

УДК 551.510.413.5

Влияние волновой активности в атмосфере на распространение СДВ-ДВ сигналов в  
средних широтах

Е.С. Гончаров<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт динамики геосфер РАН

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт (государственный университет)

## 1. Актуальность, проблема

Длинноволновое вещание возникло на заре глобальной радиофикации. Такие волны, в отличие от коротких, распространяются достаточно далеко (1-2 тыс. км) вдоль земной поверхности, огибая её, и могут приниматься простейшим детекторным приёмником. Длинные и особенно сверхдлинные волны мало поглощаются при прохождении в толще суши или моря. Так, волны длиной 20—30 км могут проникать в глубину моря на несколько десятков метров и, следовательно, использоваться для связи с погруженными подводными лодками, а также для подземной радиосвязи. Однако, начиная с расстояния 300—400 км, помимо земной волны, присутствует волна, отраженная от ионосферы. С увеличением расстояния напряженность электрического поля отраженной от ионосферы волны увеличивается, и на расстояниях 700—1000 км напряженности полей земной и ионосферной волн становятся примерно равными. Суперпозиция этих двух волн дает интерференционную картину поля. По этой причине, приходящий сигнал на достаточно больших расстояниях сильно зависит от параметров ионосферы.

Кроме того, ранее, даже при передаче на относительно небольшие расстояния, энергетический запас передатчиков был большим (~1МВт), поэтому не обращалось внимания на амплитудные колебания сигнала. В настоящее время речь идет о маломощных, мобильных устройствах, поэтому амплитудные колебания СДВ-ДВ сигналов, вызванные природными процессами, могут превышать энергетический потенциал передатчиков.

## 2. Задача

Ранее уже были получены основные виды возмущения полученного сигнала. Целью настоящей работы является развитие теории природы колебаний полученного

СДВ-ДВ сигнала и возможность включения данных колебаний в модели. Так же, стоит задача проверки возможности описания экспериментальных данных численной моделью при волновых возмущениях средней атмосферы.

Реализация поставленной задачи достигается на основе решения следующих пунктов:

- проверка возможного влияния планетарных волн на распространение сигнала (данные спутника AURA)
- изучение распространения сигнала с помощью двухпараметрической модели [Wait and Spies, 1964]
- создание программы (генератора входных параметров для пакета LWPC)
- расчет суточной динамики поля в точке приема для источника “dho38” (23.4 кГц) в пакете LWPC
- попытка получить модуляцию сигнала с помощью модели Альперта

### **3. Распространение СДВ-ДВ радиоволн**

Распространение радиоволн в земном пространстве зависит от свойств поверхности земли и свойств атмосферы. Условия распространения радиоволн вдоль поверхности земли в значительной мере зависят от рельефа местности, электрических параметров земной поверхности и длины волны. Атмосферу земли нельзя считать однородной средой. Давление, плотность, влажность, диэлектрическая проницаемость и другие параметры в разных объемах воздушного слоя имеют различные значения. По этим причинам скорости распространения в различных объемах неодинаковы и зависят от длины волны. Траектория радиоволн в атмосфере искривляется. Явление искривления или преломления волн при распространении их в неоднородной среде получило название рефракции. Радиоволны, распространяющиеся на большой высоте в атмосфере и возвращающиеся на землю вследствие искривления траектории, рассеяния или отражения от атмосферных неоднородностей, называются пространственными, или ионосферными.

К диапазону СДВ относятся волны длиной от 10000 до 1000000 м ( $f=30-3$  кГц), а к ДВ – волны от 1000 до 10000 м ( $a=300-30$  кГц). Сферичность Земли, служащая препятствием для прямолинейного распространения радиоволн, до расстояний 1000-2000 км остается соизмеримой с длиной волны, что способствует хорошему огибанию длинными волнами земного шара.

На расстоянии свыше 3000 км ДВ и СДВ распространяются только ионосферной волной. Для отражения длинных волн достаточно небольшой электронной плотности, так что днем отражение этих волн может происходить на нижней границе слоя D, а ночью – на нижней границе слоя E. Электронная плотность слоев D и E меняется резко на протяжении длины волны. Поэтому и отражение здесь происходит как на границе раздела воздух – полупроводник, без проникновения радиоволны в толщу ионизированного газа. Этим обусловлено слабое поглощение ДВ и СДВ в ионосфере. Расстояние от земной поверхности до нижней границы ионосферы составляет 60-100 км, т.е. того же порядка, что и длина волн (ДВ и СДВ), так что распространение происходит подобно распространению в волноводе, стенками которого служат близко расположенные полупроводящие концентрические сферы, одной из которых является Земля, а другой – ионосфера. Как и во всяком волноводе, можно отметить оптимальные волны – волны, распространяющиеся с наименьшим затуханием. Для волновода, образованного Землей и ионосферой, оптимальными являются волны длиной 25-35 км.

#### **4. Система передачи**

Всякая система передачи сигналов состоит из трех частей:

- передающее устройство (из-за особенностей распространения СДВ, ДВ максимум излучения антенн этих диапазонов должен быть направлен вдоль поверхности земли)
- приемное устройство (антенна)
- промежуточное звено – среда, пространство в котором распространяются волны (атмосфера)

#### **5. Образование ионосферы**

Образование ионизированной части атмосферы – ионосферы, связано с большим комплексом разнообразного типа явлений. Основные из них – фотоионизация, рекомбинационные процессы и динамика. Ионизация стремится к увеличению и накоплению числа заряженных частиц, рекомбинация борется за их взаимное уничтожение, а динамика, ведет к их перераспределению.

Главные источники ионизации атмосферы – ультрафиолетовое излучение Солнца, частично рентгеновское излучение и космические лучи.

Ионизацией и рекомбинацией главным образом и определяется баланс и формирование нижней части ионосферы: областей D, E и F1 (60-200 км).

В области D ионы и электроны вкраплены в плотную среду нейтральных частиц и непрерывно с очень большой частотой сталкиваются с последними, порождая обилие химических превращений. Этим фактом объясняется разнообразие типов положительных ионов, появление отрицательных ионов, и связь с малыми составляющими (NO, O, H<sub>2</sub>O), концентрации которых сами по себе известны плохо. Все это вместе взятое и приводит к сложному поведению ионосферы на высотах 50—90 км и трудностям исследования проходящих в ней физических процессов. Также, причина сложности исследования области D, касается экспериментальных трудностей. Методики для прямого измерения параметров верхних слоев ионосферы (концентраций ионов, электронов, электронной и ионной температур), не подходят для изучения D слоя, в связи с расположением этой области в достаточно плотных слоях атмосферы.

## **6. Двупараметрическая модель нижней ионосферы**

Распространение СДВ-ДВ на большие расстояния возможно благодаря высокой отражательной способности нижней ионосферы при наклонном падении волн. Эффект наблюдается благодаря сильному градиенту электронной плотности в D-слое ионосферы. Предположение о резкой нижней границе ионизированной среды позволило решить задачу аналитически, что привело к полезным результатам. Множество экспериментов показало, что профиль электронной концентрации нижней невозмущенной ионосферы может быть приблизительно описан экспоненциальной функцией высоты.

Как правило, для дневного времени профиль концентрации содержит две ступени ионизации, которые не особенно хорошо определены. Электронная концентрация растет довольно круто на высотах 60-70 км (достигая величины  $\sim 10^2$  электронов/см<sup>-3</sup>), а затем не изменяется заметно до начала верхней ступени на высоте 72-76 км. Далее концентрация продолжает расти, сливаясь с E-слоем на высоте 95 км.

Такой вид невозмущенного D-слоя является результатом влияния Лайман- $\alpha$  излучения на высотах более 70 км и космических лучей на высотах менее 70 км. Удобным параметром, описывающим характеристики нижней ионосферы, является параметр, который определяется как

$$w_r = \frac{w_0^2}{\nu},$$

где  $w_0$ - плазменная угловая частота, а  $\nu$  – эффективная частота столкновения. Плазменная частота на заданной высоте определяется профилем электронной концентрации. Используя лабораторные измерения Phelps и Pack [1959] рассчитали ожидаемый профиль эффективной частоты столкновения как функцию высоты. Также профиль был получен экспериментально. Полученные кривые имели экспоненциальную зависимость. Таким образом, зависимость можно задать аналитически

$$\nu = 5 * 10^6 \exp[-0.15(z - 70)],$$

откуда, проводимость имеет вид

$$w_r = 2.5 * 10^5 \exp[0.3(z - 70)].$$

Как правило, профиль электронной концентрации меняется изо дня в день, даже в периоды отсутствия магнитных возмущений. Также, профиль меняется из-за различных природных явлений, например, высокое поглощение волн в полярной шапке, или возмущения, вызванные магнитными бурями в авроральной зоне, которые влияют на ионизацию в нижней ионосфере. Наблюдаются эффекты, связанные с рентгеновским излучением при солнечных вспышках. В дополнение, наблюдаются географические вариации профилей. Все вариации можно приблизительно описать аналитически экспоненциальным законом

$$w_r = 2.5 * 10^5 \exp[\beta(z - h')],$$

где  $\beta$  – константа,  $h'$  – высота отражения. Например,  $\beta=0.3$  подходит для кривой, описывающей дневной профиль,  $\beta=0.5$  лучше подходит для ночного времени. [Wait and Spice, 1964]

## **7. Модовая теория распространения низкочастотных радиоволн на длинные дистанции (однородная изотропная ионосфера)**

Модовая теория описывает электрическое поле суперпозицией волн: прямой, отраженной один раз от ионосферы, отраженной дважды от ионосферы и один раз от земли. Такое объяснение удобно, так как эти «скачки» приходят на приемник в разные моменты времени, что обусловлено различными длинами путей, пройденных волнами.

Для вертикального электрического дипольного источника, вертикальная компонента электрического поля записывается как

$$E_r \propto E_0 + \sum_{j=1}^{\infty} \exp(-ik_1 D_j) D_j^{-1} \alpha_j F_j C_j, \quad (1)$$

где  $E_0$ - прямая волна,  $D_j$ - длина пути пройденного волной на  $j$ -ом скачке,  $\alpha_j$ - коэффициент фокусировки (схождения-расхождения),  $F_j$  – отвечает за наличие земли в точках ресивера и трансмиттера,  $C_j$  – эффективный коэффициент отражения.

Для однородной, изотропной плоской земли и ионосферы [Wait and Murphy, 1957]

$$C_j = R_e^{j-1} T_{ee}^j, \quad (2)$$

где  $R_e$  и  $T_{ee}$  – коэффициенты отражения от земли и ионосферы соответственно, а

$$F_j = (1 + R_e)^2. \quad (3)$$

Формула (1) начинает выполняться на расстояниях более 2500 км. [Johler, 1964]

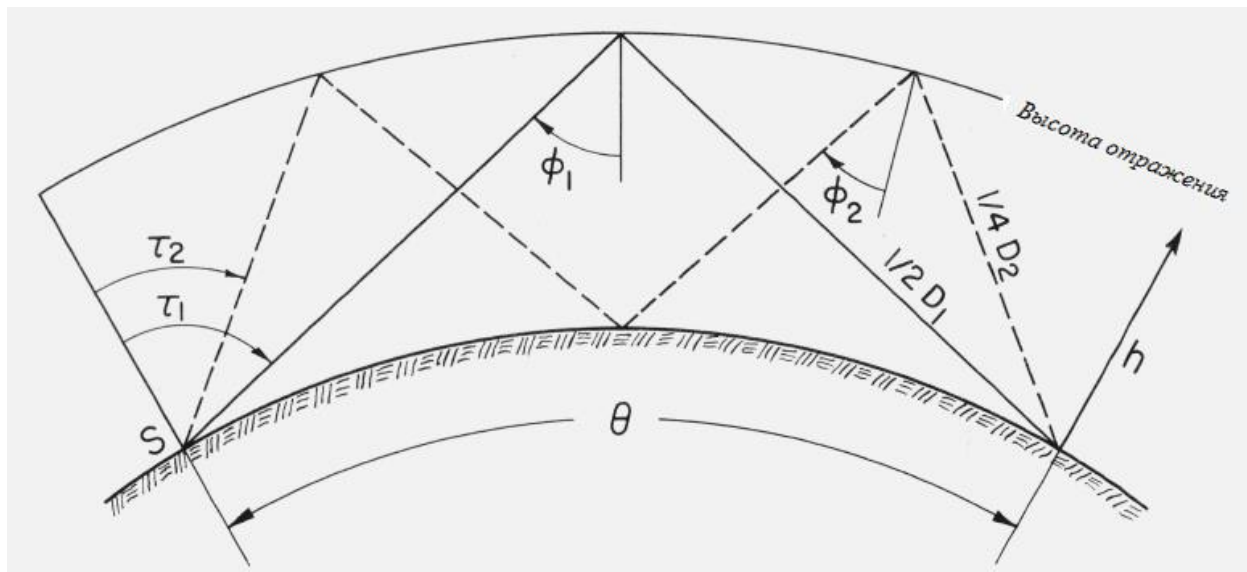


Рисунок 1. Схема распространения двух первых мод излучения

Используемая геометрия показана на рисунке. Центр земли – начало сферической системы координат  $(r, \theta, \phi)$ . Поверхность земли  $r=a$ , нижняя граница ионосферы  $r=g=a+h$ . Вертикальный источник расположен в точке  $S(b, 0, \phi)$ , где  $a < b < g$ . Приемник располагается в точке  $O(r, \theta, \phi)$ ,  $a < r < g$ . Изображены трассы двух первых мод. Угол падения  $j$ -ого скачка на землю обозначим  $\tau_j$ , а  $\phi_{ij}$  – угол падения на границу ионосферы. Область  $\tau_j < \frac{\pi}{2}$  –

видимая область для  $j$ -ого скачка, при  $\tau_j = \frac{\pi}{2}$  – волна идет по касательной, область  $\tau_j > \frac{\pi}{2}$  – тень. Распространение характеризуется волновым числом. В воздухе

$$k_1 = \frac{\omega}{c} \eta_1, \quad (4)$$

где  $\omega = 2\pi f$  – угловая частота,  $c$  – скорость света,  $\eta_1$  – показатель рефракции в воздухе. В земле

$$k_2 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_2 - i \frac{\mu_0 c^2 \sigma_2}{\omega}}, \quad (5)$$

где  $\epsilon_2$  – диэлектрическая проницаемость земли,  $\sigma_2$  – проводимость земли. В ионосфере,

$$k_2 = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - i \frac{\omega_r}{\omega}}, \quad (6)$$

где  $\omega_r = \frac{\omega_p^2}{\nu + i\omega}$ ,  $\omega_p$  – угловая частота электронов в плазме,  $\nu$  – частота столкновений.

Вертикальное электрическое поле (полагая  $r=a=b$ ) [Johler and Berry, 1964]

$$E_r = \frac{-iL}{\kappa_1^2 a^4} \int_c \frac{v^3}{\cos v\pi} P_{\nu-1/2}(-\cos\theta) \zeta_a^{(1)} \zeta_a^{(2)} (1 + R_e^s) \frac{1+pT_{ee}^s}{1-pR_e^s T_{ee}^s} dv = \int_c f(v) (1 + R_e^s) \frac{1+pT_{ee}^s}{1-pR_e^s T_{ee}^s} dv, \quad (7,8)$$

где

$$L = \frac{\mu_0 c}{4\pi} I_0 l, \quad (9)$$

$I_0 l$  – текущий дипольный момент,  $P_\nu(x)$  – функция Лежандра,  $\zeta_a^{(k)} = \zeta_{\nu-1/2}^{(k)}(\kappa_1 a)$ ,

$\zeta_{\nu-1/2}^{(k)}(x) = \sqrt{\frac{\pi x}{2}} H_\nu^{(k)}(x)$ , а  $H_\nu^{(k)}(x)$  – функция Ганкеля.

$$R_e^s(v) = - \frac{\zeta_a^{(1)'} - \frac{\kappa_1}{\kappa_2} R(v-\frac{1}{2}) \zeta_a^{(1)}}{\zeta_a^{(2)'} - \frac{\kappa_1}{\kappa_2} R(v-\frac{1}{2}) \zeta_a^{(2)}} * \frac{\zeta_a^{(2)}}{\zeta_a^{(1)}}, \quad (10)$$

где

$$R\left(v - \frac{1}{2}\right) = \sqrt{\left(\frac{v}{\kappa_2 a}\right)^2 - 1}. \quad (11)$$

$$T_{ee}^s(\nu) = - \frac{\zeta_g^{(2)'} - \frac{k_1 \zeta_{\nu-1/2}^{(2)'}(k_3 g)}{k_2 \zeta_{\nu-1/2}^{(2)'}(k_3 g)} \zeta_g^{(2)}}{\zeta_g^{(1)'} - \frac{k_1 \zeta_{\nu-1/2}^{(2)'}(k_3 g)}{k_2 \zeta_{\nu-1/2}^{(2)'}(k_3 g)} \zeta_g^{(1)}} * \frac{\zeta_g^{(1)}}{\zeta_g^{(2)}}, \text{ где } \zeta_g^{(k)} = \zeta_{\nu-1/2}^{(k)}(k_1 g). \quad (12)$$

$R_e^s$  и  $T_{ee}^s$  называют коэффициентами сферического отражения, так как они сходятся к коэффициентам отражения Френеля на плоскости, при использовании Дебаевского приближения [Wait, 1960].

$$\frac{\zeta_{\nu-1/2}^{(M)'}(x)}{\zeta_{\nu-1/2}^{(M)}(x)} \cong (-1)^{M+1} i \sqrt{1 - \left(\frac{\nu}{x}\right)^2}, \quad (13)$$

где  $\frac{\nu}{x}$  – определяется как синус угла падения:

$$\sin \phi_i \sim \frac{\nu}{k_1 g}, \quad (14)$$

и

$$\sin \tau \sim \frac{\nu}{k_1 a}. \quad (15)$$

Окончательно

$$p = \frac{\zeta_a^{(1)} \zeta_g^{(2)}}{\zeta_a^{(2)} \zeta_g^{(1)}}. \quad (16)$$

Если

$$|p T_{ee}^s R_e^s| < 1 \quad (17)$$

по контуру  $C$ , то член  $1/(1 - p R_e^s T_{ee}^s)$  может быть записан в виде геометрической прогрессии.

Тогда запишем

$$\frac{1 + p T_{ee}^s}{1 - p R_e^s T_{ee}^s} = (1 + p T_{ee}^s) \left( 1 + \sum_{j=1}^{\infty} p^j (R_e^s T_{ee}^s)^j \right) = 1 + (1 + R_e^s) \sum_{j=1}^{\infty} (R_e^s)^{j-1} (p T_{ee}^s)^j. \quad (18,19)$$

Подставляя (19) в (8) и интегрируя почленно, получаем:

$$E_r = \int_c f(\nu) (1 + R_e^s) d\nu + \sum_{j=1}^{\infty} \int_c f(\nu) (1 + R_e^s)^2 (R_e^s)^{j-1} (p T_{ee}^s)^j d\nu. \quad (20)$$



Первый интеграл – поверхностная волна [Bremmer, 1949]. Если приближение

$$\frac{P_{\nu-1/2}(-\cos\theta)}{\cos\nu\pi} \cong \sqrt{\frac{2}{\pi(\nu+\frac{1}{2})\sin\theta}} \exp\left[-i\left(\nu\theta + \frac{\pi}{4}\right)\right], \quad (21)$$

для  $\nu \gg 1$ , и  $\theta$  не стремится к 0 или  $\pi$ , и Дебаевские приближения использованы, интегралы в ряде в (20) могут быть оценены приближением седловой точки. Таким образом,  $j$ -ый член ряда определяется  $j$ -ым скачком;  $(1 + R_e^s)^2$  соответствует  $F_j$  в (1);  $(R_e^s)^{j-1}(pT_{ee}^s)^j$  соответствует  $C_j$  из (2); и остальные параметры в (20) описывают оставшиеся члены в (1). Интегралы в ряде могут быть названы волновыми модами, так как они являются полным волновым решением, которое сводится в пределе к лучевым модам.

Переменная интегрирования  $\nu$  относилась к углу падения  $\phi_i$  в (14), так что по существу интегрирование идет по углу падения. Большой вклад в  $j$ -ый интеграл вносит малая часть контура, относящаяся к геометрическому углу падения. За пределами этой части контура,  $T_{ee}^s(\nu)$  является медленно меняющейся функцией, и Дебаевское приближение для  $\zeta_{\nu-1/2}^{(M)}(\kappa_1 g)$  применимо. Так что,  $T_{ee}^s(\nu)$  может быть заменена константой Френеля  $T_{ee}$ , которую можно вынести из интеграла [Wait, 1961];

$$E_{r,j} \cong T_{ee}^j \int_c f(\nu)(1 + R_e^s)^2 (R_e^s)^{j-1} p^j d\nu \cong T_{ee}^j I_j. \quad (22)$$

Каждая волновая мода – продукт двух факторов: коэффициент ионосферного отражения, который является наиболее переменным фактором на пути распространения; и интеграл  $I_j$ , представляющий собой функцию относительно постоянных параметров пути: проводимости земли, длины пути, кривизны поверхности земли и высоты отражения. Предположительно, коэффициенты отражения для постоянно меняющейся ионосферы могут быть использованы в (22).

Для простоты предполагалось, что  $r=b=a$ , то есть передатчик и приемник расположены на уровне земли. Если же передатчик и/или приемник находятся над поверхностью земли, то подынтегральная функция  $I_j$  умножается на  $G_{\nu-1/2}(\kappa_1 r)G_{\nu-1/2}(\kappa_1 b)$ , где

$$G_{\nu}(x) = (1 + R_e^s)^{-1} \left\{ \frac{\zeta_{\nu}^{(1)}(x)}{\zeta_{\nu}^{(1)}(\kappa_1 a)} + \frac{\zeta_{\nu}^{(2)}(x)}{\zeta_{\nu}^{(2)}(\kappa_1 a)} R_e^s \right\} \quad (23)$$

функция прироста высоты. Подынтегральная функция поверхностной волны умножается на

$$\frac{\zeta_b^{(1)}}{\zeta_a^{(1)}} G_{\nu-1/2}(k_1 r), \text{ если } r < b, \quad (24)$$

и

$$\frac{\zeta_r^{(1)}}{\zeta_a^{(1)}} G_{\nu-1/2}(k_1 b), \text{ если } r > b. \quad (25)$$

## 8. Приборы и материалы

### 8.1 Расчет

В исследовании были использованы 3 различные модели:

- расчетная модель LWPC (модовый расчет в неоднородной ионосфере)
- аналитическая модель Альперта
- двухпараметрическая модель ионосферы [Wait and Spies, 1964]

Использовался программный пакет MODESEARCH, предназначенный для быстрого и точного расчета модовых констант, для описания распространения СДВ-ДВ в волноводе земля-ионосфера. Пакет разработан на замену ранее используемым модовым аналитическим программам, охватывающим СДВ-ДВ распространение. Обычная модовая теория учитывает композицию одной или нескольких отдельных мод. Однако количество мод, вносящих существенный вклад в электромагнитное поле, зависит от частоты излучаемой волны и ширины волновода. Таким образом, лишь одна мода существенна для волн до 3кГц, и уже порядка 10-15 мод необходимо учитывать для волны 30КГц. Данная идея была реализована в пакете MODESEARCH.

### 8.2 Эксперимент

Экспериментальные данные получены в ГФО Михнево (55°с.ш., 37°в.д.) для различных передатчиков.

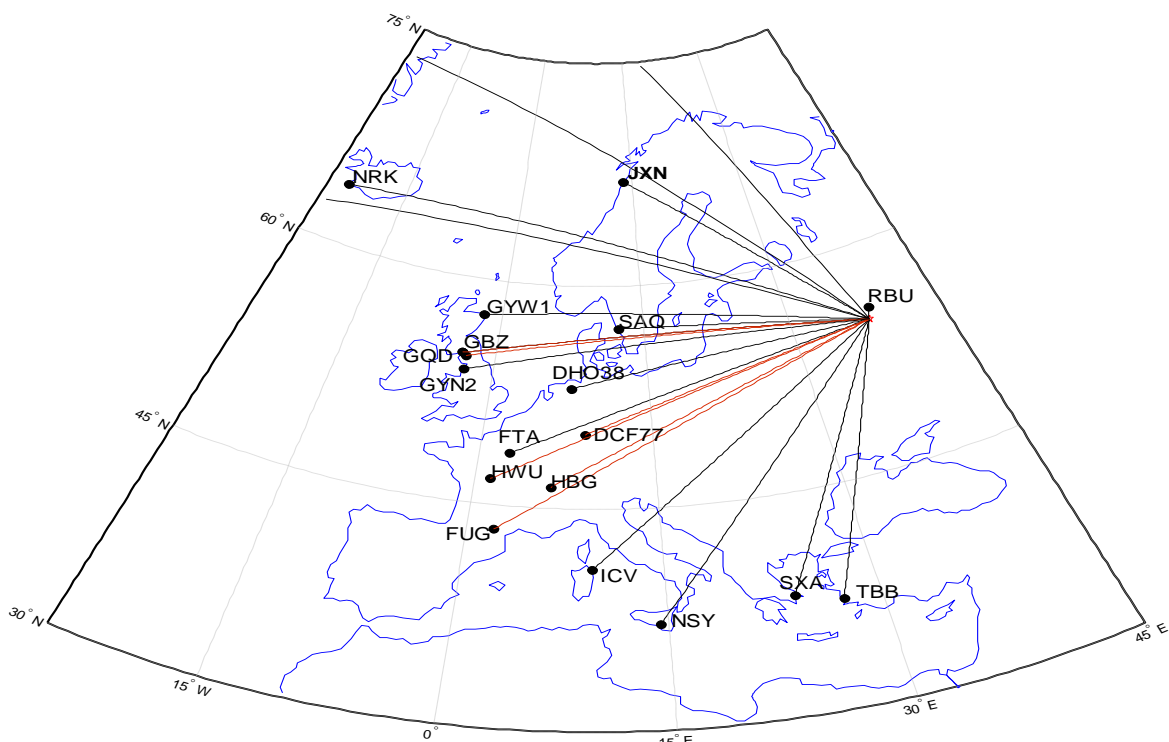


Рисунок 2. Схема расположения трансмиттеров и приемника в ГФО Михнево на карте

Приемник Rhode&Schwarz (вертикальная электрическая антенна 30 м). База данных представляет собой абсолютные измерения на вертикальную антенну в режиме сканирования по частоте от 9кГц до 300 кГц с октября 2007г.

Расчеты выполнены для передатчика «DHO38» (55°с.ш., 7°в.д.) частоты 23.4 кГц по трассе длиной 2000 км.

Также были получены данные температуры ( $t$ ), давления ( $p$ ) и концентрации воды ( $n$ ) с научно-исследовательского спутника AURA за 2010 год.

## 9. Ход работы

### 9.1 Возможное влияние планетарных волн.

Как было установлено ранее, в экспериментальных данных наблюдается 2 типа возмущения сигнала: полное разрушение нормального суточного хода и четко выраженная амплитудная модуляция сигнала.

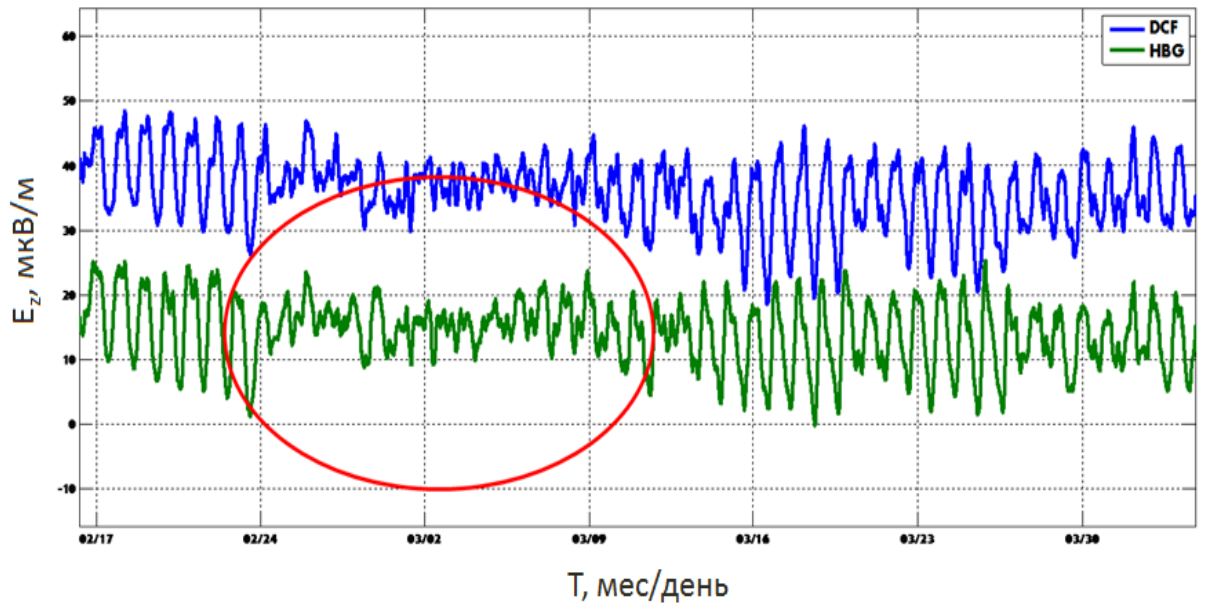


Рисунок 3. Два типа возмущения в экспериментальных данных: полное разрушение нормального суточного хода и четко выраженная амплитудная модуляция сигнала

Для различных передатчиков представлена зависимость периода колебания амплитуды от частоты передатчика. Наблюдаемые периоды соответствуют периодам атмосферных планетарных волн. Планетарные волны – крупномасштабные возмущения параметров атмосферы (плотности, температуры и др.), обнаруженных экспериментально в 50-х годах XX века и на настоящее время не имеющих строго описывающей их теории.

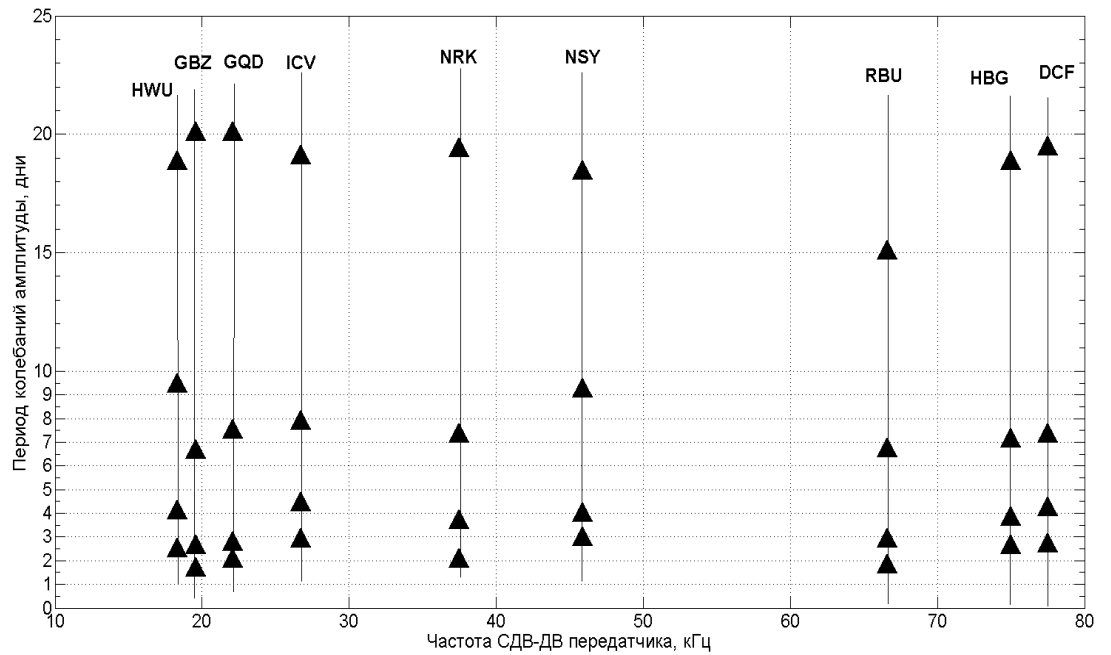


Рисунок 4. Зависимость периодов колебаний амплитуды от частот передатчиков

В результатах полученных ранее, наиболее заметны 7, 14 и 22-25 дневные периоды. [Shmitter, 2011]

Были получены данные температуры ( $t$ ), давления ( $p$ ), концентрации воды ( $n$ ) с научно-исследовательского спутника AURA. Также, из банка экспериментальных данных взят годовой ход полученного сигнала «dho38». Аналогично [Shmitter, 2011], построен годовой ход разницы амплитуд дневного и ночного сигналов.

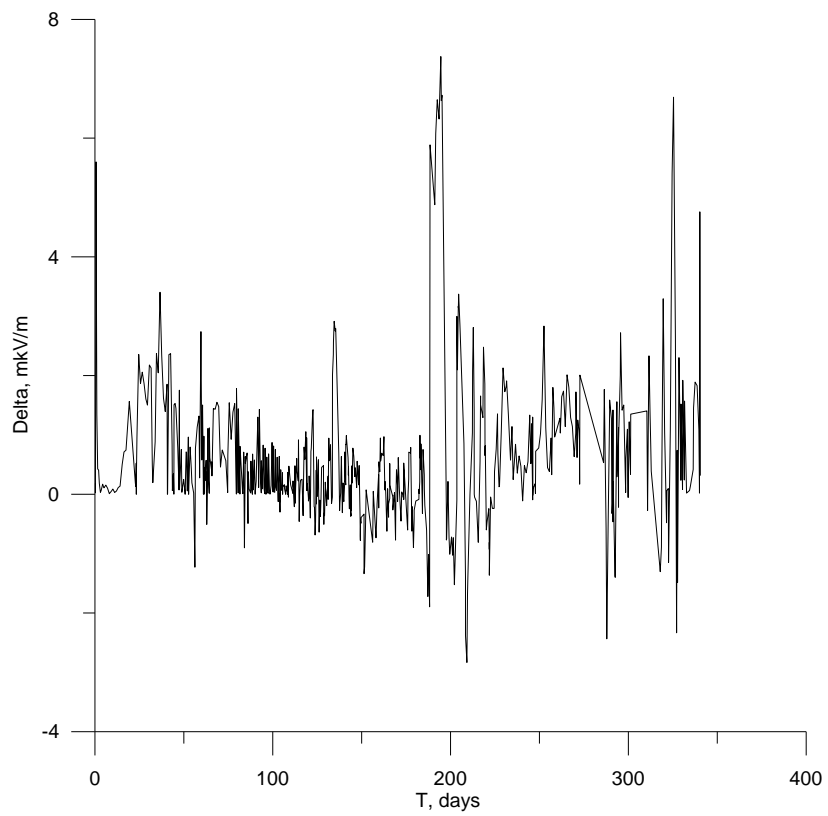


Рисунок 5. Временная динамика дневной/ночной разницы амплитуд полученного экспериментально сигнала

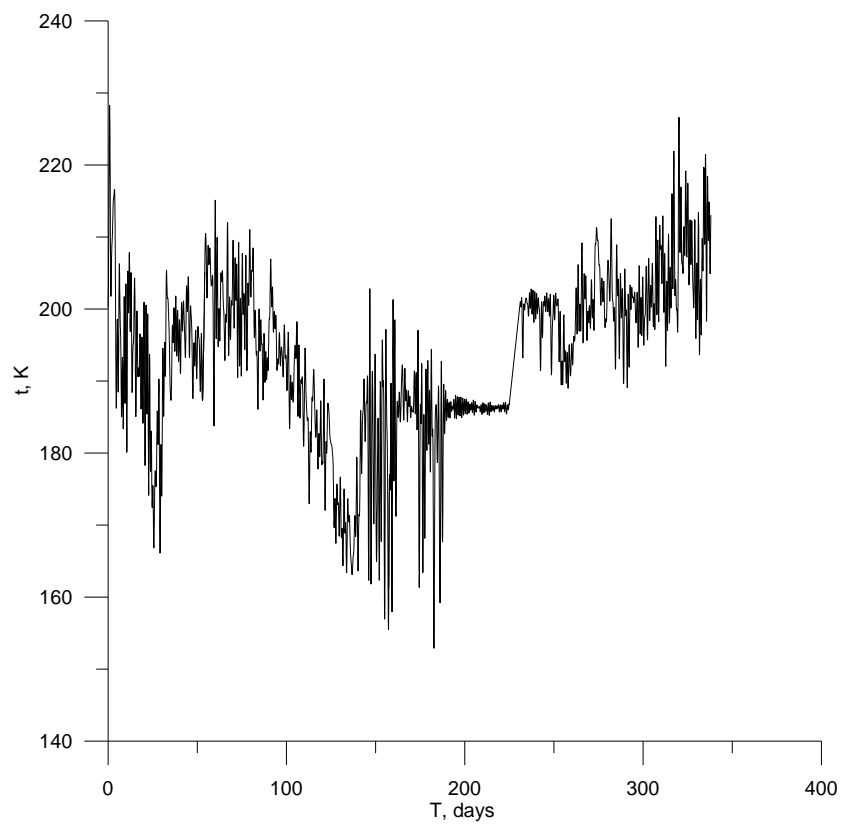


Рисунок 6. Годовые данные температуры, полученной со спутника AURA

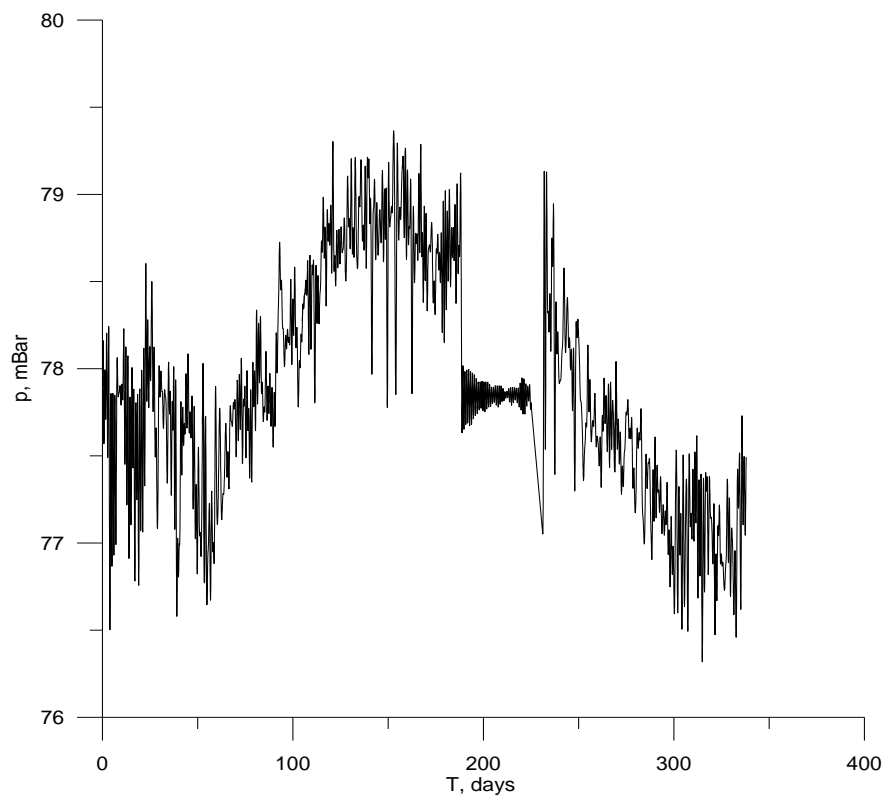


Рисунок 7. Годовые данные давления, полученного со спутника AURA

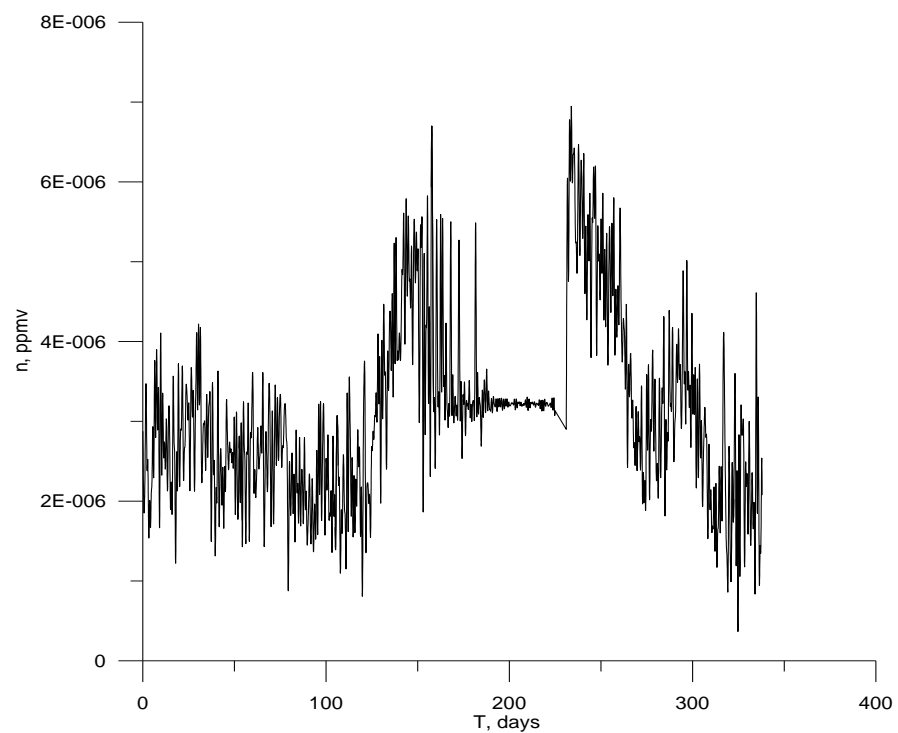


Рисунок 8. Годовые данные концентрации воды, полученной со спутника AURA

В полученных данных наблюдаются крупные изменения, как температуры, так и разности амплитуд сигналов день/ночь в одни и те же промежутки времени, что согласуется с результатами, полученными E. D. Shmitter при работе с трансмиттером NSY (45.9кГц). Так же пик концентрации воды (150-200 дни) как раз приходится на максимальную разность амплитуд сигналов день/ночь. Эти наблюдения указывают на существенную роль планетарных волн в распространении СДВ-ДВ. Однако, полученная E. D. Shmitter прямая зависимость между дневной/ночной разницей амплитуд сигнала и давлением не наблюдается. Влияние воды в [Shmitter,2011] не исследовалось.

Полученные данные подтверждают влияние динамических процессов в средней атмосфере на вариацию величины поля, и явно указывают на решающую роль малых нейтральных компонент. То есть цепочка процессов выглядит, предположительно так:

- «классический вариант»: вариации P и T – вариации [M] –  $dN_e/dt = q - \alpha [M]N_e$  – вариации электронной концентрации и  $\nu_{eff}$  – вариации амплитуды
- «новый вариант»: вариации P и T – вариации [M] – вариации [H<sub>2</sub>O] – перестройка ионного состава – изменение  $N_e$  – вариации амплитуды

## 9.2 Использование существующих моделей ионосферы

Первоначально стояла задача получить суточный профиль напряженности поля с помощью модели LWPC. Влияние D-слоя описывалось параметрами  $\beta$  (наклон профиля) и  $h'$  (характеристическая высота) [Wait and Spies, 1964].

Выражение для расчета электронной концентрации  $n_e(h)$  на высотах 50-90 км задается параметрами  $\beta$  км<sup>-1</sup> и  $h'$  (км) [Thomson, 1993], которые в свою очередь зависят от солнечного зенитного угла, широты, номера месяца, солнечной и магнитной активностей.

$$n_e(h) = 1,43 * 10^7 * \exp((\beta - 0,15) * (h - H')), \quad (1)$$

Для нормальных параметров D-слоя использовалась формулы:

$$\beta = 0,5349 - 0,1658 * \cos(\chi) - 0,08584 * \cos(\theta) + 0,1296 * X_5, \quad (2)$$

$$h' = 74,37 - 8,087 * \cos(\chi) + 5,779 * \cos(\theta) - 1,213\cos(\varphi) - 0,0044 * X_4 - 6,035 * X_5 h, \quad (3)$$



где

$$\varphi = 2 * \pi \frac{m-0,5}{12}, \quad (4)$$

$\chi$ - солнечный зенитный угол,  $\varphi$ -широта,  $m$ -номер месяца,  $X4$  – солнечная активность,  $X5$  – магнитная активность (0 или 1 для спокойных или возмущенных условий соответственно) [Fergusson, 1980]

Написана программа генерации сценариев для пакета LWPC (см. Приложение), целью которой было задание параметров  $\beta$  и  $h'$  по трассе с фиксированным шагом по времени. Таким образом, для среднеширотной трассы («dho38» - ГФО Михнево) для нормальных параметров D-слоя, описанных выше получаются профили:

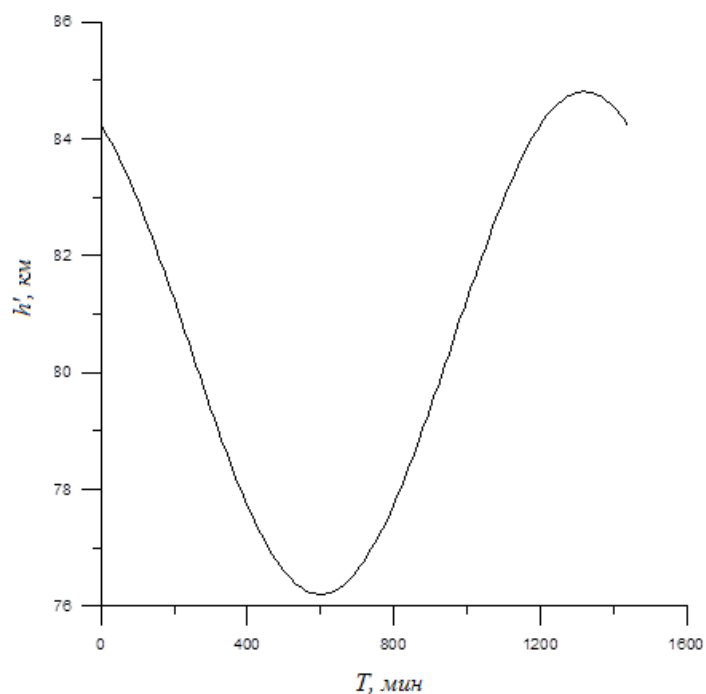


Рисунок 9. Суточный ход параметра  $h'$

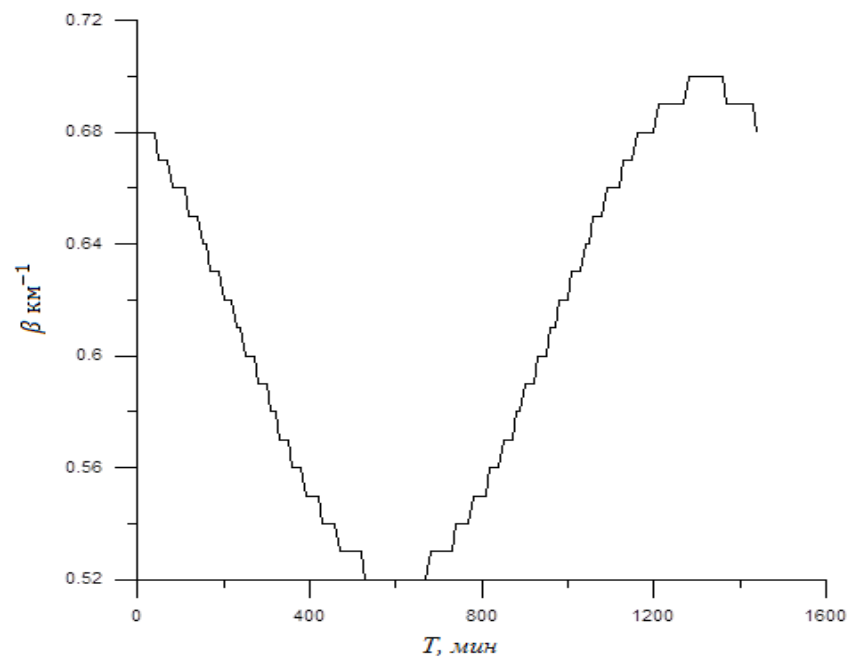


Рисунок 10. Суточный ход параметра  $\beta$

с помощью которых, получен суточный ход поля в точке приемника.

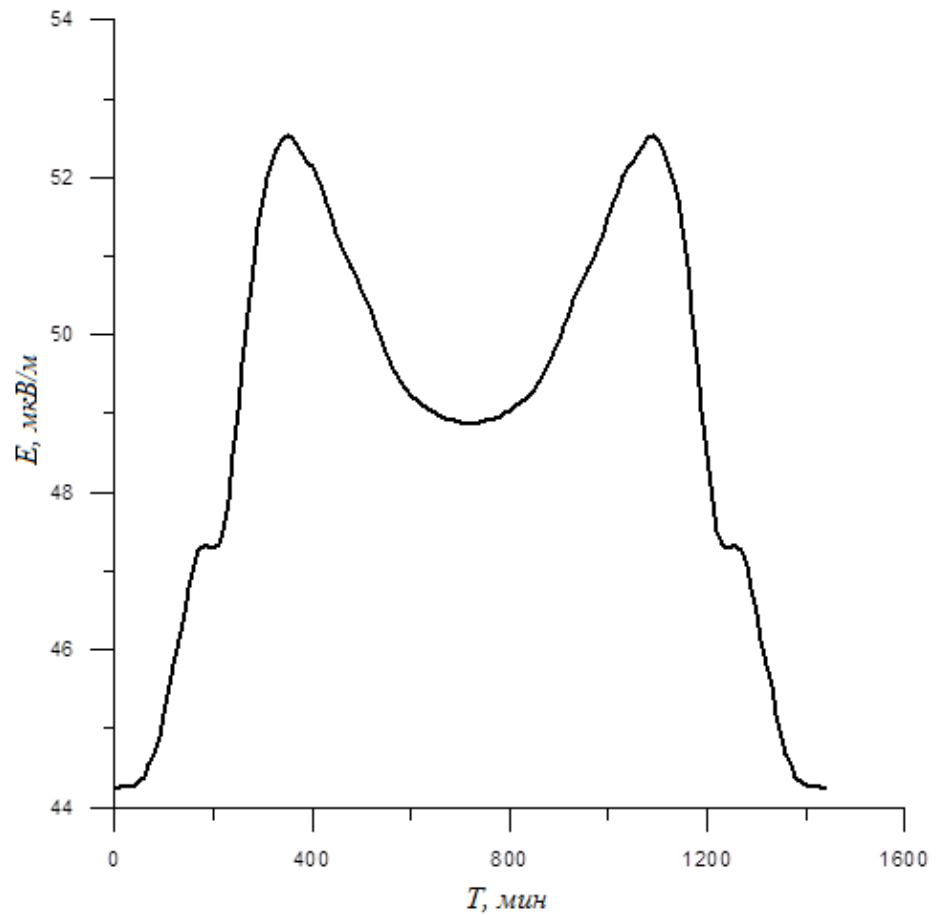


Рисунок 11. Суточный ход поля в точке приемника

Далее, предполагалось варьированием параметров по трассе, добиться полученных в экспериментальных данных возмущений. Были наложены короткие возмущения на трассе. Они привели к появлению возмущений в суточном ходе, качественно согласующихся с наблюдаемыми, т.е. разрушение нормального суточного хода.

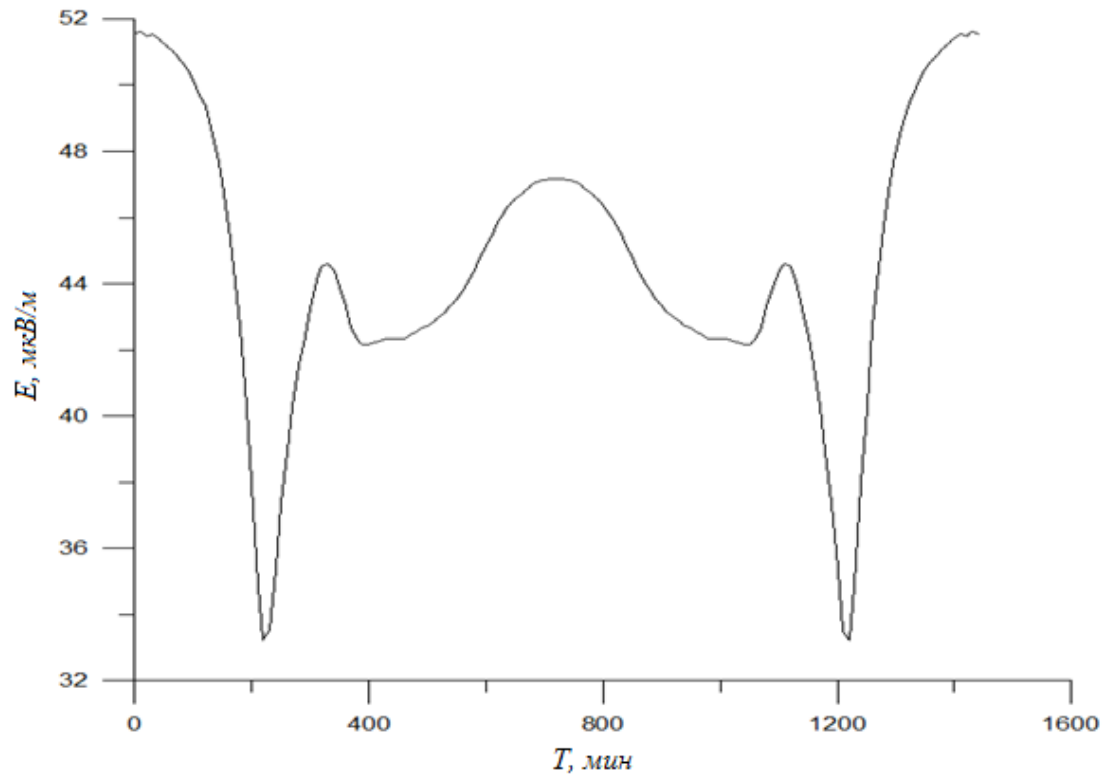


Рисунок 12. Возмущение суточного хода полученного сигнала

Амплитудную модуляцию принятого сигнала в расчетах по модели LWPC, получить не удалось.

Для длиннопериодных колебаний с маленькими зональными волновыми числами, т.е. накрывающими всю трассу целиком, вычисления производились по модели Альперта. Динамика параметров  $h'$  и  $\beta$  для нормальных параметров D-слоя, полученных выше, аппроксимируется синусом. Таким образом, появилось предположение задать параметры  $h'_{\text{мод}}$  и  $\beta_{\text{мод}}$  как синхронные амплитудные модуляции нормальных параметров D-слоя:

$$h_{\text{мод}} = \left( \left( 1 + \cos\left(\frac{2\pi T}{744}\right) \right) * (h(t) - 76) \right) * 0,5 + 76$$

$$\beta_{\text{мод}} = \left( \left( 1 + \cos\left(\frac{2\pi T}{744}\right) \right) * (\beta(t) - 0,61) \right) * 0,5 + 0,61$$

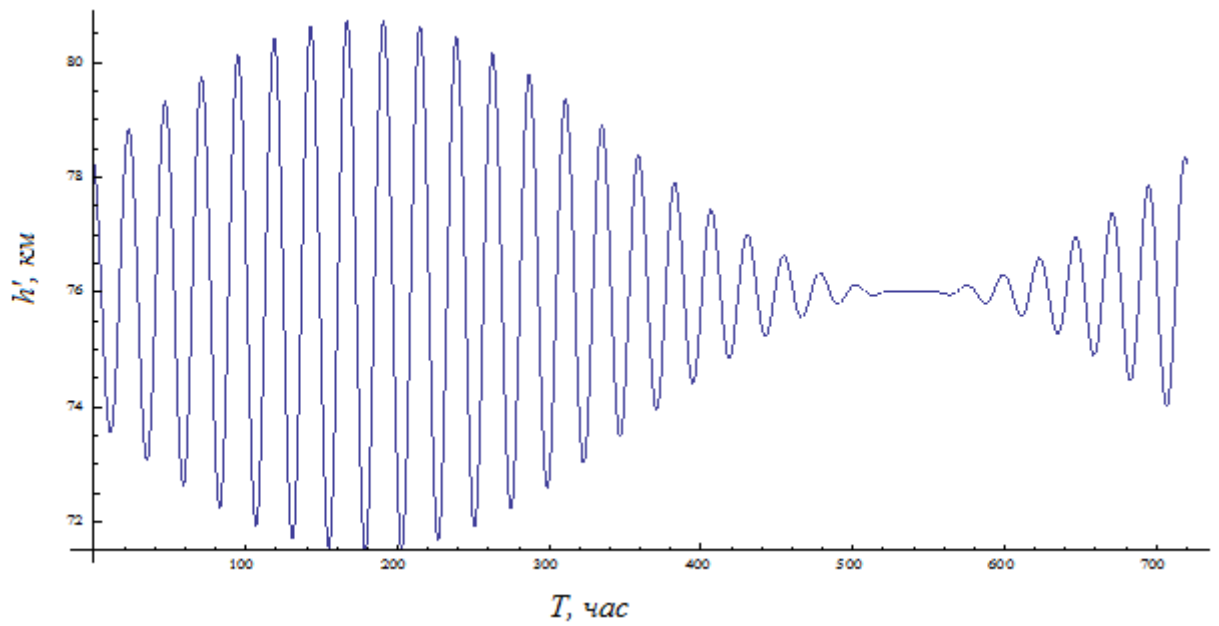


Рисунок 13. Амплитудная модуляция параметра  $h'$

При этом полученная высота отражения сигнала выглядит ассиметрично, с половинным периодом модуляции, по сравнению с  $h'$ :

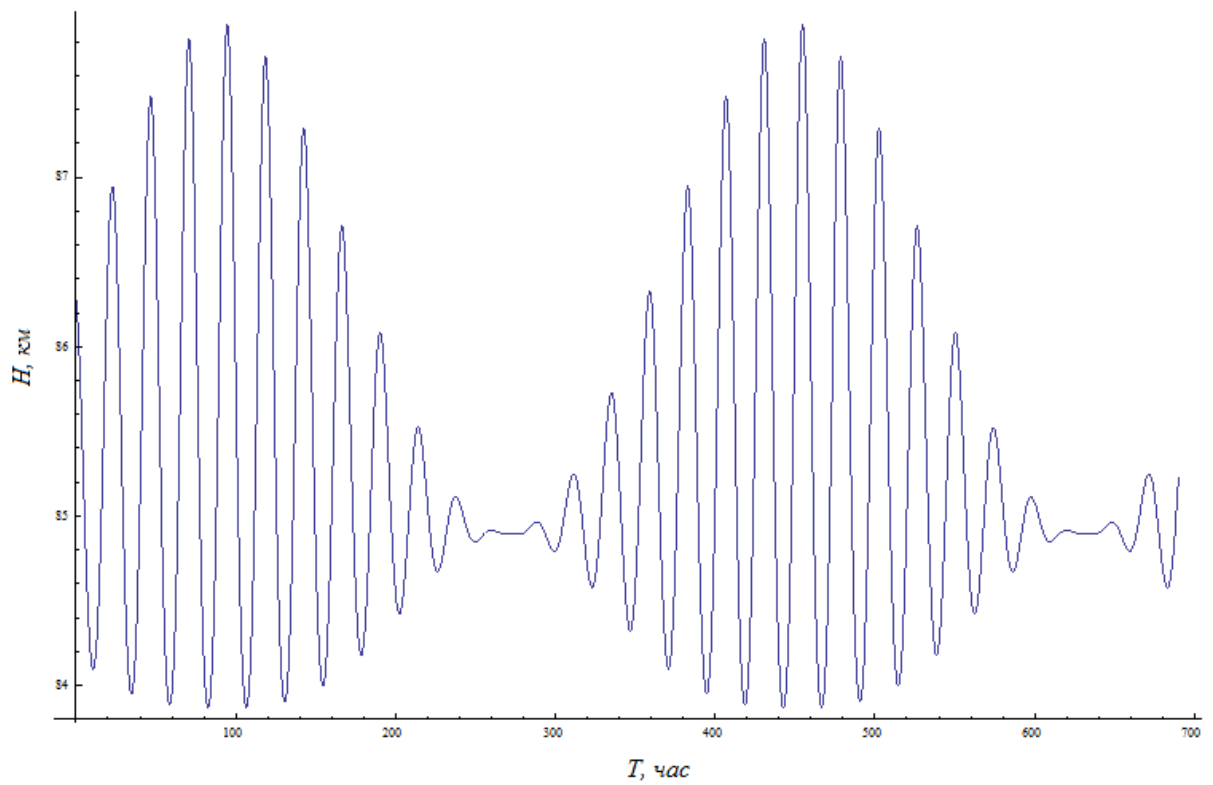


Рисунок 14. Высота отражения сигнала от ионосферы при синфазной модуляции параметров

В результате расчета получается ассиметричная динамика проходящего сигнала, что не наблюдается в эксперименте.

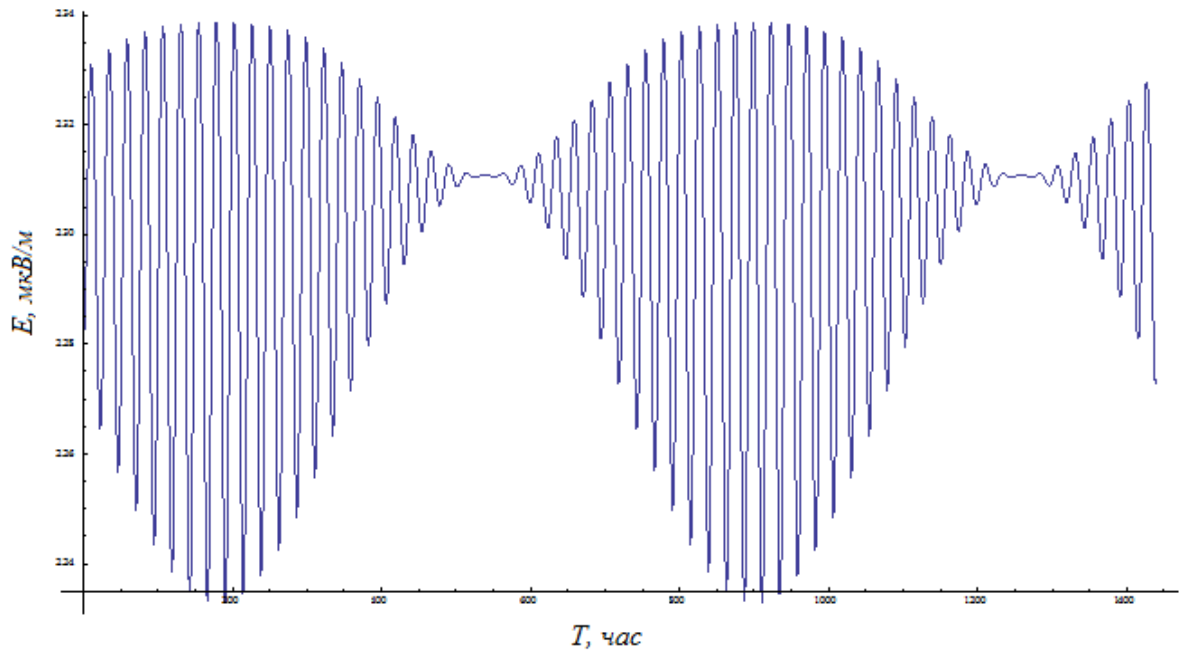


Рисунок 15. Полученная по итогам расчета напряженность поля в точке приема

Далее проверялась гипотеза о возможности задания асинхронных амплитудных модуляций параметров, т.е.  $h'_{\text{мод}}$  и  $\beta_{\text{мод}}$  задавались в противофазе. В ходе расчета высота отражения получилась деформированная.

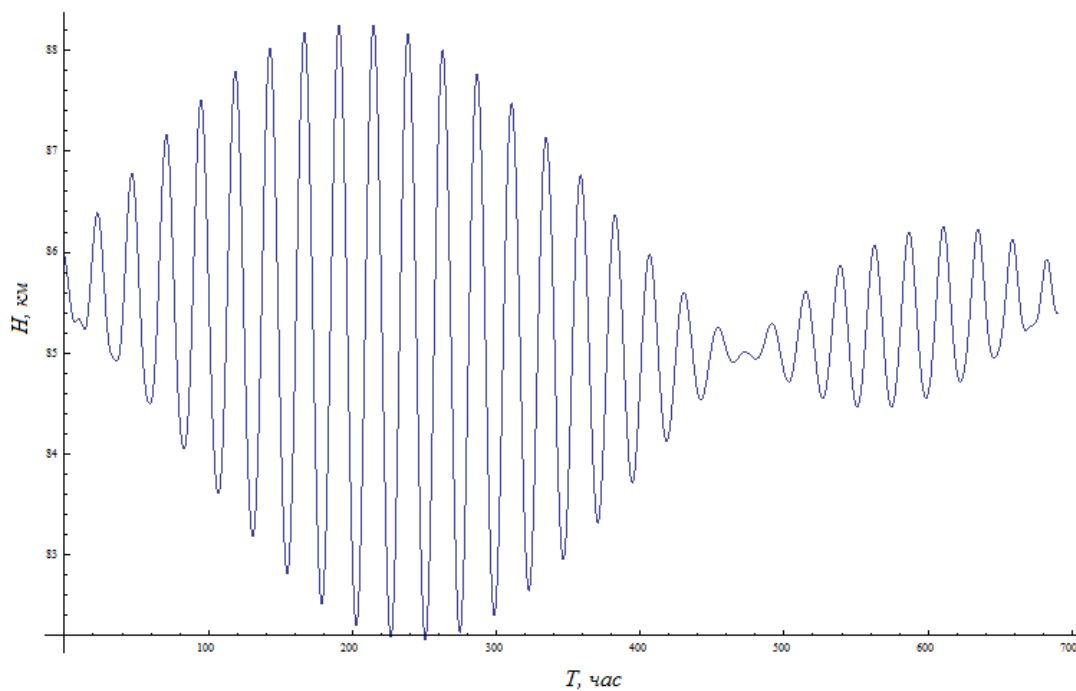


Рисунок 16. Высота отражения сигнала от ионосферы при модуляции параметров в противофазе

В результате получен график зависимости амплитуды от времени, где видно четко сменяются периоды большой и малой амплитуд, чего не наблюдается в реальных экспериментальных данных.

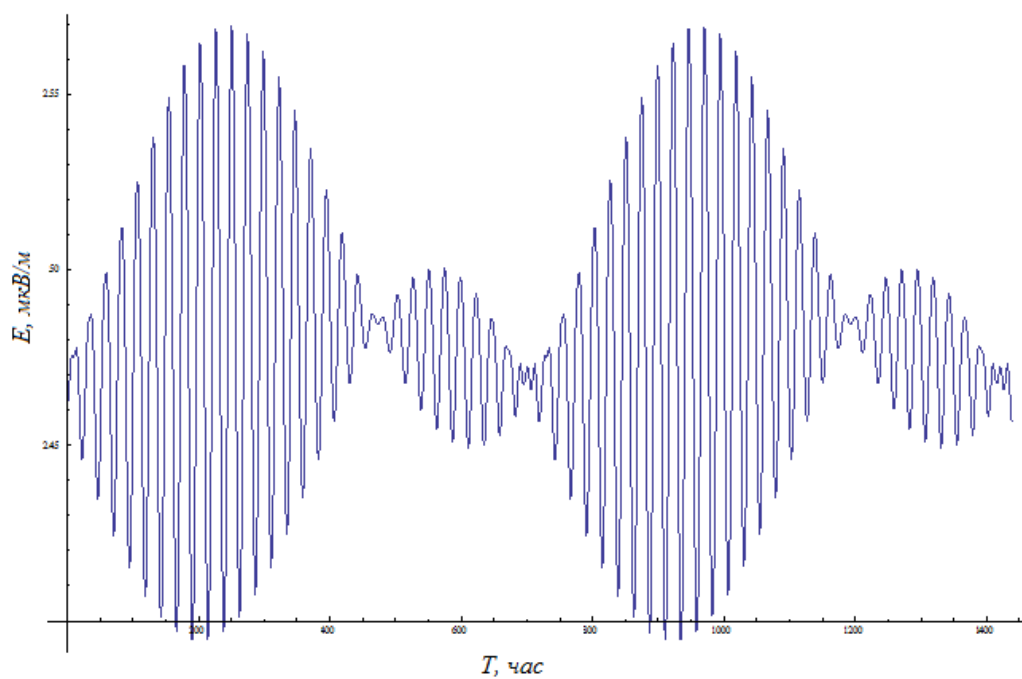


Рисунок 17. Полученная по итогам расчета напряженность поля в точке приема

Далее проверялись различные сдвиги модулированных параметров по фазе. Например, сдвиг фаз на  $\varphi = \pi/3$  дает такие же несоответствия с экспериментом, как и синхронно заданные модуляции.

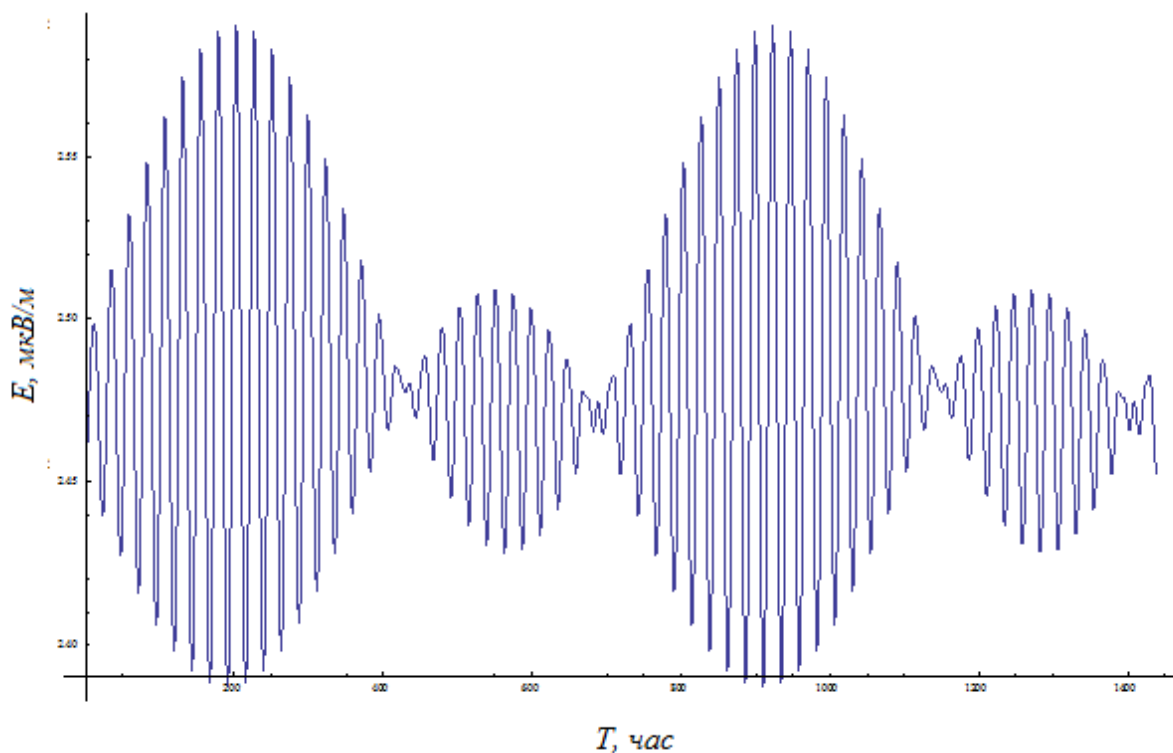


Рисунок 18. Полученная по итогам расчета напряженность поля в точке приема при сдвиге фаз параметров на  $\varphi = \pi/3$

## 10. Выводы

По результатам работы можно сделать вывод о том, что долгопериодные (~7-15 дней) модуляционные колебания амплитуды радиосигнала невозможно объяснить только влиянием планетарных волн на концентрацию основных нейтральных компонент атмосферы или воспроизвести в рамках общепринятой двухпараметрической модели нижней ионосферы. Разработанная для решения связных задач модель Wait-а задает эквивалентную радио-ионосферу и не может быть использована для решения обратной физической задачи. Необходима комбинация спутниковых данных по атмосфере и численной модели нижней ионосферы.



## 11. Приложение

Текст программы, написан для генерации (в течение суток с шагом по времени 10 минут) профилей  $\beta$  и  $h'$ , рассчитанных для невозмущенной ионосферы по трассе 2000 км («dho38» - ГФО Михнево) и запуска пакета LWPC.

1. Получение профилей  $\beta$  и  $h'$  и запуск пакета LWPC

*program* Scen

*real* X4, X5, hi,  $\varphi$ , flat1, elon1 ,x, t1, p, amp, phasa, r

*character\*40* filename

*integer* i, d, t, k

m=4 (номер месяца)

$\varphi = 2 * 3.14 * (m - 0.5) / 12$

X5=0.

X4=0.

*open* (4,file='c:\LWPCv21\Res1\Out.dat') (файл, содержащий результаты)

*do* t=0,1440,10 (расчет проводится с интервалом по времени 10 минут)

*open* (2,file='\LWPCv21\dhopath.dat') (файл содержащий параметры трассы:  
расстояние, широта, долгота)

*do* i=0,200

*c* ..creating \*.ndx file

*open* (1,file='c:\LWPCv21\Profile\rexp.ndx')

*read* (2,\*) x,flat1,elon1

p=elon1/15.

t1=t/60.+p

d=105+t1/1440

*if* (t1>=23.999) *then*

t1=t1-24.

*end if*

*call* zenit (d,t1,flat1,hi)

```

        b=0.5349-0.1658*cos(hi)-0.08584*cos(fi)+0.1296*X5
        h=74.37-8.087*cos(hi)+5.779*cos(flat1/180.*3.14)-1.213*cos(fi)-0.0044*X4-
        6.035*X5
        write(1,500)x,B,h
    end do
close(2)
close(1)
c    ..launching LWPC program
call system ('rexp.cmd')
call    system('c:\LWPCv21\Output\convertlwf.exe    c:\LWPCv21\Output\rexp.lwf
c:\LWPCv21\Output\rexp')
open(3,file='c:\LWPCv21\Output\rexp')
do k=1,39
    read(3,*) filename
end do
read(3,*) r, amp, phasa
close(3)
write(4,200)t, amp, phasa, b, h
write(*,*) t, amp, phasa
end do
close (4)
50  format (a)
100 format (i4, i4, a, f3.2, f7.2)
200 format (i4, 4f7.2)
800 format (a, i1, a)
500 format (f7.2, a3, f4.3, 1f7.2)
600 format (a4, f3.2, a3, f4.3, 1f7.2)
110 format (2f9.2)
End

```

## 2. Подпрограмма вычисления солнечного зенитного угла

```

subroutine zenit (d,t1,flat,zen)

```

```

integer d
real h,delta,t1
delta=-23.44*cos((360./365.)*(ld+10))
h=(t2-12.)*15
cza=sin(flat*3.14/180.)*sin(delta/180.*3.14)+cos(flat*3.14/180.)*cos(delta/180.*3.14)*
cos(h*3.14/180.)

zen=acos(cza)

return

end

```

## Список литературы

1. Berry, L. A. (1964), Wave Hop Theory of Long Distance Propagation of Low-Frequency Radio Waves, Radio Sci. J. Res. NBS 68D, No.12, 1275-1284.
2. Wait, J.R., and K.P. Spies (1964), Characteristics of the earth-ionosphere waveguide for LVF radio waves, NB, Tech. Note, 300, Boulder, Colorado.
3. Bremmer, H. (1949), Terrestrial radio waves (Elsevier Publishing Co., New York, N.Y.).
4. Краснушкин П.Е., Яблочкин Н.А., Теория распространения сверхдлинных волн, 2-е изд. М. 1963.
5. E.D. Shmitter (2011), Remote sensing planetary waves in the midlatitude mesosphere using low frequency transmitter signal, Annales Geophysicae.
6. Wait J.R., and A. Murphy (1957), The geometric-optics of LVF sky-wave propagation, Proc. IRE 45, No. 6, 754-760.
7. Thomson, N. R.: 1993, J. Atmos. Sol.-Terr. Phys., 55(2), 173.