Министерство образования Российской Федерации
Научно-исследовательский радиофизический институт

Препринт № 453

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ВНУТРЕННИХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН В F-СЛОЕ ИОНОСФЕРЫ МОЩНЫМ КОРОТКОВОЛНОВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

В.О. Рапопорт
Ф.И. Выборнов
Н.А. Митяков

Нижний Новгород 1999

Рапопорт В.О., Выборнов Ф.И., Митяков Н.А.
Параметрическое возбуждение внутренних гравитационных волн в F-слое ионосферы мощным коротковолновым излучением. // Препринт № 453. – Нижний Новгород: НИРФИ, 1999. 20 с.

УДК 621.371.25

Рассматривается возможность параметрического возбуждения внутренних гравитационных волн (ВГВ) в верхней атмосфере Земли сторонним источником, в качестве которого предлагается использовать область ионосферы, возмущаемую излучением мощного высокочастотного передатчика. На основе уравнений гидродинамики методом малых возмущений в адиабатическом приближении получено дифференциальное уравнение второго порядка для вертикальной компоненты скорости ВГВ, которое сведено к уравнению Матье. Проведен анализ полученного уравнения, сделаны оценки времен развития и показана возможность искусственного параметрического возбуждения ВГВ в условиях F-слоя ионосферы. Приводятся результаты специальных экспериментов по возбуждению ВГВ, подтверждающих справедливость теоретической модели.

ВВЕДЕНИЕ

Опыт исследований в области модификации ионосферы мощными радиоволнами свидетельствует о том, что при работе нагревного стенда "Сура" в определенных условиях возникают крупномасштабные возмущения атмосферы типа внутренних гравитационных волн. Интерес к ВГВ, прежде всего, связан с их определяющей ролью в формировании большого класса естественных и искусственных ионосферных возмущений, радикально влияющих на распространение радиоволн. Между тем, исследование динамики нейтральной компоненты верхней атмосферы, в том числе генерации и распространения ВГВ, до сих пор носят характер пассивных экспериментов. Использование искусственных источников для возбуждения ВГВ в атмосфере до последнего времени ограничивалось эпизодическими измерениями откликов ионосферы на мощные наземные взрывы и запуски тяжелых космических аппаратов. Наличие в НИРФИ стенда "Сура" дает уникальную возможность использовать периодический нагрев ионосферы мощными радиоволнами в качестве источника искусственных внутренних гравитационных волн. Г.И. Григорьев в 1975 г. высказал и теоретически обосновал гипотезу о возможности генерации ПИВ (перемещающихся ионосферных возмущений – ионосферного проявления ВГВ) при периодическом нагреве ионосферы мощными радиоволнами [1]. С тех пор появился ряд сообщений о регистрации искусственных ПИВ в экспериментах с нагревными стендами [2-8]. Искусственный нагрев ионосферы мощными радиоволнами приводит к нарушению квазистационарного состояния нейтральной компоненты в верхней атмосфере. При резком включении нагревного стенда (или при его периодической работе) возмущенная область становится источником акустико-гравитационных волн. Оценки показывают, что при работе нагревного стенда "Сура", излучающего вертикальный пучок радиоволн обыкновенной поляризации на частоте около 6 МГц с эквивалентной мощностью порядка 300 МВт, возмущения температуры нейтральной компоненты на высотах 250 – 300 км могут составлять от 1 до 10% при длительности нагрева порядка 10 – 20 минут. Увеличение длительности нагрева не приводит к росту температуры, поскольку время 10-20 минут соответствует характерному времени выноса энергии ветром из возмущенной области, размеры которой (около 50 км) определяются поперечным сечением пучка радиоволн.

Эксперименты, проведенные нами в мае и в августе 1998 г., показали, что искусственно возмущенная область ионосферы является источником ВГВ [5,6]. Показано, что на частоте нагрева ионосферы ниже частоты Бранта-Вяйсяля имел место обычный механизм генерации искусственных ВГВ, рассмотренный в [1]. Если же частота включений и выключений стенда "Сура" была выше частоты Бранта-Вяйсяля, то имело место параметрическое возбуждение ВГВ и частота ВГВ составляла половину частоты нагрева.

В настоящей работе приводятся результаты теоретических и экспериментальных исследований параметрического возбуждения внутренних гравитационных волн в верхней атмосфере путем модификации ионосферы мощными радиоволнами.

1. ТЕОРИЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ВНУТРЕННИХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН В F-СЛОЕ ИОНОСФЕРЫ МОЩНЫМ КВ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Рассмотрим возможность параметрического возбуждения внутренних гравитационных волн (ВГВ) в верхней атмосфере Земли вблизи частоты ω_0 источником мощного высокочастотного излучения с характерной частотой $\Omega = 2\omega_0$. Будем полагать, что волна распространяется в нейтральной среде, где теплообмен отсутствует (адиабатическое движение), а теплопроводностью и вязкостью среды можно пренебречь.

Введем следующие обозначения:

$\vec{V}$ (x,y,z,t)– скорость среды ($\vec{V} = u_x\vec{i} + u_y\vec{j} + u_z\vec{k}$),

ρ (x,y,z,t) – плотность нейтральной компоненты,

P (x,y,z,t) – давление в точке с координатами x,y,z в момент времени t,

g –ускорение земного тяготения,

R – газовая постоянная,

dQ – изменение количества теплоты среды,

dQ_{ext}– приращение количества теплоты от внешнего источника,

dE – изменение внутренней энергии среды,

dA – изменение работы,

s – энтропия единицы массы среды,

$u_x = u$ – горизонтальная составляющая скорости нейтральной компоненты $\vec{V}$ (x,y,z,t),

$u_z = w$ – вертикальная составляющая скорости нейтральной компоненты $\vec{V}$ (x,y,z,t).

Тогда исходными уравнениями будут [9]:

1.Уравнение непрерывности

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + div\rho\vec{V} = 0 \quad \text{или} \quad \frac{\partial\rho}{\partial t} + \rho div\vec{V} + \vec{V}grad\rho = 0\,. \qquad (1)$$

2.Уравнение Эйлера (движение среды в поле тяжести Земли)

$$\frac{\partial\vec{V}}{\partial t} + \left(\vec{V}\nabla\right)\vec{V} = -\frac{\nabla P}{\rho} + g\,. \qquad (2)$$

3. Уравнение адиабатичности движения идеальной среды (изэнтропическое течение $\frac{ds}{dt}=0$)

$$\frac{\partial s}{\partial t}+\vec{V}grad(s)=0. \qquad (3)$$

4. Закон сохранения энергии

$$dQ + dQ_{ext} = dE + dA. \qquad (4)$$

5. Уравнение состояния

$$P=\rho RT. \qquad (5)$$

Положим в уравнении (3) $s=s_0+s_1$, где s_0 – невозмущенное значение s, s_1 –малое возмущение. Будем считать $s_0=s(z)$ зависящей только от z, а оси выберем так, чтобы скорость $\vec{V}=u_x\bar{i}+u_y\bar{j}+u_z\vec{k}$ имела только x-компоненту. Переобозначив $u_x=u$, а $u_z=w$, для первого приближения получим

$$\frac{\partial s_1}{\partial t}+w\frac{\partial s_0}{\partial z}=0. \qquad (6)$$

В случае малых возмущений в уравнении (2) можно пренебречь членом $(\vec{V}\nabla)\vec{V}$. Считая $\vec{u}=const$ и учитывая, что в равновесном состоянии $\frac{\partial P_0}{\partial z}=-\rho_0 g$, получим

$$\frac{\partial w}{\partial t}+\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial P_1}{\partial z}+\frac{\rho_1}{\rho_0}g=0. \qquad (7)$$

Аналогично для уравнения (1), полагая $\rho=\rho_0+\rho_1$, получим

$$\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial \rho_1}{\partial t}+div\vec{V}+\frac{w}{\rho_0}\frac{\partial \rho_0}{\partial z}=0. \qquad (8)$$

Выражение (4) преобразуем, используя (5). При этом разность удельных теплоемкостей при постоянном давлении и объёме $C_P - C_V = R$ и $\dfrac{P}{\rho} = (C_P - C_V)T$.

Или $dP = (C_P - C_V)(\rho dT + Td\rho)$, т.е. $\dfrac{dT}{T} = \dfrac{dP}{P} - \dfrac{d\rho}{\rho}$. Тогда

$$dQ + dQ_{ext} = dE + PdV = \frac{\partial E}{\partial T}dT + \frac{\partial E}{\partial \rho}d\rho + PdV =$$

$= \dfrac{\partial E}{\partial T}dT + \dfrac{\partial E}{\partial \rho}d\rho - \dfrac{P}{\rho^2}d\rho$. Для идеального газа $\dfrac{\partial E}{\partial \rho} = 0$ и

$$dQ + dQ_{ext} = \frac{\partial E}{\partial T}dT - \frac{P}{\rho^2}d\rho.$$

$$\frac{\partial Q + \partial Q_{ext}}{T} = \frac{\partial E}{\partial T}\frac{dT}{T} - \frac{P}{\rho^2}\frac{d\rho}{T} \Rightarrow ds = \frac{dQ}{T} = \frac{\partial E}{\partial T}\frac{dT}{T} - \frac{Pd\rho}{T\rho^2} - \frac{dQ_{ext}}{T} =$$

$$= C_v\frac{dT}{T} - \frac{(C_p - C_V)}{\rho}d\rho - \frac{dQ_{ext}}{T} = C_V\frac{dP}{P} - C_P\frac{d\rho}{\rho} - \frac{dQ_{ext}}{T}. \quad (9)$$

Введем потенциальную температуру θ так, что $\dfrac{d\theta}{\theta} = \dfrac{ds}{C_P}$.

Обозначив $\gamma = \dfrac{C_P}{C_V}$, уравнение (9) можно записать в виде

$$\frac{d\theta}{\theta} = \frac{dP}{\gamma P} - \frac{d\rho}{\rho} - \frac{dQ_{ext}}{C_P T}. \quad (10)$$

Уравнения (6) – (8) и (10) составляют исходную систему уравнений внутренних гравитационных волн. Обозначим $N^2 = \dfrac{g}{C_P}\dfrac{\partial s_0}{\partial z}$, $\dfrac{1}{C_P}\dfrac{\partial s_0}{\partial z} = \dfrac{1}{H_S}$, $\dfrac{1}{\rho_0}\dfrac{\partial \rho_0}{\partial z} = \dfrac{1}{H_P}$ и $\left(\dfrac{\partial P}{\partial \rho}\right)_S = C_S^2$, где N – частота Бранта-Вяйсяля, H_S, H_P – приведенные высоты для энтропии и плотности, C_S – скорость звука в среде. Используя малые возмущения по $s = s_0 + s_1$ и переходя к частным производным в (9), получим

$$\frac{\partial s_1}{\partial t} = C_P\left(\frac{1}{\gamma P_0}\frac{\partial P_1}{\partial t} - \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial \rho_1}{\partial t} - \frac{1}{C_P T}\frac{\partial Q_{ext}}{\partial t}\right).$$

Подставим $\frac{\partial s_1}{\partial t}$ в (6) и учтем, что для адиабатического процесса $C_S^2 = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_S = \gamma \frac{P}{\rho}$. Тогда

$$\frac{1}{\rho_0 C_S^2}\frac{\partial P_1}{\partial t} - \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial \rho_1}{\partial t} - \frac{1}{C_P T}\frac{\partial Q_{ext}}{\partial t} + \frac{w}{C_P}\frac{\partial S_0}{\partial z} = 0. \qquad (11)$$

Введем характеристику источника возмущений

$$I = \frac{1}{C_P T}\frac{\partial Q_{ext}}{\partial t}.$$

Комбинируя (8) и (11), получаем

$$\frac{1}{\rho_0 C_S^2}\frac{\partial P_1}{\partial t} - I + \frac{w}{C_P}\frac{\partial S_0}{\partial z} + div\vec{V} + \frac{w}{\rho_0}\frac{\partial \rho_0}{\partial z} = 0. \qquad (12)$$

Полагая $\vec{u} = \vec{u}_0 e^{ik_x x + ik_z z}$ и учитывая, что $\frac{\partial u}{\partial t} + ik_x \frac{P_1}{\rho_0} = 0$, после дифференцирования (12) по t получаем

$$\frac{1}{\rho_0 C_S^2}\frac{\partial^2 P_1}{\partial t^2} + \left(\frac{1}{C_P}\frac{\partial s_0}{\partial z} + \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial \rho_0}{\partial z} + ik_z\right)\frac{\partial w}{\partial t} + k_x^2 \frac{P_1}{\rho_0} = \frac{\partial I}{\partial t}. \qquad (13)$$

Если в (7) положить $P_1(t,z) = P_1(t)e^{ik_z z}$, то после дифференцирования по t имеем

$$\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + ik_z \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial P_1}{\partial t} + g\left(\frac{1}{C_S^2}\frac{\partial P_1}{\partial t} - \frac{1}{C_P T}\frac{\partial Q_{ext}}{\partial t} + \frac{w}{C_P}\frac{\partial S_0}{\partial z}\right) = 0,$$

или

$$\frac{\partial^2 w}{\partial t^2}+\frac{g}{C_P}\frac{\partial S_0}{\partial z}w+\left(ik_z-\frac{g}{C_S^2}\right)\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial P_1}{\partial t}=gI\,. \qquad (14)$$

Из выражений (13) и (14) легко получить дисперсионное уравнение для ВГВ. Предполагая зависимость переменных от времени в виде $e^{-i\omega t}$ в отсутствии источника (I=0), для случая $k_z \gg \frac{g}{C_S^2},\frac{1}{H_S},\frac{1}{H_\rho}$, уравнения (13) и (14) запишутся в виде

$$-\frac{\omega^2}{C_S^2}P^*+k_x^2P^*+\omega k_z w=0\ , \qquad (15)$$

$$-\omega^2 w+N^2 w+k_z\omega P^*=0\ , \qquad (16)$$

где $P^*=\frac{P_1}{\rho_0}$. Из уравнений (15), (16) окончательно получаем

$$\left(1-\frac{N^2}{\omega^2}\right)\left(\frac{\omega^2}{C_S^2}-k_x^2\right)=k_z^2\,. \qquad (17)$$

Обозначая $\frac{\omega^2}{C_S^2}=k_0^2,\frac{N^2}{C_S^2}=k_b^2$, уравнение преобразуются в

$$\left(1-\frac{k_b^2}{k_0^2}\right)\left(k_0^2-k_x^2\right)=k_z^2\ . \qquad (18)$$

Введем $\chi_x^2=\frac{k_x^2}{k_0^2},\chi_z^2=\frac{k_z^2}{k_0^2},\chi_b^2=\frac{k_b^2}{k_0^2}$, тогда дисперсионное уравнение в безразмерных единицах имеет вид

$$\left(1-\chi_x^2\right)\left(1-\chi_b^2\right)=\chi_z^2\,. \qquad (19)$$

Дисперсионное уравнение (17) описывает обе ветви акустико-гравитационных волн (см., например, [12]).

Уравнения (13) и (14) составляют систему, из которой получим

$$\left(\frac{ik_z}{\widetilde{k}_x^2}\frac{1}{C_P}\frac{\partial s_0}{\partial z}+\frac{ik_z}{\widetilde{k}_x^2}\frac{\partial \rho_0}{\partial z}-1-\frac{k_z^2}{\widetilde{k}_x^2}\right)\frac{\partial^2 w}{\partial t^2}-\frac{g}{C_P}\frac{\partial s_0}{\partial z}w=$$

$$=\frac{ik_z}{\widetilde{k}_x^2}\frac{\partial^2 I}{\partial t^2}+gI\,. \tag{20}$$

Здесь $\widetilde{k}_x^2=k_x^2-\dfrac{\omega^2}{\rho_0 C_S^2}$. В дальнейшем при обозначении $\widetilde{k}_x$ волнистую линии будем опускать.

Обозначим $\left(\dfrac{ik_z}{k_x^2}\dfrac{1}{C_P}\dfrac{\partial s_0}{\partial z}+\dfrac{ik_z}{k_x^2\rho_0}\dfrac{\partial \rho_0}{\partial z}-\dfrac{k^2}{k_x^2}\right)=A$, $\dfrac{ik_z}{k_x^2}\dfrac{\partial^2 I}{\partial t^2}+gI=$ $=J$, тогда уравнение (20) будет в виде

$$\frac{\partial^2 w}{\partial t^2}-\frac{g}{AC_P}\frac{\partial s_0}{\partial z}w=\frac{J}{A}. \tag{21}$$

Пусть источник монохроматичен и имеет частоту $\Omega=2\omega_0$. Будем искать вынужденное решение уравнения (21) на частоте источника Ω. Покажем так-же, что существуют растущие во времени решения на частоте $\Omega/2$ и процесс в этом случае характеризуется уравнением Матье. Подставив в (21) $w=w(2\omega_0)e^{-i2\omega_0 t}$, получим

$$w(2\omega_0)=\frac{J}{-\dfrac{g}{C_P}\dfrac{\partial s_0}{\partial z}-4\omega_0^2 A}. \tag{22}$$

Можно считать $Q_{ext}=\hat{Q}_{ext}^0\cos(2\omega_0 t)$ и соответственно $J=$ $=J_0\sin(2\omega_0 t)$, здесь $J_0=Q_{ext}^0\dfrac{2\omega_0}{C_P T}\left(4i\omega_0^2\dfrac{k_z}{k_x^2}-g\right)$.

Будем искать решение уравнения (21) на частоте ω_0, при этом учтем, что энергия источника на этой частоте равна нулю. Полагая возможность параметрического резонанса, заменим в уравнении (6) $\frac{\partial s_0}{\partial z}$ на $\frac{\partial s}{\partial z}$, т.е. не будем исключать член $w\frac{\partial s_1}{\partial t}$ второго порядка малости. Остальные члены второго порядка малости дают малые аддитивные поправки к уравнению первого приближения и не будут учитываться. Тогда $\frac{\partial s}{\partial t} = \frac{\partial s_0}{\partial t} + \frac{\partial s_1}{\partial t}$ и из уравнения (6) $\frac{\partial s_1}{\partial t} = -w(2\omega_0)\frac{\partial s_0}{\partial z}$.

Определим $\tilde{w}(2\omega_0) = \dfrac{J_0}{\dfrac{g}{C_P}\dfrac{\partial s_0}{\partial z} - 4\omega_0^2 A}$, тогда $\frac{\partial s_1}{\partial t} =$

$= -\tilde{w}(2\omega_0)\frac{\partial s_0}{\partial z}\sin(2\omega_0 t)$ и после интегрирования

$$s_1 = \frac{1}{2\omega_0}\tilde{w}(2\omega_0)\frac{\partial s_0}{\partial z}\cos(2\omega_0 t) + const, \text{ а}$$

$$\frac{\partial s_1}{\partial z} = \frac{ik_z}{2\varpi_0}\tilde{w}(2\omega_0)\frac{\partial s_0}{\partial z}\cos(2\omega_0 t).$$

Тогда уравнение (21) в отсутствии источника с частотой ω_0 примет вид

$$\frac{\partial^2 w(\omega_0)}{\partial t^2} + \frac{g}{AC_P}\frac{\partial s_0}{\partial z}\left(1 + \frac{ik_z}{2\omega_0}\tilde{w}(2\omega_0)\cos(2\omega_0 t)\right)w(\omega_0) = 0. \quad (23)$$

В случае, если $\frac{ik_z}{k_x^2}\frac{1}{C_P}\frac{\partial s_0}{\partial z} + \frac{ik_z}{k_x^2 \rho_0}\frac{\partial \rho_0}{\partial z} << \frac{k^2}{k_x^2}$, имеем

$$\frac{\partial^2 w(\omega_0)}{\partial t^2} + \frac{k_x^2 g}{k^2 C_P}\frac{\partial s_0}{\partial z}\left(1 + \frac{ik_z}{2\omega_0}\frac{J_0}{\dfrac{g}{C_P}\dfrac{\partial s_0}{\partial t} + 4\omega_0^2\dfrac{k^2}{k_x^2}}\cos(2\omega_0 t)\right)w(\omega_0) = 0$$

или

$$\frac{\partial^2 w(\omega_0)}{\partial t^2}+\frac{k_x^2 g}{k^2 C_P}\frac{\partial s_0}{\partial z}\left(1+\frac{ik_z}{C_P T}\frac{Q_{ext}^0\left(4i\omega_0^2\frac{k_z}{k_x^2}-g\right)}{\frac{g}{C_P}\frac{\partial s_0}{\partial t}+4\omega_0^2\frac{k^2}{k_x^2}}\cos(2\omega_0 t)\right)w(\omega_0)=0,$$

а поскольку $N^2=\frac{g}{C_P}\frac{\partial s_0}{\partial z}$, получим

$$\frac{\partial^2 w(\omega_0)}{\partial t^2}+\frac{k_x^2}{k^2}N^2\left(1-\frac{Q_{ext}^0}{C_P T}\frac{\left(4\omega_0^2\frac{k_z^2}{k_x^2}+ik_z g\right)}{N^2+4\omega_0^2\frac{k^2}{k_x^2}}\cos(2\omega_0 t)\right)w(\omega_0)=0.$$

Обозначая

$$\tilde{a}=-\left(\frac{Q_{ext}^0}{C_P T}\frac{4\omega_0^2\frac{k_z^2}{k_x^2}+ik_z g}{N^2+4\omega_0^2\frac{k^2}{k_x^2}}\right),$$

имеем $$\frac{\partial^2 w(\omega_0)}{\partial t^2}+\frac{k_x^2}{k^2}N^2\left(1+\tilde{a}\cos(2\omega_0 t)\right)w(\omega_0)=0.$$

Производя замену $\tau=\omega_0 t$ и переобозначая $w(\omega_0)=w_{\omega_0}(\tau)$, $a=\frac{k_x^2}{k^2\omega_0^2}N^2\tilde{a}$ и $\tilde{\lambda}=\frac{k_x^2}{k^2\omega_0^2}N^2$, получим уравнение Матье в каноническом виде [10]

$$\frac{\partial^2 w_{\omega_0}(\tau)}{\partial \tau^2}+\left(\tilde{\lambda}+a\cos(2\tau)\right)w_{\omega_0}(\tau)=0. \qquad (24)$$

Решение уравнения (24) ищем в виде

$$w_{\omega_0}(\tau)=e^{\mu\tau}\sum_{n=-\infty}^{+\infty}c_n e^{2in\tau}+e^{-\mu\tau}\sum_{m=-\infty}^{+\infty}c_m e^{2im\tau}, \qquad (25)$$

а при малых a показатель μ выбирается так, чтобы выполнялось условие (с учетом замечаний, сделанных в [11])

$$ch(\pi\mu)=1-2\sin^2\left(\frac{\pi\sqrt{\tilde{\lambda}}}{2}\right)-\frac{\pi a^2}{4\left(1-\tilde{\lambda}\right)\sqrt{\tilde{\lambda}}}\sin(\pi\sqrt{\tilde{\lambda}})+O(a^*). \qquad (26)$$

В случае, когда можно пренебречь мнимой частью a ($4\omega_0^2k_z >> gk_x^2$) и, кроме того, если $k_x^2N^2 << k_z^2\omega_0^2$, уравнение (24) в явной форме примет вид

$$\frac{\partial^2 w_{\omega_0}(\tau)}{\partial\tau^2}+\left(\frac{k_x^2}{k^2}\frac{N^2}{\omega_0^2}-\frac{k_x^2}{k^2}\frac{N^2}{\omega_0^2}\frac{Q_{ext}^0}{C_pT}\cos(2\tau)\right)w_{\omega_0}(\tau)=0. \qquad (27)$$

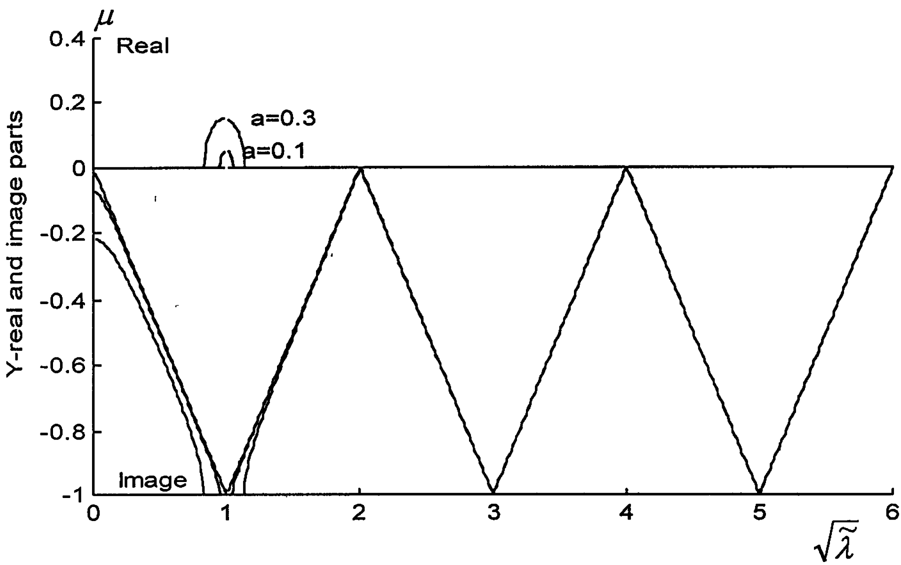


Рис.1.

Анализ соотношения (26) показывает, что при $\tilde{\lambda}=1$ значения μ являются комплексными, следовательно, экспоненциальный рост решения возможен (на рис.1 отдельно приведены действительные и мнимые части характеристического показателя μ в зависимости от $\sqrt{\tilde{\lambda}}$ для разных a).

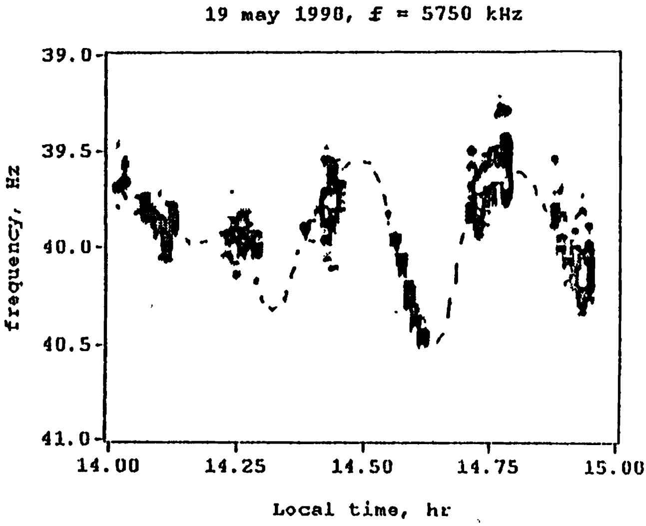
При a=0,3 характерное время развития ВГВ оказывается равным 100 минут для периода ВГВ,равного 16 минут.

Таким образом, параметрическое возбуждение ВГВ мощным высокочастотным источником в верхней атмосфере вполне возможно.

2. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ВОЗБУЖДЕНИЮ ВНУТРЕННИХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН В ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЕ ИСТОЧНИКОМ МОЩНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

В период с 19 по 23 мая 1998 г. проводился эксперимент по интерференционному нагреву ионосферы двумя нагревными стендами[5,6]. Стенд "Сура" работал на частоте 5,75 МГц в режиме 5 минут излучение, 5 минут пауза. Мощность передатчиков составляла 750 кВт (эквивалентная мощность 250 МВт). Антенная решетка была сфазирована так, что ее главный луч был раздвоен на ±18° от зенита в направлении восток-запад. Поэтому диаграмма направленности антенны была двухлепестковой с шириной каждого лепестка около 8°. Второй стенд был расположен в Зименках в 130 км восточнее стенда "Сура". Его мощность 50 кВт была существенно меньше мощности первого стенда и поэтому для возбуждения атмосферных волн вклад второго стенда можно не учитывать.

Критические частоты ионосферы были близки к прогнозным значениям и во время эксперимента превышали 6,0 МГц. Приемный пункт находился в НИРФИ (в 150 км западнее стенда "Сура").


19 may 1990, f = 5750 kHz
39.0
39.5
40.0
40.5
41.0
frequency, Hz
14.00
14.25
14.50
14.75
15.00
Local time, hr

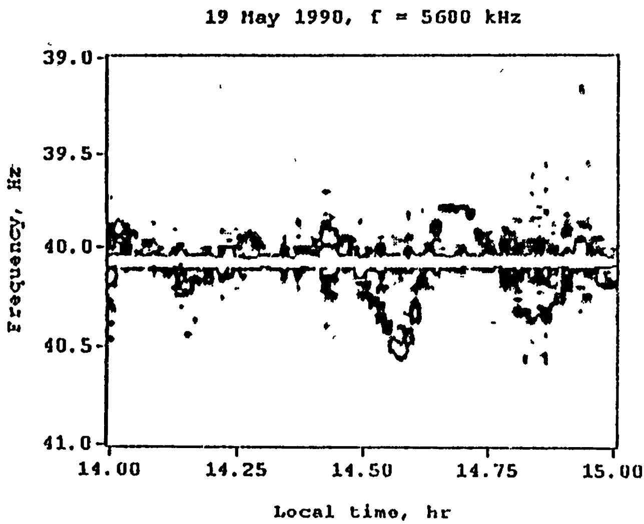

19 May 1990, f = 5600 kHz
39.0
39.5
40.0
40.5
41.0
Frequency, Hz
14.00
14.25
14.50
14.75
15.00
Local time, hr

Рис. 2.

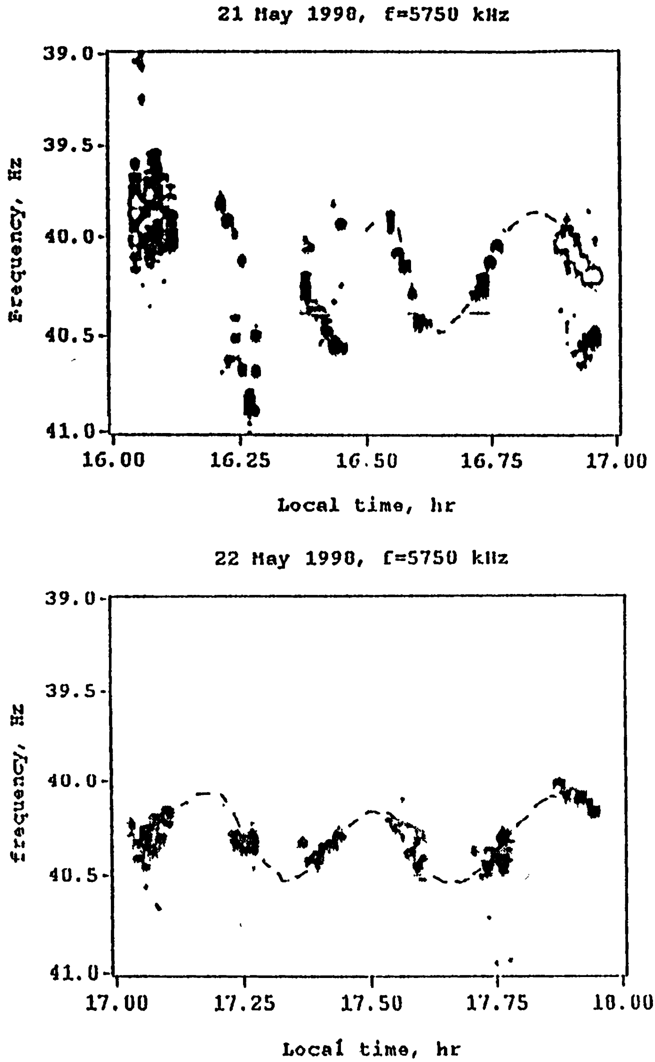

21 May 1998, f=5750 kHz
Frequency, Hz
39.0
39.5
40.0
40.5
41.0
16.00
16.25
16.50
16.75
17.00
Local time, hr
22 May 1998, f=5750 kHz
Frequency, Hz
39.0
39.5
40.0
40.5
41.0
17.00
17.25
17.50
17.75
18.00
Local time, hr

Рис.3.

Регистрировались пробные волны на частоте 5,68 МГц от передатчика, расположенного в Зименках и излучающего непрерывный сигнал, а также радиоизлучение стенда "Сура". Сигналы записывались на ЭВМ и подвергались спектральному анализу. Периодический нагрев ионосферы вызывал периодические вариации доплеровского сдвига частоты отраженных от ионосферы радиоволн. На рис. 2а показан пример динамического спектра волны накачки (5750 кГц) для сеанса 14.00-15.00 LT 19 мая 1998г. Вариации частоты с периодом 20 минут постепенно нарастали по амплитуде и к концу сеанса достигали 0,5 Гц. Период искусственных ПИВ был вдвое больше периода нагрева ионосферы. Наблюдалось запаздывание вариаций частоты сигнала 5,68 МГц (рис.2б) по сравнению с вариациями частоты волны накачки. Это запаздывание для указанного сеанса составляло 11 минут, что для геометрии нашего эксперимента соответствует фазовой скорости ПИВ около 100 м/с . Амплитуда вариаций частоты 0,5 Гц соответствует величине осцилляторной скорости ПИВ около 12 м/с.

На рис. 3 показана развитая фаза генерации ВГВ на половинной частоте источника, когда стенд “Сура” начинал работу за 1 час до начала регистрации.

Пунктиром на рис.2 и 3 восстановлен ход доплеровского смещения частоты в паузах работы стенда “Сура”.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе гидродинамических уравнений показано, что при нагреве ионосферы мощным радиоволнами может иметь место параметрическое возбуждение внутренних гравитационных волн в верхней атмосфере. Приведены результаты эксперимента на стенде “Сура”, которые свидетельствуют о возможности параметрического возбуждения ВГВ.

Все это говорит о перспективности нового направления в исследовании атмосферных ВГВ, основанного на нестационарном нагреве ионосферы мощными радиоволнами. Целенаправленные исследования генерации ВГВ управляемым источником, по нашему мнению, могут дать существенный прогресс в изучении динамики атмосферы и позволят провести анализ генерации и распространения естественных ВГВ на новом качественном уровне.

Литература

1. Григорьев Г.И. О перемещающихся ионосферных возмущениях, возникающих при работе мощных передатчиков // Изв. ВУЗов Радиофизика, 1975, Т.18, №12, С.1801-1805.

2. Митяков Н.А., Грач С.М., Митяков С.Н. Возмущения ионосферы мощными радиоволнами. Итоги науки и техники. Серия Геомагнетизм и высокие слои атмосферы. – М.: ВИНИТИ,1989, № 9, С. 1-140.

3. Ерухимов Л.М., Митякова Э.Е. Неоднородная структура ионосферы и ее связь с волновыми возмущениями. // Сб. Динамика ионосферы, ч.3. Алма-Ата, 1991, С. 18.

4. Blagoveshchenskaya N.F., Troshichev O.A. Ionospheric phenomena produced by modification experiments // JATF, v.58, 1996, № 1-4, p. 397-706.

5. Erukhimov L.M. and et. Heating interferometer for the ionosphere. // V-th International Susdal URSI Simposium on the modification of ionosphere. Book of abstracts. Susdal, August 26-29, 1998, p.42.

6. Митяков Н.А., Рапопорт В.О., Ю.А.Сазонов и др. Возбуждение внутренних гравитационных волн в верхней атмосфере с помощью стенда "Сура" // XIX Всероссийская конференция по распространению радиоволн. Тезисы докладов. –Казань, 1999, С.369.

7. Minami S., Nishino M., Suziki I., Sato S., Tanikawa T., Nakamura Y., Wong A., UGLA HIPAS Group. Ionospheric Simulations by Hight Power Radio Wawes. // 32-nd Scientific Assembley of COSPAR, Abstracts, 12-19 Yuly 1998, Nagoya, Yapan, p. 271.

8. Григорьев Г.И., Трахтенгерц В.Ю. Излучение внутренних гравитационных волн при работе мощных нагревных стендов в режиме временной модуляции ионосферных токов. // Геомагнетизм и аэрономия, 1999, т. 39, № 6 (в печати).

9. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидромеханика. – М.: Наука, 1988, 733 с.

10. Камке Э.. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям.–М.: Наука, 1976, 576 с.

11. Григорьев Г.Г., Савина О.Н., Тамойкин В.В. Об устойчивости звуковых волн, распространяющихся в нестационарно движущейся среде // Изв. ВУЗов Радиофизика, т. 39, № 9, 1996, С. 1087.

12. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. –М.: Мир, 1978, 532 с.

V.O. Rapoport, F.I. Vybornov, N.A. Mityakov

Parametrical Generation of Internal Gravity Waves in the F-region of an Ionosphere by a High-Power HF Radio Waves

The possibility of parametrical generation of internal gravity waves (IGW) in the upper Earth's atmosphere by heated with powerful high-frequency radio waves as a source is studied. The Mathieu equation is obtained for a vertical component of the IGW velocity. The analysis of this equation shows the possibility of artificial parametrical generation IGW in the F region of an ionosphere. The experiments carried out in 1998 at Sura facility verified a validity of a theoretical model

Рапопорт Виктор Овсеевич
Выборнов Федор Иванович
Митяков Николай Анатольевич

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ВНУТРЕННИХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН В F-СЛОЕ ИОНОСФЕРЫ МОЩНЫМ КОРОТКОВОЛНОВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Подписано в печать 11.11.99 г. Формат 60 x 84/16

Бумага писчая. Печать офсетная. Объем 1,25 усл.п.л.

Тираж 50. Заказ 5489.

Отпечатано в НИРФИ
Нижний Новгород, ул. Большая Печерская, 25