

## О нелинейном взаимодействии шумановских резонансов с КВ сигналами

Ю.М. Ямпольский, П.В. Блюх, В.С. Белей, В.Г. Галушко, С.Б. Кашеев

*Радиоастрономический институт Национальной Академии наук Украины  
Украина, 310002, Харьков, ул. Краснознаменная, 4*

*Статья поступила в редакцию 18 декабря 1996 г.*

Экспериментально установлено нелинейное взаимодействие естественных СНЧ шумов в диапазоне шумановских резонансов (ШР) с коротковолновыми радиосигналами, распространяющимися на кругосветных радиолиниях. В спектрах кругосветных сигналов (КС) обнаружены подъемы спектральной плотности вблизи частот 8; 14; 20 Гц, соответствующих первым трем модам ШР. Предложена теоретическая модель, поясняющая эффект такой кроссмодуляции. Взаимодействие сигналов происходит за счет слабого нагрева электронов D области ионосферы полями ШР. Это в свою очередь приводит к модуляции частоты соударений электронов, которая определяет поглощение КС. Существенным в рассмотренном механизме является учет поля ясной погоды на ионосферных высотах. Его влияние приводит к нелинейной зависимости вариаций температуры электронов от напряженности поля ШР.

Численно оценены эффекты СНЧ нагрева и кроссмодуляции ШР и КС для типичных ионосферных условий. Предложенная модель удовлетворительно описывает результаты наблюдений.

Експериментальним шляхом встановлено факт нелінійної взаємодії природних ННЧ шумів у діапазоні шуманівських резонансів (ШР) з короткохвильовими сигналами, що розповсюджуються на кругосвітних радіолініях. В спектрах кругосвітних сигналів (КС) виявлено зростання спектральної інтенсивності поблизу частот 8, 14 та 20 Гц, що відповідають першим трьом модам ШР. Запропоновано теоретичну модель, що пояснює ефект такої кроссмодуляції. Взаємодія сигналів відбувається за рахунок слабого нагріву електронів D шару іоносфери полями ШР. Це в свою чергу викликає модуляцію частоти зіткнення електронів, яка відповідає за послаблення КС. Суттєвим у розглянутому механізмі є урахування поля ясної погоди на іоносферних висотах. Його вплив приводить до лінійної залежності коливань температури електронів від рівня поля ШР.

Чисельно оцінено ефекти ННЧ нагріву та кроссмодуляції ШР та КС для типових іоносферних умов. Запропонована модель задовільно описує результати спостережень.

### 1. Введение

Электромагнитные волны естественного и искусственного происхождения, распространяясь в околоземном пространстве, взаимодействуют с ионосферой. Строго говоря, волна любой интенсивности модифицирует ионосферную плазму, изменяя ее макроскопические характеристики, например, диэлектрическую проницаемость. Естественно возникает вопрос о существенности такого воздействия и его наблюдаемости. В работе экспериментально обнаружено влияние природных СНЧ шумов в диапазоне шумановских резонансов (ШР) на спектральные характеристики кругосветных сигналов (КС) коротковолнового диапазона волн. Насколько нам известно, такой эффект ранее не наблюдался, хотя еще в 70-х годах отмечалось, что напряженность низкочастотных электромагнитных полей, порожденных грозовой активностью, может приводить к нелинейным явлениям в D области ионосферы [1].

Однако оценки этого влияния в диапазоне ШР, на первый взгляд, приводят к весьма пессимистическому заключению. Действительно, в нижней ионосфере основную роль играет нелинейность нагревного типа, возникающая за счет разогрева электронов в поле радиоволны. Оценим интересующее нас возможное превышение температуры электронов  $T_e$  над температурой атомов и молекул  $T$ :  $\Delta T = T_e - T$ . Эффективность нагрева, следуя [2],  $q_T = \Delta T/T$  зависит от энергии греющего поля, т.е. является квадратичной функцией  $E_w^2$  ( $E_w$ -напряженность электрической компоненты поля ШР). Восприимчивость электронной компоненты к нагреву характеризуется величиной плазменного поля  $E_p$ :

$$q_T = \frac{E_w^2(t)}{E_p^2}. \quad (1)$$

Плазменное поле в свою очередь определяется формулой

$$E_p = [3kT \frac{m}{e^2} \delta (\omega^2 + \nu^2)]^{1/2}, \quad (2)$$

где  $k$  - постоянная Больцмана,  $m$  и  $e$  - масса и заряд электрона,  $\delta \approx 2m/M$  - доля энергии, теряемая при соударении электронов с тяжелыми частицами массой  $M$ ,  $\omega$  - частота греющего поля,  $\nu$  - эффективная частота соударений электронов (в основном - с нейтралами). Очевидно, что плазменное поле существенно зависит от высотного поведения,  $T(z)$ ,  $\delta(z)$  и  $\nu(z)$ .

Верхней границей шумановского резонатора является  $D$  область ионосферы (высоты от 50+60 км днем до 80+90 км ночью), и можно ожидать, что основная диссипация энергии ШР происходит именно здесь [3]. Поэтому нас будет интересовать значение  $E_p$  в этом интервале высот. В

данной работе мы не будем его рассчитывать для различных моделей ионосферы, а примем численные оценки из монографии [2]:  $E_p \approx 3 \cdot 10^{-1}$  В/м. Что касается  $E_w$ , то у поверхности Земли ее значение может быть оценено по данным работы [4]. В единичном интервале частот  $E_w \approx 3 \cdot 10^{-4}$  В/м. Если предположить, что для основного мода ШР у верхней границы резонатора в  $D$  области оно имеет такой же уровень, то тогда  $q_T \approx 10^{-6}$ , и абсолютные изменения температуры электронов под действием "греющего" поля  $\Delta T = q_T \cdot T$  очень малы (при  $T \approx 300K$ ,  $\Delta T \approx 3 \cdot 10^{-4} K$ ). Очевидно, что такой "нагрев" не позволяет рассчитывать на возможность обнаружения интересующих нас нелинейных эффектов.

Однако существует одно обстоятельство, радикально меняющее ситуацию. Мы имеем в виду электрическое поле ясной погоды  $E_o$ , которое вблизи поверхности Земли имеет напряженность  $\sim 100$  В/м, а на высотах  $D$  области может быть оценено  $\sim 3 \cdot 10^{-1}$  В/м [5,6]. С учетом влияния этого поля на температуру электронов в формулу (1) надо подставить вместо  $E_w^2$  величину

$$(E_o + E_w)^2 \approx E_o^2 + 2E_o E_w$$

(поскольку  $E_w^2 \ll E_o^2$ , квадратичным членом  $E_w^2$  можно пренебречь). Первое слагаемое приводит к постоянному нагреву электронной компоненты плазмы, а второе - определяет интересующий нас эффект модуляции  $T_e$  полями ШР.

Учитывая только это осциллирующее слагаемое, надо заменить в (1)  $E_w^2$  на  $2E_o E_w$ , что приводит к новой оценке  $\Delta T^*$ :

$$\Delta T^* = \Delta T \cdot 2E_o/E_w \approx 0,6 K$$

Эта величина тоже весьма мала, но все же позволяет надеяться, что эффект модуляции температуры электронов  $D$  области полями ШР можно будет обнаружить при выборе удачной методики измерений и достаточной чувствительности аппаратуры. Заметим также весьма важное обстоятельство относительно временных вариаций  $\Delta T$  и  $\Delta T^*$ . В первом случае (без учета поля ясной погоды  $E_o$ ) в спектре флуктуаций электронной температуры следует ожидать появление гармоник ШР, во втором - он должен повторять спектр  $E_w(\omega)$ .

## 2. Методика измерений

Для обнаружения эффекта воздействия полей ШР на параметры нижней ионосферы нами был выбран механизм кроссмодуляции СНЧ и КВ радиоволн. Роль пробного радиосигнала была отведена КС. Выбор столь протяженной радиотрассы был обусловлен очевидными соображениями о максимально возможном взаимодействии пробной радиоволны с  $D$  областью, подверженной СНЧ нагреву. Действительно, радиоволны КВ диапазона, распространяясь в околоземном пространстве, испытывают основное поглощение именно в  $D$  области ионосферы, там где частота соударений  $\nu$  соизмерима с несущей частотой  $f_o$ . Полное поглощение КВ волны пропорционально интегралу вдоль части радиотрассы пересекающей  $D$  слой. К траекториям, вдоль которых такое интегральное поглощение максимально, относятся кругосветные [7]. Известно, что вероятность появления КС возрастает в том случае, когда траектория совпадает с линией солнечного терминатора (СТ) [8]. В этой связи предпочтительными оказываются измерения в часы восхода и захода Солнца.

Другим важным фактором является выбор измеряемого параметра пробного сигнала, реагирующего на модулирующие свойства ионосферы. В нашем случае в качестве анализируемой характеристики были выбраны спектры КС. Если эффект кроссмодуляции наблюдаем, то в спектрах КС должны существовать максимумы на частотах близких к ШР. Спектральные измерения, в свою очередь, наложили требования на режим работы передающей КВ радиостанции, в спектре модуляции которой должны отсутство-

вать составляющие в полосе  $\Delta f < 40$  Гц. С этих позиций очень удобной являлась радиостанция Службы точного времени и частоты РВМ (расположена в окрестности г. Москвы), которая в каждом полукасе излучает когерентно на трех частотах "чистую" монохроматическую линию в течение 8 минут [9]. Очевидно, что для монохроматической пробной радиоволны в двухпозиционной схеме приема основной помехой при спектральном анализе КС будет прямой сигнал (ПС). Поэтому приемную позицию необходимо расположить в области "радиотени" по ПС. Наши многолетние экспериментальные исследования характеристик КВ полей в области "радиотени" показывают, что в отсутствие земной волны уровень ПС может быть ослаблен в "мертвой зоне" на  $- (30-50)$  дБ относительно "зеркального сигнала" в зависимости от длины прямой радиотрассы и превышения максимальной частоты переменной [10]. Детальный спектральный анализ КВ сигналов, распространяющихся в спокойной ионосфере на частотах выше МПЧ, с учетом эффектов резонансного рассеяния показал, что при расстройках  $\pm 5$  Гц спектральная плотность не превышает 60 дБ относительно уровня сигнала на несущей частоте  $f_0$  [11].

В качестве приемной позиции в этих экспериментах использовалась радиоастрономическая обсерватория РИ НАН Украины (в окрестности г. Харькова). Прямая радиотрасса Москва-Харьков (протяженностью около 700 км) близка к меридиональной, поэтому оптимальными сезонными условиями для наблюдения КС являются периоды весеннего и осеннего равноденствия. В качестве основной рабочей частоты была выбрана  $f_0 = 14,996$  МГц. С одной стороны, в периоды равноденствия в годы минимума солнечной активности для прямой радиолинии эта частота всегда выше МПЧ, с другой - для заходного терминатора она близка к оптимальной для КС [8].

### 3. Экспериментальная установка и результаты измерений

Эксперименты по наблюдению глобального взаимодействия СНЧ и КВ проводились вблизи периода осеннего равноденствия с 25 по 30 сентября 1994 г. Отличительными особенностями измерительного комплекса являлось использование в качестве приемной антенны крупнейшей исследовательской ФАР радиотелескопа УТР-2 [12] и многоканальной когерентной доплеровской установки, созданной в 80-е годы для исследования эффектов распространения КВ сигналов

[13]. Не описывая подробно измерительную аппаратуру, отметим лишь ее основные характеристики. Электрически полноповоротная ФАР позволяла проводить угломестную и азимутальную селекцию КС на предельных уровнях чувствительности в этом диапазоне. Многолучевая в угломестной плоскости диаграмма направленности большей антенной решетки "Север-Юг" (С-Ю) (длина апертуры 2 км) ориентировалась по углу места в диапазоне оптимальных для КС углов  $7^\circ + 12^\circ$ . Однолучевая ФАР, расположенная вдоль линии "Запад-Восток" (З-В), имела "острую" ножевую ДН в азимутальной плоскости. Для регистрации КС использовался трехканальный когерентный супергетеродинный приемник, синхронизированный местным высокостабильным рубидиевым стандартом частоты ( $\Delta f/f_0 \leq 10^{-10}$ ), что позволяло проводить долговременный анализ спектров с высоким частотным разрешением. Отличие приемных каналов состояло в одновременном использовании нескольких лучей ФАР С-Ю и З-В и разных типов НЧ фильтров: ФНЧ и полосового с подавлением вблизи нулевых частот (величина ослабления сигнала при расстройке 1 Гц была  $\sim 40$  дБ). Частотные характеристики фильтров показаны на рис. 1. В качестве регистрирующего устройства использовался компьютер типа IBM PC с аналого-цифровым преобразователем. Темп оцифровки составлял  $\sim 50$  Гц по каждому из каналов. Наряду с режимом непрерывного излучения станции для спектрального анализа, с целью контрольной временной селекции КС использовались импульсные режимы работы передатчика\*. Это позволяло до и после сеансов спектральной

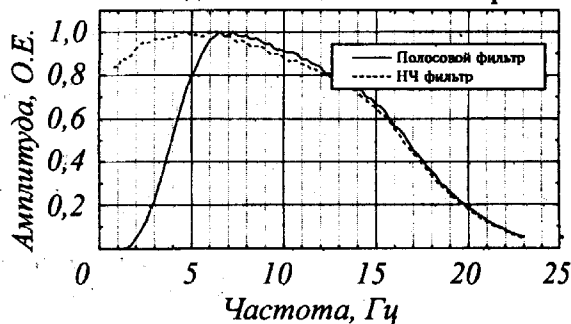


Рис. 1. Амплитудные характеристики приемных каналов

\* В каждом полукасе (20 мин) станция РВМ излучает два вида сигналов АИМ модуляции с абсолютной временной привязкой передних фронтов импульсов. Приемная система располагала независимой шкалой времени, синхронизированной по системе GPS с точностью привязки  $10^{-7}$  с.

обработки надежно идентифицировать наличие и уровень КС на индикаторе с временной разверткой. Всего в общей сложности в предзаходные часы было проведено около 15 часов наблюдений. Наличие КС зарегистрировано в 30% случаев преимущественно вблизи 13+16 УТ. (Из них в непрерывном режиме излучения - около 3 часов). Спектральной обработке было подвергнуто примерно 60% всех записей, остальная часть была отбракована из-за активных помех от ближних гроз и мощных мешающих станций.

Спектральный анализ проводился двумя способами. В первом - вычислялись амплитудные спектры флуктуаций  $S(\omega)$  КС вблизи несущей частоты  $f_0$  в полосе анализа  $\Delta F \approx 25$  Гц.

$$S(\omega) = \sqrt{\langle |F(\omega)|^2 \rangle}, \quad (3)$$

где  $F(\omega, t_i) = \frac{2}{T} \int_0^{T/2} U(t) e^{i\omega t} dt$  - текущий спектр

сигнала, косые скобки  $\langle \rangle$  означают усреднение по  $N$  реализациям:

$$\langle |F(\omega)|^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |F(\omega, t_i)|^2. \quad (4)$$

Здесь  $t_i = t_0 + (i-1)T$  ( $t_0$  - время начала измерений,  $T$  - длительность одной реализации  $i=1, 2, \dots, N$ ). При обработке  $T$  и  $N$  варьировались соответственно от 10...1 сек и от 40 до 400 реализаций. Затем аналогичная процедура применялась для вычисления спектральной плотности шумового фона (в паузах работы КВ передатчика). Такие измерения проводились в течение минуты после каждого 8-минутного сеанса излучения монохроматического сигнала. Полученные "шумовые" спектры являлись опорными и вычитались из спектров КС, что позволяло уменьшить влияние неравномерности АЧХ НЧ фильтров. Примеры спектров, полученных по такому алгоритму, приведены на рис. 2. В канале полосового фильтра отчетливо наблюдаются максимумы в спектре КС на частотах 8 и 14 Гц, подъем в спектре вблизи 3-го мода ШР (~20 Гц) не может идентифицироваться уверенно, поскольку лежит на уровне шумового фона.

Еще один способ обработки КС состоял в использовании для анализа взаимных спектров сигналов с выходов приемных каналов двух ортогональных ФАР "Север-Юг" и "Запад-Восток". Это позволяло формировать эффективную "карандашную" ДН УТР-2 с характерной шириной по азимуту  $\sim 1^\circ$ , а по углу места  $\sim 5^\circ$

$$S_{12}(\omega) = \langle F_1(\omega) F_2^*(\omega) \rangle. \quad (5)$$

Такая методика обеспечивала максимальное уменьшение средней составляющей шумового фона, не связанного с КС. На рис. 3,а и 3,б приведены примеры модуля взаимного спектра  $|S_{12}(\omega)|$ . Здесь также отчетливо наблюдаются максимумы: в спектре КС вблизи собственных частот ШР.

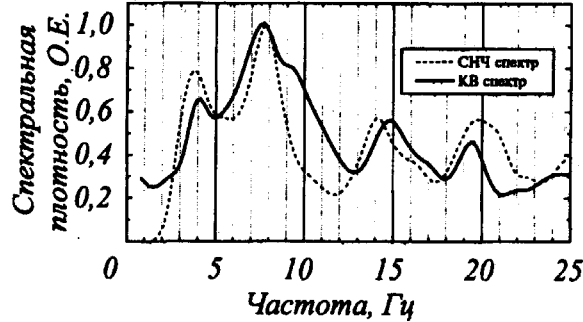


Рис. 2. Одновременно измеренные спектры КВ и СНЧ сигналов

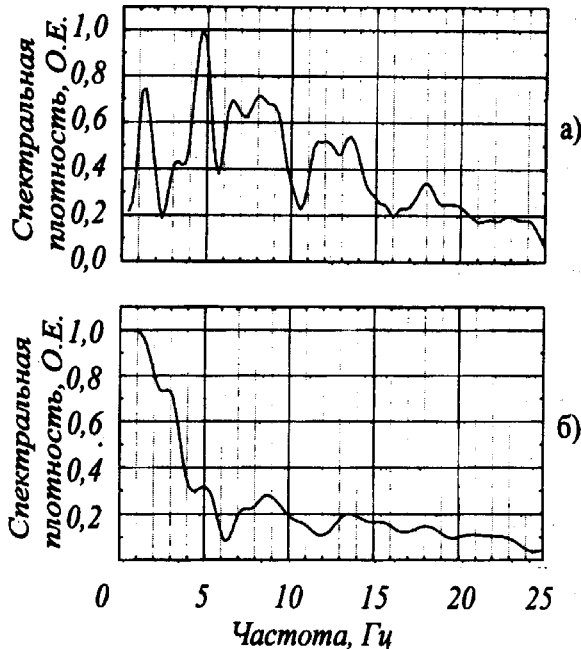


Рис. 3. Взаимные спектры сигналов антенн С-Ю и 3-В

На следующем этапе обработки проводилось сравнение спектров КС с синхронными данными ШР\*. Сравнительный анализ проводился путем

\* Измерения ШР проводились в это же время по нашей просьбе группой Б.В.Лазебного на СНЧ обсерватории РИ НАН Украины в пос. Мартовая вблизи г. Харькова, и результаты были любезно предоставлены авторам статьи для сопоставления со спектрами КС.

построения нормированных корреляционных функций между спектрами КС и ШР:

$$K(\omega_j) = \frac{1}{\sigma_{кс} \sigma_{шр} M} \sum_{i=0}^{M-1} S_{кс}(\omega_i) S_{шр}(\omega_i - \omega_j), \quad (6)$$

где  $\sigma_{кс}$  и  $\sigma_{шр}$  - среднеквадратичные отклонения спектральных функций КС и ШР соответственно в полосе частот 2-25 Гц,  $S_{кс}(\omega_i)$ ,  $S_{шр}(\omega_i)$  - центрированные спектральные функции КС и ШР,  $M$  - число точек,  $\omega_i = i \cdot \Delta\omega$ ,  $\Delta\omega = 1/T$ . На рис. 4 приведен пример нормированной корреляционной функции  $K(\omega_j)$  для одного из сеансов синхронного наблюдения КВ и СНЧ сигналов 27.09.94 г. для 18 часов 30 минут местного времени. Ее отличительной особенностью является достаточно "острый" максимум при нулевом частотном сдвиге  $\omega_j = 0$  при относительно высоком значении  $K(0) \approx 0,5$ . Следует подчеркнуть, что такой характер поведения  $K(\omega_j)$  сохранялся для всех совпадающих сеансов измерений, в которых уверенно регистрировались ШР в СНЧ диапазоне. Интересно также отметить, что в большинстве сеансов измерений, в которых не наблюдались ШР в СНЧ диапазоне, отсутствовали и подъемы спектральной плотности КС вблизи 8 и 14 Гц.

Таким образом, проведенные эксперименты и анализ позволяют сделать вывод о реальности кроссмодуляции кругосветных КВ сигналов полями ШР. Глубина модуляции оценивалась по отношению спектральной плотности на частоте  $f_o + 8$  Гц к спектральной плотности на несущей  $f_o$  (в единичной полосе частот) и для всей серии измерений лежала в пределах - (46÷60) дБ.

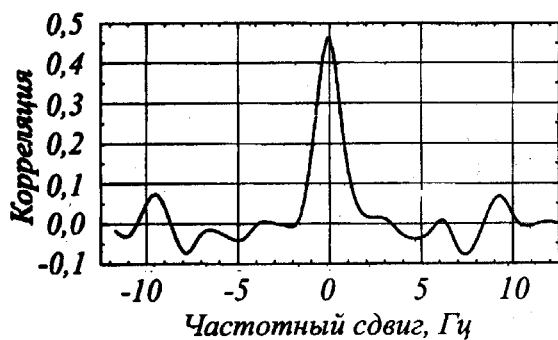


Рис. 4. Взаимная корреляционная функция спектров КВ и СНЧ сигналов

#### 4. Интерпретация результатов

Хорошее соответствие между спектрами КС и ШР свидетельствует в пользу нелинейного взаимодействия между КВ и СНЧ, которое происходит по следующей схеме. За счет нагрева ионосферы СНЧ колебаниями возникают вариации температуры электронов  $T_e$ , что приводит к изменению частоты соударений электронов с тяжелыми частицами. Но от частоты соударений зависит затухание КВ сигнала, который таким образом квазипериодически модулируется СНЧ шумом.

Оценки возможной величины изменения  $T_e$  были сделаны во Введении с учетом поля ясной погоды  $E_o$ . Заметим, что если бы поле  $E_o$  не было, то эффект модуляции  $T_e$  был бы не только намного слабее, но и спектр флуктуаций КС был бы иным. Действительно, без учета  $E_o$ ,  $\Delta T \sim E_w^2(t)$ , это означает, что в спектре  $T_e$ , а затем и в спектре КС должны были появиться удвоенные и комбинационные частоты, что противоречит результатам наблюдений.

Остановимся более подробно на высотных зависимостях  $E_o(z)$  и  $E_w(z)$ , которые ориентированы в основном вертикально. Закон убывания  $E_o$  с высотой определяется из условия постоянства вертикальной составляющей тока  $j = \sigma(z)E_o(z) = \text{const}$ . Отсюда следует, что  $E_o(z) = E_o(0)\sigma(0)/\sigma(z)$ , где  $\sigma(z)$  - проводимость воздуха.

В литературе, в том числе и в справочной, приводятся различные модельные зависимости  $\sigma(z)$  [5,6], что затрудняет численную оценку  $E_o(z)$ . С другой стороны, число прямых измерений электрического поля ясной погоды на ионосферных высотах очень ограничено, а разброс значений, как и в случае  $\sigma(z)$ , достаточно велик [14].

Анализ модельных расчетов  $E_o(z)$  и данных прямых измерений в интервале высот 50÷60 км показывает, что использованная нами во Введении оценка  $E_o$  для  $D$  слоя является весьма приближенной. Реальнее было бы учитывать разброс данных от 0,1 до 1 В/м, что в свою очередь приводит к изменению вариаций температуры электронов  $\Delta T^*$  от десятых долей до нескольких градусов. Как следует из экспериментальной работы [14], флуктуации  $E_o(z)$  на высотах  $D$  области весьма существенны, и, возможно, в даль-

нейшем их удастся оценивать по эффекту кросс-модуляции.

Рассчитать напряженность поля ШР на интересующих нас высотах по наземным наблюдениям  $E_w$  также достаточно сложно. Однако в общих чертах зависимость  $E_w(z)$  легко себе представить. В области частот  $f \sim 10$  Гц нижние слои атмосферы обладают свойствами диэлектрика, в котором  $E_w$  вообще не зависит от  $z$  (ШР возбуждаются на основной моде, и напряженность поля в узком по сравнению с радиусом Земли промежутке практически остается постоянной).

Начиная с некоторой высоты  $z_0$ , которую можно условно считать верхней стенкой резонатора, проводимость становится столь большой, что воздух следует рассматривать как проводник не только постоянного тока, но и в диапазоне ШР. Далее, при  $z > z_0$ ,  $E_w(z)$  быстро уменьшается пропорционально  $\sigma^{-1}(z)$ . Высота  $z_0$  грубо определяется из условия равенства действительной и мнимой частей комплексной диэлектрической проницаемости воздуха  $\hat{\epsilon} = \epsilon + i\sigma(z)/(\omega\epsilon_0)$ , где  $\epsilon \approx 1$  - относительная диэлектрическая проницаемость, а  $\epsilon_0 = 9 \cdot 10^{-12}$  Ф/м - диэлектрическая постоянная. Таким образом, мы приходим к равенству

$$\sigma(z_0)/(\omega\epsilon_0) \approx 1, \quad (7)$$

откуда, пользуясь теми или иными моделями  $\sigma(z)$ , можно определить  $z_0$ . С учетом разброса данных о проводимости высоту верхней стенки резонатора можно оценить в 50 - 60 км. В рамках этой схемы легко рассчитать и эффективную толщину слоя  $\Delta z$ , в котором происходят основные джоулевы потери ШР. Она равна примерно 10 км.

Вопрос о распределении  $E_w$  по высоте более подробно исследован в статье [15], где рассмотрена сферическая модель резонатора. Результаты этой работы не противоречат приведенным выше оценкам, однако наряду с основными потерями в окрестности  $z \approx z_0$  отмечается существование в дневное время еще одной области диссипации в окрестности  $z \approx 75$  км примерно той же толщины  $\Delta z \approx 10$  км. Таким образом, нагрев электронов полями ШР происходит, по-видимому, в диапазоне высот  $\approx 50-80$  км, и принятая во Введении оценка высоты резонатора  $\sim 60$  км представляется оправданной.

Перейдем к анализу временных изменений температуры электронов. Время релаксации тем-

пературы [2] в  $D$  слое  $(\nu\delta)^{-1} \approx 10^{-4}$  с очень мало по сравнению с характерным временем изменений  $E_w(t)$ , которое равно  $\sim 10^{-1}$  с. Поэтому в диапазоне ШР можно рассматривать квазистатическую зависимость  $\Delta T = TE^2(t)/E_p^2$ . Положив, как и ранее,  $E = E_0 + E_w(t)$  и ограничиваясь линейными по  $E_w(t)$  членами, получим

$$\Delta T^*(t) = 2TE_0E_w(t)/E_p^2. \quad (8)$$

Далее надо учесть зависимость  $\nu$  от  $T_e$ , которая для столкновений с нейтральными молекулами имеет вид  $\nu \approx \nu_0(T_e/T)^{1/2}$ , где  $\nu_0$  - частота соударений при  $T_e = T$ . Теперь, пользуясь (8), можно выделить переменное слагаемое в  $\nu(t)$ :

$$\nu[T_e(t)] = \nu(T + \Delta T^*(t)) \approx \nu_0 \left( 1 + \frac{E_0}{E_p^2} E_w(t) \right). \quad (9)$$

Поле КВ волны на сравнительно коротких участках трассы в области поглощения представим в виде  $U = U_0 e^{i(kz - \omega t)}$ , где  $k = k_0 + ik$ . Поскольку  $\omega_0 \sim \nu \gg \omega_p$  ( $\omega_p \approx 6 \cdot 10^5$  с $^{-1}$  - плазменная частота при электронной плотности  $N_e \approx 10^8$  м $^{-3}$ ), можно воспользоваться приближенными формулами:

$$k_0 \approx \frac{\omega_0}{c}, \quad k \approx \frac{\nu\omega_p^2}{2c(\omega_0^2 + \nu^2)}. \quad (10)$$

Положим  $k = k_0 + k_-(t)$ , и воспользуемся формулой (9):

$$k_0 \approx \frac{\omega_p^2 \nu_0}{2c(\omega_0^2 + \nu_0^2)}, \quad k_-(t) \approx k_0 \frac{E_0 E_w(t)}{E_p^2}. \quad (11)$$

Зависящий от времени фактор затухания  $e^{-k_-(t)L}$  ( $L$  - длина трассы внутри области поглощения) очень мало отличается от 1, так как заранее ясно, что  $k_-L \ll 1$ .

Теперь с точностью до постоянной, поле

$$U \approx U_0 e^{-i\omega_0 t - k_0 L} \left( 1 - k_0 L \frac{E_0}{E_p^2} E_w(t) \right). \quad (12)$$

Линейная зависимость амплитуды сигнала от  $E_w(t)$  показывает, что спектр флуктуаций КС повторит по форме спектр ШР.

Согласно (12), глубина модуляции КВ сигнала  $\mu$  определяется вторым слагаемым в скобках в (12)

$$\mu = \kappa_0 L E_0 \sqrt{\langle E_w^2 \rangle} / E_p^2. \quad (13)$$

С другой стороны,  $\mu$  можно определить экспериментально как отношение спектральной плотности флуктуаций в области частот ШР к уровню сигнала несущей частоты (на нулевой частоте после преобразования частоты). Зная эту величину (она оказалась равной  $10^{-3}, 10^{-4}$ ), можно оценить с помощью (13) длину трассы  $L$  в слое поглощения.

Численные оценки таковы: при  $\omega_p \approx 6 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ ,  $\nu_0 \approx 3,7 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ ,  $\omega_0 \approx 10^9 \text{ с}^{-1}$  и

$E_0 \sqrt{\langle E_w^2 \rangle} / E_p^2 \approx 10^{-3}$ , среднее значение коэффициента

затухания  $\kappa_0 \approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ м}^{-3}$ , а

$\mu \approx 2 \cdot 10^{-9} L$ . Отсюда следует, что  $L$  по порядку величины оценивают как  $10^5 \text{ м}$ , т.е. речь идет о длинах, измеряемых сотнями километров. При толщине слоя поглощения  $\Delta z \approx 10 \text{ км}$  и углах места КС  $\sim 10^\circ$  получаем  $L_1 \sim 100 \text{ км}$  на один скачок КС, т.е. сопоставление расчетной и наблюдаемой глубин модуляции не приводит к каким-либо серьезным противоречиям.

## 5. Выводы

1. Экспериментально обнаружено взаимодействие между кругосветными КВ сигналами и шумановскими резонансами в СНЧ диапазоне. В спектрах КС обнаружены максимумы, соответствующие первым трем максимумам ШР.

2. Построена физическая модель нелинейного взаимодействия, основанная на нагревном механизме. Кинетическая температура электронов в D области подвержена слабой модуляции за счет поля ШР. Необходимым условием линейной зависимости переменной составляющей температуры электронов (и частоты соударений электронов с нейтральными молекулами) от модулирующего СНЧ поля является учет влияния на нагрев ионосферы поля ясной погоды.

Проведенные исследования позволяют прогнозировать ряд новых результатов.

Во-первых, следует ожидать, что должен наблюдаться эффект кроссмодуляции между сигналами СНЧ и СДВ диапазонов. Как известно, поле СДВ волны на больших расстояниях формируется в волноводе Земля-ионосфера, верхней стенкой которого является примерно та же часть D слоя, которая формирует ШР [16].

Во-вторых, можно предположить реальность наблюдения кроссмодуляции СНЧ полями шумовых КВ сигналов от космических источников.

Наконец, следует ожидать проявления теплового воздействия на нижнюю ионосферу не только ШР, но и других низкочастотных полей естественного происхождения, например, УНЧ колебаний в альвеновском резонаторе [17].

Авторы выражают признательность А.П. Николаенко за полезные дискуссии. Работа выполнена благодаря поддержке ISF гранта N U36000-36200.

## Литература

1. Альперт Я.Л. Распространение электромагнитных волн и ионосфера. Москва, Наука, 1972.
2. Гуревич А.В., Шварцбург А.Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. Москва, Наука, 1973.
3. Блюх П.В., Николаенко А.П., Филиппов Ю.Ф. Глобальные электромагнитные резонансы в полости Земля-ионосфера. Киев, Наукова думка, 1977.
4. Rycroft M.I. Radio Science. 1965, 69D, No. 8, p.1071.
5. Атмосфера, справочник. Ленинград, Гидрометеиздат, 1981.
6. Reid G.C. Electrical Structure of the Middle Atmosphere., In the Earth's Electrical environment (Studies in geophysics). Natl. Academy Press, Washington, D.C., 1986, 183 p.
8. Основы загоризонтной радиолокации. Под ред. А.А. Колосова. Москва, Радио и связь, 1984.
9. Эталонные сигналы частоты и времени (Бюллетень). Москва, Издательство стандартов, 1993.
10. Безродный В.Г., Пономаренко П.В., Ямпольский Ю.М. Препринт РИ НАН Украины. Харьков, 1989, №26, 32с.
11. Белей В.С., Галушко В.Г., Кашеев С.Б., Медьяновский П.А., Пикулик И.И., Ямпольский Ю.М. Препринт ИРЭ АН УССР. Харьков, 1984, №248, 20с.
12. Брауде С.Я., Мень А.В., Седин Л.Г. Радиотелескоп декаметрового диапазона УТР-2. Сб. Антенны. Москва, Связь, 1978, вып.26.
13. Галушко В.Г., Рабинович Л.М., Ямпольский Ю.М. Препринт ИРЭ АН УССР. Харьков, 1981, №182, 16с.
14. Брагин Ю.А., Кочев А.А., Кихтенко В.Н., Смирных Л.Н., Тютин А.А., Брагин О.А., Шамахов Б.Ф. Электрическое строение стратосферы.

- ры и мезосферы по данным ракетных исследований. Сб. Распространение радиоволн и физика ионосферы. Новосибирск, Наука, 1981, 165 с.
15. Sentman P.D. Journ. Atm. and Terrest. Physics. 1990, v.52, No. 1, p.35.
16. Блюх П.В., Безродный В.Г., Шубова Р.С., Ямпольский Ю.М., Флуктуации сверхдлинных радиоволн в волноводе Земля-ионосфера. Москва, Наука, 1984, 142 с.
17. Беллев П.П., Поляков С.В., Рапопорт В.О., Трахтенгерц В.Ю. Препринт ИИРФИ. Горький, 1987, №230, 33с.

### HF-Schumann Band Nonlinear Coupling in Ionosphere

Yu.M. Yampolski, P.V. Bliokh, V.S. Beley, V.G.  
Galushko, and S.B. Kascheev

Results of investigation of the cross-modulation between Schumann resonances (SR) and HF round-the-world signals (RWS) are described. Spectral density enhancements were discovered near the frequencies of 8, 14, and 20 Hz, which corresponded to three first modes of the SR. A theoretical model is proposed to explain the cross-modulation effect. The SR-RWS coupling is caused by electron heating in the ionospheric D-region owing to the Schumann field, which modulates the electron collision frequency and hence the RWS attenuation. The d.c. fair weather field is an essential factor in the proposed mechanism, since the electron temperature variations are linearly dependent on the SR field strength.