронов соответственно; V_E — скорость осцилляции электронов в поле волны накачки; $V_{e,z}$ — групповая скорость вистлеров вдоль магнитного поля, т. е. вдоль оси z ; L_N — вертикальный размер неоднородности ионосферы. Оценки величины эффекта, приведённые в работе [Borisov, 1995], показывают, что для НГ-колебаний с некоторой амплитудой, амплитуда вистлеров, возникающих в результате трансформации, существенно (примерно на три порядка) меньше. Столь значительная разница в амплитудах связана прежде всего с тем, что групповая скорость вистлеров значительно больше скорости НГ-колебаний. Поэтому даже при полной трансформации (что, вообще говоря, не выполняется) должно быть явное уменьшение амплитуды.

Рассмотрим теперь процесс трансформации в вистлеры НГ-колебаний, захваченных в мелкомасштабные искусственные неоднородности (ямки плотности). Для описания трансформации необходимо использовать связанную систему из трёх уравнений для электростатического потенциала

$$\left[\rho_e^2 k_x^4 - \left(\frac{\omega_3^2}{\omega_{LHR}^2} - 1 \right) k_x^2 + \frac{M}{m} k_z^2 \right] \Phi_3 + \frac{\omega_3}{c} \left(\frac{\omega_3^2}{\omega_{LHR}^2} - 1 \right) k_x A_x + i \frac{\omega_{He}}{c} k_x A_y = 0 \quad (21)$$

и двух векторных потенциалов

$$\left[(k_x^2 + k_z^2) k_z^2 - \frac{\omega_{Pe}^4 \omega_3^2}{\omega_{He}^2 c^4} \right] A_x = \frac{\omega_{Pe}^2}{\omega_{He} c} \left[(k_x^2 + k_z^2) \frac{\omega_3^2 - \omega_{LHR}^2}{\omega_3 \omega_{He}} - \frac{\omega_{Pe}^2 \omega_3}{\omega_{He} c^2} \right] k_x \Phi_3, \quad (22)$$

$$\left[(k_x^2 + k_z^2) k_z^2 - \frac{\omega_{Pe}^4 \omega_3^2}{\omega_{He}^2 c^4} \right] A_y = i \frac{\omega_{Pe}^2}{\omega_{He} c} \left[k_z^2 - \frac{\omega_{Pe}^2}{\omega_{He}^2 c^2} (\omega_3^2 - \omega_{LHR}^2) \right] k_x \Phi_3. \quad (23)$$

Уравнение (21) для НГ-колебаний содержит поправки, отвечающие взаимодействию с электромагнитным полем вистлеров. Отметим, что уравнения (22), (23) с нулевой правой частью описывают свободное распространение вистлеров в замагниченной плазме. Учёт правых частей даёт возможность рассмотреть процесс возбуждения вистлеров электростатическими НГ-колебаниями при их рассеянии на мелкомасштабных неоднородностях плотности. Оценим для определённости величину векторного потенциала A_y с помощью уравнения (23). Из этого уравнения можно получить следующее приближённое выражение для A_y

$$A_y \approx i \frac{\omega_{Pe}^2}{2\omega_{He} c k_{x,w}} \int \exp(-ik_{x,w} |x - x_1|) \frac{n(x_1)}{N_0} k_x \Phi_3 dx_1 \quad (24)$$

Здесь $k_{x,w} \approx \frac{\omega_{Pe}^2 \omega_3}{\omega_{He} c^2 k_z}$ — волновое число возбуждаемых вистлеров вдоль оси x . Наличие мелкомасштабных множителей $k_x \Phi_3$ и n/N_0 под интеграла

лом означает присутствие в их произведении медленно меняющихся фурье-компонент, что и приводит к весьма эффективной генерации вистлеров. Моделируя относительное изменение концентрации плазмы в мелко-масштабной неоднородности с помощью гауссового распределения (7), можно найти величину вихревого поля. Основываясь на приведённых выше результатах приходим к следующей простой оценке соотношения поля вистлеров и поля НГ-колебаний $E_w \leq ak_z E_\phi$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выше были даны количественные оценки для амплитуды НГ-колебаний, запертых внутри неоднородностей. Согласно этим оценкам при полях ВГ-колебаний порядка нескольких вольт на метр должны генерироваться локализованные в ямках плотности НГ-колебания с амплитудой $E_3 \approx 0,1$ В/м. Для поперечного размера неоднородности $a \approx 10^2$ см, продольного волнового числа $k_z \approx 10^{-3}$ см⁻¹, в результате трансформации на неоднородностях колебаний в электромагнитные можно ожидать появления вистлеров с полями порядка $E_w \leq 10$ мВ/м. Таким образом, трансформация в вистлеры, локализованных в неоднородностях НГ-колебаний, происходит значительно более эффективно, нежели в случае их свободного распространения в среде с мелкомасштабными неоднородностями.

Полученные выше оценки являются теоретическими. К сожалению, до настоящего времени не представлялось возможным установить экспериментально, что генерируемые на высотах F-слоя при воздействии на ионосферу мощных ВЧ-радиоволн НГ-колебания, локализованы в ямках плотности. Не удавалось также измерить их амплитуду. Поэтому в работе автора [Borisov, Nonary, 2008b] был предложена схема реального эксперимента для детектирования локализованных в пространстве НГ-колебаний при одновременном воздействии на ионосферу двух мощных ВЧ-радиоволн с различными частотами. Разность частот мощных ВЧ-радиоволн $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$ должна быть порядка или немного больше частоты НГ-резонанса. Колебания на разностной частоте могут быть зафиксированы при ракурсном рассеянии с помощью УВЧ-радаров на частоте ω_R . Рассеянный сигнал должен содержать две компоненты. Во-первых, это сигнал на частоте радаров ω_R от искусственных мелкомасштабных вытянутых неоднородностей. Сигнал должен содержать доплеровский сдвиг (за счёт дрейфа неоднородностей в ионосфере), а также некоторое уширение, связанное с конечным временем жизни неоднородностей. Во-вторых, должен появиться сигнал на комбинационных частотах $\omega = \omega_R \pm \omega_3$, связанный с рассеянием от возбуждаемых внутри неоднородностей НГ-колебаний. Для НГ-колебаний, запертых в неоднородностях, следует ожидать доплеровский сдвиг, близкий к сдвигу от сигнала на частоте радаров, поскольку колебания дрейфуют вместе с неоднородностями. Именно близость величины доплеровского сдвига двух сигналов может служить доказательством того, что искусственно возбуждаемые НГ-колебания действительно заперты в мелкомасштабных неоднородностях. Поскольку, согласно приведённым оценкам, НГ-возмущения весьма сильные, то можно ожидать, что комбинационное рассеяние будет зафиксировано радаром.

ЛИТЕРАТУРА

- [Гетманцев и др., 1974] *Гетманцев Г. Г., Зуйков Н. А., Котик Д. С., Мироненко Л. Ф., Митяков Н. А., Рапопорт В. О., Сазонов Ю. А., Эйдман В. Я.* Обнаружение комбинационных частот при взаимодействии мощного коротковолнового излучения с ионосферной плазмой // Письма в ЖЭТФ. 1974. Т. 20. С. 229–232.
- [Гуревич, 2007] *Гуревич А. В.* Нелинейные явления в ионосфере // УФН. 2007. Т. 177. С. 1145–1177.
- [Barr, Stubbe, 1984] *Barr R., Stubbe P.* The ‘Polar Electrojet Antenna’ as a source of ELF radiation in the earth-ionosphere waveguide // J. Atm. Solar Terr. Phys. 1984. V. 46. P. 315–320.
- [Borisov, 1995] *Borisov N. D.* Transformation of VLF electrostatic waves into whistlers under the action of strong HF radio waves // Phys. Lett. A. 1995. V. 206. P. 240–246.
- [Borisov, Honary, 2008a] *Borisov N., Honary F.* Trapping of lower hybrid waves in elongated plasma depletions in the Earth’s ionosphere // Phys. Lett. A. 2008. V. 372. P. 2440–2044.
- [Borisov, Honary, 2008b] *Borisov N., Honary F.* Excitation and trapping of lower hybrid waves in striations // Phys. Plasma. 2008. V. 15. Iss. 12. Article ID 122901.
- [Borisov, Robinson, 2003] *Borisov N. D., Robinson T. R.* Transformation of an EM pump wave into upper hybrid resonance oscillations in a vertically inhomogeneous ionosphere // Phys. Lett. A. 2003. V. 315. P. 126–135.
- [Borisov et al., 1996] *Borisov N. D., Gurevich A. V., Papadopoulos K., Chang C. I.* Direct Cerrenkov excitation of the waveguide modes by a mobile ionospheric heater // Radio Sci. 1996. V. 31. P. 859–867.
- [Golkovsky, Inan, 2008] *Golkovsky M., Inan U. S.* Multistation observations of ELF/VLF whistler mode chorus // J. Geophysical Research. 2008. V. 113. Iss/ A8. Cite ID A08210.
- [Eriksson et al., 1994] *Eriksson A. I., Holback B., Dovner P. O., Bostrom R., Holmgren G., Andre M., Eliasson L., Kinter P. M.* Freja observations of correlated small-scale density depletions and enhanced lower hybrid waves // Geophysical Research Lett. 1994. V. 21. P. 1843–1846.
- [Leyser, 1991] *Leyser T. B.* Parametric interaction between upper hybrid and lower hybrid waves in heating experiments // Geophysical Research Lett. 1991. V. 18. P. 408–411.
- [Mjølhus, Fla, 1984] *Mjølhus E., Fla T.* Direct access to plasma resonance in ionospheric radio experiments // J. Geophysical Research. 1984. V. 89. P. 3921–3928.
- [Schuck et al., 1998] *Schuck P. W., Seyler S. E., Pincon J. L., Seyler S. E., Kinter P. M.* Theory, simulation, and observation of discrete eigenmodes associated with lower hybrid solitary waves // J. Geophysical Research. 1998. V. 103, P. 6935–6954.
- [Zhou et al., 1994] *Zhou H. L., Huang J., Kuo S. P.* Cascading of the upper/electron Bernstein wave in ionospheric heating experiments // Phys. Plasmas. 1994. V. 1. P. 3044–3052.

MECHANISMS OF GENERATION OF VLF OSCILLATIONS UNDER THE ACTION OF POWERFUL HF RADIO WAVES ON THE IONOSPHERE

N. D. Borisov

Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Waves Propagation of Russian Academy of Sciences (IZMIRAN)

Different mechanisms of artificial generation of the electrostatic (lower hybrid) and electromagnetic oscillations under the action of powerful HF radio waves is discussed theoretically. Some mechanisms manifest themselves in the lower ionosphere while the others cause the generation of VLF oscillations in the F-region due to the disintegration and transformation of radio waves. The possibility of trapping of the generated VLF oscillations in striations is analyzed.

Keywords: ionosphere, powerful HF radio waves, nonlinear processes.

Borisov Nikolay Dmitrievich — chief scientist, doctor of sciences, senior scientist, borisov@lpi.ru