

УДК 550.388.2

ВЛИЯНИЕ ПРИЁМНИКА НА РЕГИСТРИРУЕМЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВСПЛЕСКОВ СВЕРХНИЗКОЧАСТОТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*Е. И. Яцевич**, *А. В. Швеи*, *А. П. Николаенко*

Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАНУ, г. Харьков, Украина

В работе рассматривается влияние типичного приёмника на формы всплесков электромагнитного излучения на частотах в окрестности шумановского резонанса. Расчёты импульсных радиосигналов выполнены в частотной и временной областях. Сравняются данные, полученные в рамках часто используемых моделей постоянной распространения. Оценивается влияние типичного сверхнизкочастотного приёмника с полосой пропускания 4÷40 Гц и режекторным фильтром на 50 Гц. Основное внимание уделено форме импульсов. Найдено, насколько приёмник шумановского резонанса задерживает сверхнизкочастотный импульс во времени, как он изменяет отношение амплитуд положительной и отрицательной полуволн на фронте импульса, насколько он искажает антиподные и кругосветные субимпульсы. Поскольку такие искажения способны затруднить идентификацию сверхнизкочастотных всплесков, определение полярности источника поля и расстояния до него, обсуждаются пути компенсации вносимых приёмником искажений.

ВВЕДЕНИЕ

Естественный сверхнизкочастотный радиосигнал в полости Земля—ионосфера занимает область частот от нескольких герц до примерно 100 Гц. Он состоит из двух компонент. Первая из них — это фон из перекрывающихся импульсных атмосфериков, которые излучаются случайными взаимно независимыми молниями, распределёнными по поверхности Земли. Вторая компонента — это отдельные всплески излучения, источниками которых служат сверхмощные грозовые разряды [1]. Амплитуды всплесков превышают уровень фона до 10 дБ, а сами они наблюдаются от одного раза в минуту до одного раза в несколько минут.

При анализе всплесков излучения, порождённых отдельными сверхмощными разрядами, удаётся решить задачу об определении местонахождения источника данного всплеска. Дальность до грозового разряда обычно определяется путём сравнения экспериментальных и расчётных амплитудных спектров, построенных для различных расстояний, см. работы [2, 3]. Точность локализации сверхмощных разрядов тем выше, чем шире используемый диапазон частот, она составляет величину около 1 Мм (1000 км).

Из-за помех от линий электропередачи на частоте 50 (или 60) Гц и на их гармониках типичный приёмник сигналов на частоте шумановского резонанса имеет полосу пропускания примерно 4÷40 Гц, а мощные сигналы промышленных помех, присутствующие повсюду на земном шаре, подавляются режекторными фильтрами, настроенными на частоту электроснабжения. Из-за промышленных помех измерения приходится проводить вдали от городов и посёлков, но даже в сельской местности сигнал на частоте 50 Гц превосходит естественный радиосум не менее чем на 50 дБ. Типовой сверхнизкочастотный приёмник несколько уменьшает амплитуду естественного сигнала, но, самое главное, он искажает форму принимаемых радиоимпульсов. Подобные искажения хорошо изучены в радиотехнике, однако в геофизических исследованиях, в которых используются электромагнитные сигналы в области частот шумановского резонанса, методики их учёта не применялись, и само их влияние на результаты наблюдений в литературе не обсуждалось. Настоящая работа призвана заполнить указанный пробел.

* yal75@mail.ru

Мы проведём расчёт характеристик импульсных радиосигналов в рамках нескольких общепризнанных моделей распространения и продемонстрируем влияние типового приёмника на регистрируемые спектр и временную форму модельного импульса. Рабочая полоса частот приёмника формируется фильтрами верхних и нижних частот Баттерворта 6-го порядка, имеющими частоты среза 4 и 40 Гц соответственно. Сигнал в окрестности 50 Гц отсекается режекторным фильтром 2-го порядка.

Мы оценим, насколько существенны искажения принимаемого сигнала таким приёмником. Очевидно, что спектр сигнала сохраняется в полосе пропускания. Именно поэтому такие приёмники широко применяются при исследовании излучения на частотах в окрестности шумановского резонанса. Временная форма всплесков заметно изменяется: импульс задерживается, изменяется отношение амплитуд положительной и отрицательной полуволн на фронте импульса, модифицируется форма антиподной и кругосветной волн. Такие искажения сигнала затрудняют временную привязку грозových источников, идентификацию их полярности (положительный или отрицательный пробой) и определение расстояния до них непосредственно по формам всплесков. Используя модельный сигнал, мы компенсируем фазовые искажения, вносимые приёмником, демонстрируем преимущества такой компенсации и обсуждаем возможные применения данного подхода на практике.

1. МОДЕЛЬ СВЕРХНИЗКОЧАСТОТНОГО ВСПЛЕСКА

При возбуждении однородного и изотропного резонатора Земля—ионосфера вертикальным точечным электрическим диполем с токовым моментом $M_C(\omega)$ вертикальное электрическое и горизонтальное магнитное поля в сверхнизкочастотном диапазоне описываются следующими формулами [2]:

$$E_r(\omega) = \frac{M_C(\omega)}{4ha^2\varepsilon_0} \frac{i\nu(\nu+1)}{\omega} \frac{P_\nu[\cos(\pi-\theta)]}{\sin(\pi\nu)} = -\frac{M_C(\omega)}{4\pi\varepsilon_0ha^2} \frac{i\nu(\nu+1)}{\omega} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2n+1)P_n(\cos\theta)}{n(n+1)-\nu(\nu+1)}, \quad (1)$$

$$H_\varphi(\omega) = -\frac{M_C(\omega)}{4ha} \frac{P_\nu^1[\cos(\pi-\theta)]}{\sin(\pi\nu)} = \frac{M_C(\omega)}{4\pi ha} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2n+1)}{n(n+1)-\nu(\nu+1)} P_n^1(\cos\theta). \quad (2)$$

Здесь a — радиус Земли, h — эффективная высота ионосферы, $\varepsilon_0 = 10^{-9}/(36\pi)$ Ф/м — электрическая постоянная, θ — угловое расстояние от источника до наблюдателя, $\nu(\omega)$ — постоянная распространения сверхнизкочастотных радиоволн, $\omega = 2\pi f$ — круговая частота, $P_n(x)$ и $P_n^1(x)$ — полиномы Лежандра и присоединённые полиномы Лежандра, $P_\nu(x)$ и $P_\nu^1(x)$ — функции Лежандра и присоединённые функции Лежандра комплексного порядка ν .

Ряды по зональным гармоникам n в формулах (1) и (2) вычисляются с помощью численной процедуры [4]. Подробные данные о параметрах ионосферы при расчётах атмосфериков в полости Земля—ионосфера не нужны, если известны эффективная высота ионосферы и частотная зависимость комплексной постоянной распространения радиоволн $\nu(f)$, которые входят в формулы (1) и (2). При этом обычно используют зависимость $\nu(f)$, найденную из экспериментальных данных по шумановскому резонансу. Мы используем ниже три характерные модели для нахождения постоянной распространения.

Чтобы получить форму сверхнизкочастотного всплеска, мы сначала вычисляем комплексные спектры полей (1) и (2), а затем преобразуем их во временную область с помощью обратного быстрого преобразования Фурье.

2. МОДЕЛИ КОМПЛЕКСНОЙ ПОСТОЯННОЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ

Конкретная модель постоянной распространения $\nu(f)$ обычно выбирается тем или иным специалистом исходя из его личного мнения и опыта. Причина этого в том, что резонансные спектры изменяются в течение дня, поскольку изменяется расстояние от обсерватории до мировых грозных центров, где сосредоточены источники, возбуждающие резонансные колебания. Кроме того, в наблюдениях всегда присутствует тонкая структура спектров (см., например, [5]). Эти факторы затрудняют получение зависимости $\nu(f)$ из опытных данных. Поэтому модели $\nu(f)$, основанные на наблюдениях в Восточном и Западном полушариях, отличаются друг от друга. Мы используем в расчётах три наиболее популярные модели постоянной распространения $\nu(f)$.

2.1. Модель Ишака—Джонса

Общепризнанной эвристической моделью, адекватно описывающей экспериментальные спектры, является модель Ишака—Джонса [6]. В ней постоянная распространения находится по формуле

$$\nu(\nu + 1) = (kaS_\nu)^2. \quad (3)$$

Здесь $k = \omega/c$ — волновое число в свободном пространстве, комплексная функция S_ν даётся выражением

$$S_\nu = c/V_{\text{ph}} - i5,49\alpha/f, \quad (4)$$

где

$$c/V_{\text{ph}} = 1,64 - 0,1759 \ln f + 0,01791 (\ln f)^2, \quad \alpha = 0,063f^{0,64}. \quad (5)$$

Модель [6] отлично согласуется с амплитудными спектрами электромагнитного поля на частотах в окрестности шумановского резонанса, наблюдаемыми в Северном полушарии. Поэтому в литературе она рассматривается как эталонная.

2.2. Модель «колена»

Модель «колена» [9] в высотном профиле проводимости атмосферы позволяет связать данные о нижней ионосфере с наблюдениями глобального электромагнитного резонанса. Она позволила получить пиковые частоты и добротности первых трёх–четырёх резонансных максимумов, хорошо согласующиеся с наблюдениями в Северной Америке. Профиль «колена» составлен из двух экспоненциальных зависимостей проводимости от высоты. Каждая из них имеет свой высотный масштаб изменения проводимости, а сами профили пересекаются на высоте «колена». Постоянная распространения выражается через две комплексные характерные «высоты»: электрическую h_E и магнитную h_M [7–9] — по формуле

$$\nu(\nu + 1) = (ka)^2 h_M/h_E. \quad (6)$$

«Высоты» логарифмически зависят от частоты сигнала [8, 9]. На заданной частоте f эти «высоты» находятся из уравнений

$$h_E(f) = h_{\text{KNEE}} + \zeta_a \ln\left(\frac{f}{f_{\text{KNEE}}}\right) + \frac{\zeta_a - \zeta_b}{2} \ln\left[1 + \left(\frac{f}{f_{\text{KNEE}}}\right)^2\right] + i\left[\frac{\pi}{2}\zeta_a - (\zeta_a - \zeta_b) \arctg \frac{f_{\text{KNEE}}}{f}\right], \quad (7)$$

$$h_M(f) = h_m^* - \zeta_m \ln\left(\frac{f}{f_m^*}\right) - \frac{i\pi}{2} \zeta_m(f). \quad (8)$$

Здесь $h_{\text{KNEE}} = 55$ км — высота «колена», она соответствует частоте $f_{\text{KNEE}} = 10$ Гц. Это означает, что проводимость на высоте «колена» σ_{KNEE} такова, что здесь токи проводимости и токи смещения равны: $\sigma_{\text{KNEE}} = \sigma(h_{\text{KNEE}}) = 2\pi\varepsilon_0 f_{\text{KNEE}}$.

Высотные масштабы профиля проводимости неодинаковы выше и ниже «колена» и равны ζ_a и ζ_b соответственно. Таким образом, высота и частота «колена» служат точкой отсчёта модели (ср. с подходом [3], где используется верхняя точка отсчёта). Физическая идея состоит в том, что на частоте первого мода шумановского резонанса электрическая «высота» h_E и высотный масштаб проводимости ζ принимают значения, отличные от тех, которые реализуются на более высоких частотах. На частотах выше 10 Гц электрическая «высота» $\text{Re}|h_E|$ превышает h_{KNEE} , и высотный масштаб ζ изменяется скачком. Поэтому на таких частотах проводимость с увеличением высоты растёт быстрее. Так удаётся точнее аппроксимировать наблюдаемое поведение добротности колебаний Q_n [9–11].

Масштаб профиля проводимости ζ_m в окрестности магнитной «высоты» h_M также зависит от частоты: $\zeta_m = \zeta_m^* + b_m (1/f - 1/f_m^*)$ [9, 12]. Верхняя характеристическая (магнитная) высота $h_m^* = 96,5$ км была найдена из профиля проводимости изотропной ионосферы с помощью уравнения [9, 12, 13]

$$\omega_0(h_m^*) = \frac{\sqrt{\omega\nu_e}}{1,78k} \left(\frac{1}{\zeta_e} + \frac{1}{\zeta_\nu} \right). \quad (9)$$

Здесь ω_0 — электронная плазменная частота, ν_e — эффективная частота столкновений электронов с частицами другого сорта, ζ_e и ζ_ν — масштабы высотных профилей электронной концентрации и частоты соударений.

В расчётах используются следующие параметры: $f_{\text{KNEE}} = 10$ Гц, $h_{\text{KNEE}} = 55$ км, $\zeta_a = 2,9$, $\zeta_b = 8,3$ км, $f_m^* = 8$ Гц, $h_m^* = 96,5$ км и $\zeta_m^* = 4$ км, $b_m = 20$ км.

2.3. Линейная модель

Линейная модель является самой простой для описания зависимости $\nu(f)$. При расчётах энергетических спектров излучения в окрестности шумановского резонанса используют линейную аппроксимацию [3]

$$\nu(f) = \frac{f[\text{Гц}] - 2}{6} - i \frac{f[\text{Гц}]}{70}. \quad (10)$$

Линейная зависимость $\nu(f)$ удобна тем, что позволяет получить замкнутые аналитические выражения для формы импульса непосредственно во временном представлении [3, 14–20]. В настоящей работе мы не используем эти решения, а сначала вычисляем комплексные спектры сверхнизкочастотных всплесков, а затем, применяя к ним обратное быстрое преобразование Фурье, находим временные формы импульсов. Дистанция от источника до приёмника предполагается равной 10 Мм — четверть длины земного экватора.

2.4. Сравнение моделей постоянной распространения

На рис. 1 сравниваются графики функции $\nu(f)$, рассчитанные в трёх моделях. На рис. 1а показана реальная часть постоянной распространения в диапазоне частот от 0 до 100 Гц, а на рис. 1б — частотная зависимость её мнимой части. Все модели дают близкие результаты для скорости распространения волн, поскольку значения $\text{Re } \nu$ близки друг к другу, тогда как коэффициенты затухания волн, определяемые величиной $\text{Im } \nu$, заметно отличаются. Однако в области

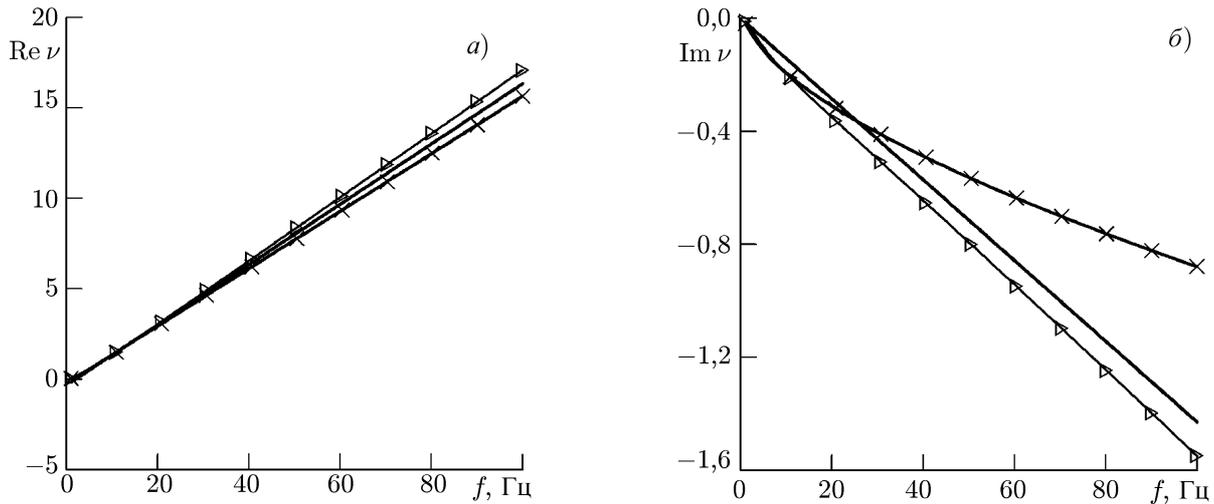


Рис. 1. Постоянная распространения $\nu(f)$ согласно модели Ишака–Джонса (кривые с крестиками), модели «колена» (кривые с треугольниками) и линейной модели (кривые без символов)

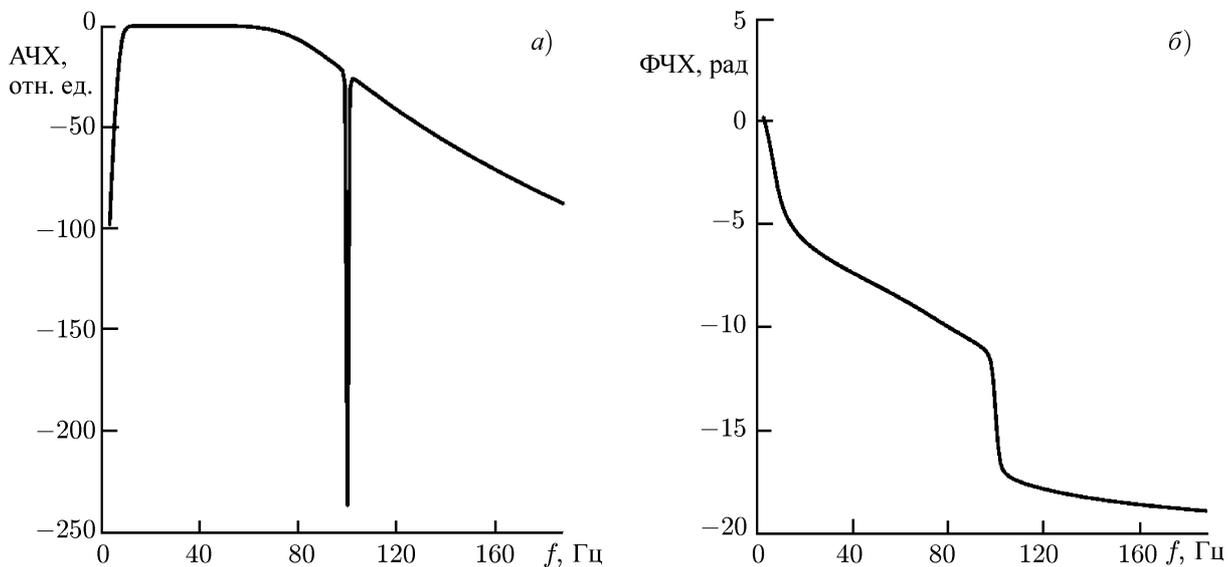


Рис. 2. Амплитудная (а) и фазовая (б) характеристики полосового приёмника с полосой пропускания 4÷40 Гц и заградительным фильтром на 50 Гц

частот ниже 40 Гц отличия незначительны, что и отмечалось в работе [3]. В более широкой полосе частот модель Ишака–Джонса даёт заметно меньшее затухание, чем две другие модели.

3. ТИПИЧНЫЙ СВЕРХНИЗКОЧАСТОТНЫЙ ПРИЁМНИК

Из-за промышленных помех, повсеместно присутствующих на Земле, типичный приёмник шумановского резонанса имеет полосу пропускания 4÷40 Гц (одна декада) и использует как минимум один заградительный (режекторный) фильтр на частоту 50 Гц. В наших расчётах приёмник моделируется фильтрами верхних и нижних частот Баттерворта 6-го порядка, имеющих частоты среза 4 и 40 Гц соответственно. Сигнал в окрестности 50 Гц вырезается режекторным фильтром 2-го порядка. Амплитудно-частотная и фазово-частотная характеристики приёмника приведены на рис. 2.

Как видно из рис. 2, наличие фильтра верхних частот и заградительного фильтра приводит к быстрым изменениям фазы выходного сигнала в окрестности 4 и 50 Гц. Что касается амплитудной характеристики, то она остаётся постоянной в области 4–40 Гц, а затем спадает с увеличением частоты и имеет резкий минимум на частоте режекции.

4. АМПЛИТУДНЫЕ СПЕКТРЫ СВЕРХНИЗКОЧАСТОТНЫХ ВСПЛЕСКОВ

На рис. 3 приведены амплитудные спектры вертикального электрического и горизонтального магнитного полей сверхнизкочастотного всплеска. Расчёт проводился по формулам (1) и (2) в рамках трёх моделей для постоянной распространения $\nu(f)$, представленных выражениями (3)–(10).

По оси абсцисс на рис. 3 отложена частота в диапазоне от 0 до 100 Гц, в которую попадают 16 пиков шумановского резонанса (модов). Вдоль оси ординат отложена спектральная плотность амплитуды в относительных единицах. Линии с крестиками, треугольниками и сплошная линия показывают соответственно спектры для эмпирической модели (3)–(5), модели «колена» (6)–(9) и линейной модели (10).

Расчёты проводились для расстояния между наблюдателем и источником, равного 10 Мм — четверть длины земного экватора. Для этой дистанции амплитудные спектры магнитного и электрического полей имеют характерную особенность. В спектре горизонтального магнитного поля видны только пики с нечётными номерами n , а в спектре электрического поля — только чётные пики. Обычно говорят, что на дистанции 10 Мм у магнитного поля проходит узловая линия чётных модов, а у электрического поля — узловая линия для нечётных типов колебаний.

Как видно из рис. 3, резонансные пики с ростом частоты становятся менее выраженными. Это объясняется увеличением затухания радиоволн с повышением частоты, в результате чего возрастает доля низкочастотных составляющих сигнала и, таким образом, полость Земля–ионосфера выступает в роли естественного низкочастотного фильтра. Очевидно, что основная часть энергии резонансных колебаний сосредоточена на частотах ниже 100 Гц [2, 3].

Результаты расчёта показывают, что пиковые частоты, амплитуды и добротности отдельных резонансных пиков (модов) несколько изменяются в зависимости от модели $\nu(f)$. Спектры, ана-

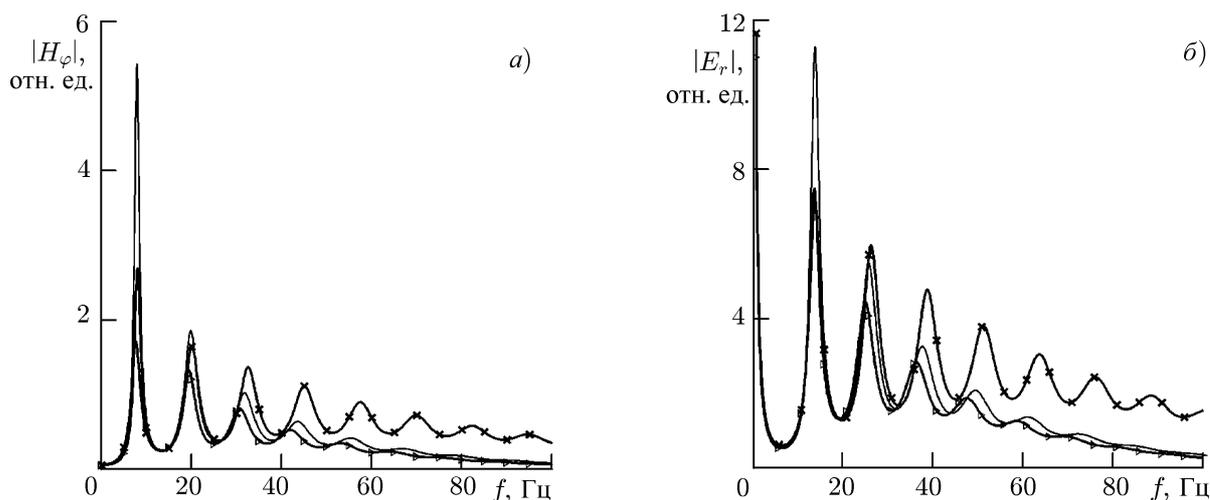


Рис. 3. Расчётные амплитудные спектры сверхнизкочастотных всплесков в полости Земля–ионосфера в отсутствие приёмника: горизонтальное магнитное (а) и вертикальное электрическое (б) поля. Обозначения кривых для разных моделей зависимости $\nu(f)$, как на рис. 1

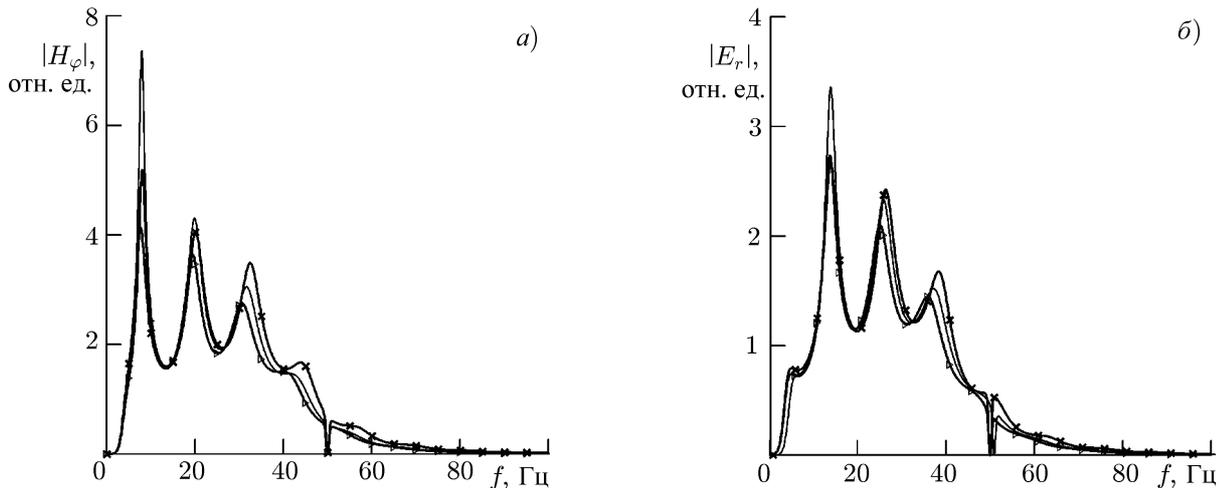


Рис. 4. Амплитудные спектры на выходе типичного сверхнизкочастотного приёмника: горизонтальное магнитное (а) и вертикальное электрическое (б) поля сверхнизкочастотного всплеска. Обозначения кривых для разных моделей зависимости $\nu(f)$, как на рис. 1

логичные приведённым на рис. 3, могли бы наблюдаться экспериментально при использовании широкополосного приёмника и при отсутствии промышленных помех на частоте 50 Гц и её гармониках. Подобные спектры были приведены в работе [21].

На рис. 4 показаны рассчитанные амплитудные спектры на выходе типичного приёмника, характеристики которого приводились на рис. 2. Сравнивая рис. 3 и 4, мы видим, что типовой приёмник сигналов на частотах в окрестности шумановского резонанса позволяет наблюдать до шести резонансов. Фильтр нижних частот с частотой среза 40 Гц и заградительный фильтр снижают амплитуду высших модов, в результате чего резонансные пики с частотами выше 40 Гц становятся неразличимыми.

5. ВЛИЯНИЕ ПРИЁМНИКА НА РЕГИСТРИРУЕМУЮ ФОРМУ ИМПУЛЬСА СВЕРХНИЗКОЧАСТОТНОГО ВСПЛЕСКА

Чтобы получить регистрируемую форму сверхнизкочастотного всплеска, мы преобразовывали комплексные спектры полей во временную область с помощью обратного быстрого преобразования Фурье. Результаты расчётов форм импульсов в отсутствие влияния приёмника показаны на рис. 5, тогда как рис. 6 иллюстрирует формы импульсов на выходе типичного приёмника. Временной интервал простирается от 0 до 0,25 с.

Как видно из рис. 5, сначала к наблюдателю приходит прямая волна. Для выбранной нами дистанции 10 Мм этот импульс приходит через примерно 40 мс после грозового пробоя. Он распространяется вдоль дуги большого круга, соединяющей источник и приёмник.

Если грозовой разряд имеет положительную полярность (т. е. положительный электрический ток в канале молнии направлен от облака к земле), то первая полуволна на фронте импульса вертикального электрического поля E_r и горизонтального магнитного поля H_φ оказывается отрицательной. Предполагается, что источник находится на полюсе, т. е. при $\theta = 0$, а наблюдатель расположен на экваторе в точке $\theta = \pi/2$ и $\varphi = 0$. Начальный импульс запаздывает относительно времени пробоя на время его распространения в полости Земля—ионосфера. Он имеет острую форму, поскольку в его спектре содержится изрядная доля высоких частот, не успевших затухнуть при распространении вдоль самого короткого пути. Расчёты в рамках всех реалистиче-

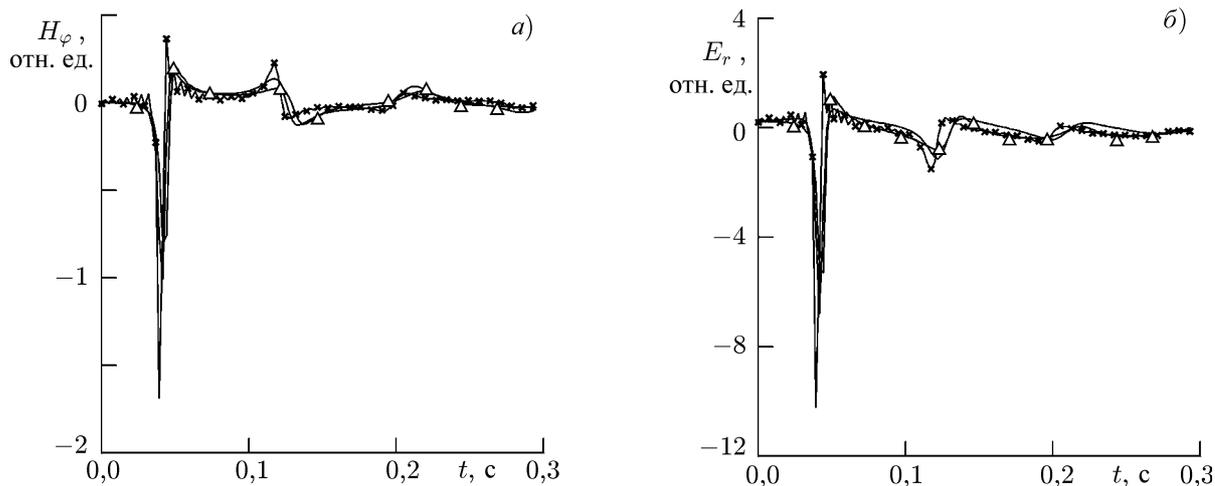


Рис. 5. Неискажённые формы сверхнизкочастотного всплеска: горизонтальное магнитное (*а*) и вертикальное электрическое (*б*) поля. Обозначения кривых для разных моделей зависимости $\nu(f)$, как на рис. 1

ских моделей полости Земля—ионосфера показали, что сверхнизкочастотный импульс проходит дистанцию в 20 Мм (расстояние от источника до его антипода) примерно за 80 мс, см., например, [3].

Вслед за прямой волной к наблюдателю приходит антиподная волна. Если прямая волна проходит от источника путь D , то антиподная волна преодолевает путь $L - D$, где $L = 40$ Мм обозначает длину земного экватора. Антиподный импульс оказывается шире прямого, а вертикальное электрическое поле в нём остаётся по-прежнему отрицательным на фронте. В горизонтальном магнитном поле полярность антиподного импульса изменяется на положительную, что объясняется приходом антиподной радиоволны с направления, противоположного направлению на источник [3].

На рис. 5 можно видеть, как за антиподной волной приходит первая кругосветная волна. Поскольку она прошла путь, равный $L + D$, а высокочастотные компоненты при распространении затухают быстрее низкочастотных, то кругосветный импульс заметно расплывается во времени и уменьшается по амплитуде. При этом обе компоненты поля на его фронте вновь оказываются отрицательными. Сохранение знака поля E_r на фронте и периодические изменения знака компоненты H_φ обуславливают характерное отличие электрических и магнитных импульсов. Временное изменение горизонтальной магнитной компоненты напоминает меандр, или «прямоугольную» волну.

Все отмеченные особенности форм сверхнизкочастотных всплесков хорошо заметны, потому что приёмник был идеальным и поэтому не вносил никаких искажений в принимаемый сигнал.

Конечная полоса пропускания и заградительный фильтр искажают форму сигнала. Субимпульсы в антиподной и кругосветной волне становятся почти неразличимыми (см. рис. 6). Сигналы, изображённые на рис. 6, можно ошибочно интерпретировать не как последовательность неперекрывающихся между собой антиподных и кругосветных волн, а как затухающий во времени квазисинусоидальный сигнал на резонансной частоте, о чём нередко упоминается в литературе по всплескам сверхнизкочастотных излучений. Кроме того, возникает дополнительная задержка импульса на несколько миллисекунд. Изменяется соотношение амплитуд начальных положительной и отрицательной полуволн: теперь они оказываются почти равны друг другу.

Задержка импульса может привести к неверной идентификации явлений. Например, это имеет место, когда запись всплесков выполняется совместно с оптическими наблюдениями свечений

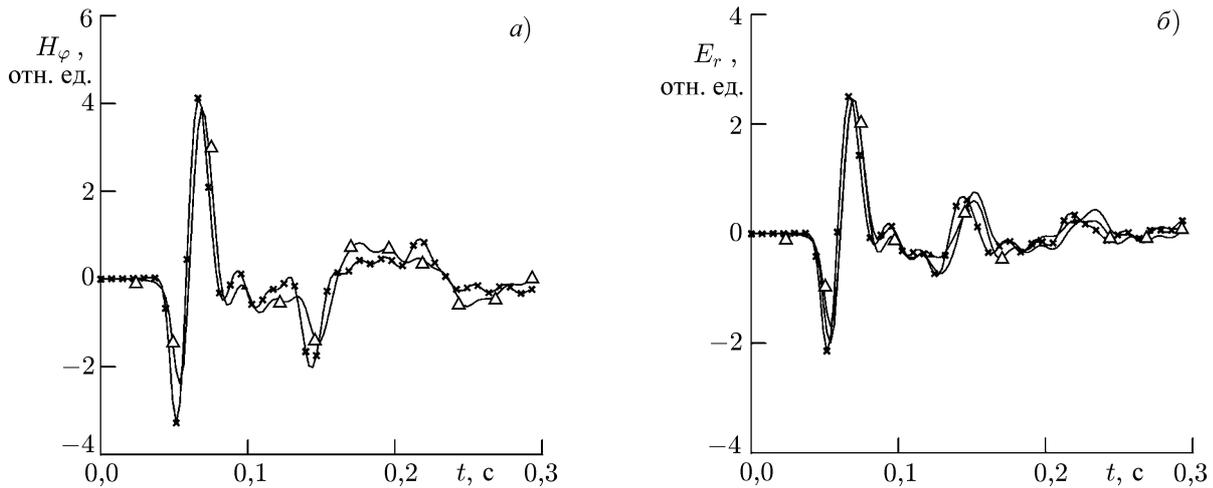


Рис. 6. Искажения в формах сверхнизкочастотного всплеска, вносимые за счёт конечной полосы пропускания и режекторного фильтра приёмника: горизонтальное магнитное (а) и вертикальное электрическое (б) поля. Обозначения кривых для разных моделей зависимости $\nu(f)$, как на рис. 1

мезосферы над мощными грозowymi разрядами — так называемыми «красными спрайтами». Ошибка во временах прихода сглаженных антиподной и кругосветной волн увеличит погрешность нахождения дистанции до источника. Искажение амплитуд начальных полуволн затруднит определение полярности источника поля, особенно при наличии естественного фонового резонансного сигнала. Таким образом, экспериментальные данные об импульсах, полученные с помощью типичного приёмника, требуют коррекции.

6. КОМПЕНСАЦИЯ ИСКАЖЕНИЙ ФОРМЫ СВЕРХНИЗКОЧАСТОТНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Отмеченные изменения формы сверхнизкочастотного импульса связаны главным образом с фазовыми искажениями, вносимыми приёмником. Их желательно компенсировать при обработке или непосредственно при записи импульса. Способ компенсации заключается в следующем. Спектр сигнала, прошедшего через приёмник, необходимо умножить на комплексно-сопряжённую передаточную функцию тракта, после чего с помощью обратного преобразования Фурье можно корректно восстановить форму сигнала:

$$S_1(f) = P'(f)S(f). \quad (11)$$

Здесь $S_1(f)$ — спектр с компенсацией фазовых искажений, $P'(f)$ — комплексно-сопряжённая передаточная функция приёмника, $S(f)$ — некомпенсированный спектр сигнала на выходе приёмника.

Очевидно, что эта операция эквивалентна процедуре «обратного воспроизведения» сигнала, записанного с выхода приёмника: обращённый во времени выходной сигнал повторно пропускают через тот же самый приёмник — «задом наперёд». Тогда фазовые искажения полностью компенсируются, однако искажения, связанные с конечной полосой пропускания (приводящие к сглаживанию сигнала), сохраняются. Они даже несколько возрастают из-за возведения в квадрат амплитудно-частотной характеристики приёмника.

Результаты подобной частичной компенсации можно оценить с помощью рис. 7. Здесь сравниваются три формы всплесков: сплошные кривые показывают исходный импульс в отсутствие

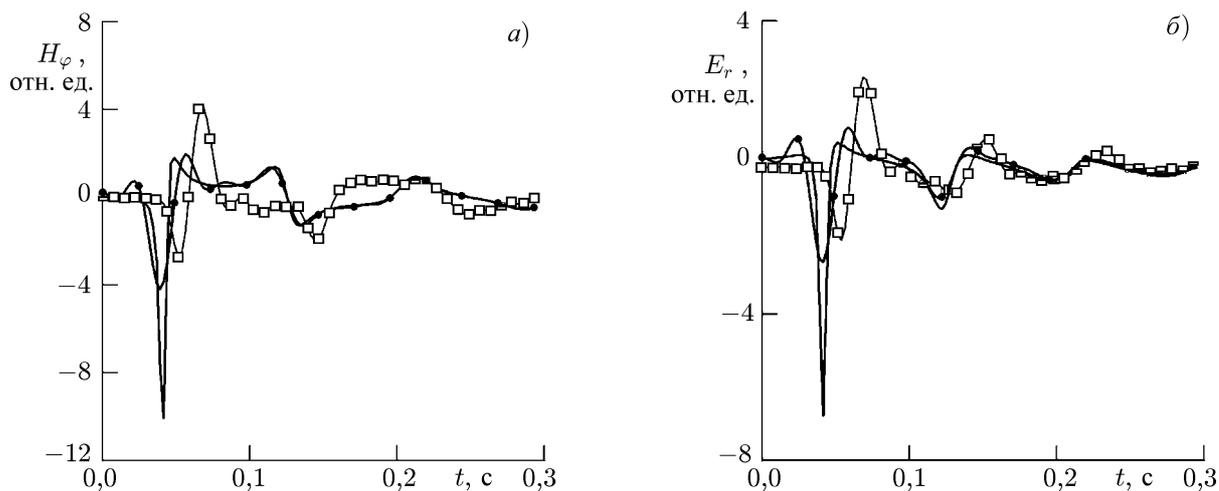


Рис. 7. Результаты компенсации: кривые без символов — сигнал без учёта влияния приёмника, кривые с квадратами — сигнал на выходе приёмника без компенсации, кривые с кружками — скомпенсированный сигнал

приёмника, кривые с квадратами изображают импульс на выходе приёмника, а кривые с кружками показывает скомпенсированную волновую форму.

Очевидно, что компенсация фазовых искажений устраняет задержку импульса и частично восстанавливает отношение амплитуд положительной и отрицательной полуволн импульса. Кроме того, антиподный и кругосветный импульсы становятся более рельефными. Это позволяет получить более точные и корректные оценки параметров источника: его полярность и расстояние от наблюдателя.

Пример компенсации передаточной функции приёмника, выполненной для экспериментальной записи вертикальной компоненты электрического поля сверхнизкочастотного всплеска, показан на рис. 8. Запись сделана в пункте наблюдений в посёлке Лехта, Карелия, 21 января 2001 года в 22:54:12 UT. Передаточная функция приёмного тракта, включая антенну, измерялась в полевых условиях с помощью штыревого излучателя, на который подавался синусоидальный сигнал с постоянной амплитудой, но изменяющейся частотой. Более детальное описание приёмной аппаратуры приведено в статье [5]. Можно видеть, что, как и в случае модельного всплеска, на выходе приёмника наблюдается существенная задержка прямого импульса. Видно, что первая волна на фронте импульса $E_r(t)$ после компенсации фазовых искажений, внесённых приёмным трактом, становится отрицательной. Это позволяет сделать вывод о положительной полярности разряда молнии, что не удивительно, поскольку большая часть дискретных импульсов возбуждается мощными положительными пробоями [5, 21, 22]. Интересно также отметить, что компенсация влияния сверхнизкочастотного приёмника привела к более раннему началу импульса. В результате величина коррекции момента прихода импульса практически совпадает с типичным запаздыва-

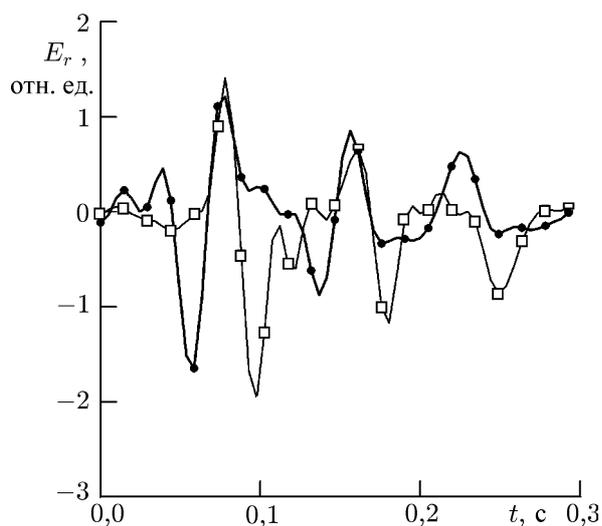


Рис. 8. Результаты компенсации для экспериментальной записи: кривая с квадратами — сигнал на выходе приёмника, кривая с кружками — скомпенсированный сигнал

нием сверхнизкочастотных всплесков относительно начала спрайта, т.е. оптического свечения в мезосфере над грозovým разрядом. Весьма возможно, что такое запаздывание на самом деле отсутствует и вызвано неучтённым влиянием радиотракта.

ВЫВОДЫ

В статье приведены результаты расчётов характеристик сверхнизкочастотных всплесков в частотной и временной областях. Использовались три общепризнанные модели для нахождения постоянной распространения. Проведено сравнение амплитудных спектров, получаемых в различных моделях как с учётом влияния типичного полосового приёмника, так и без него. Видно, что различные модели для нахождения постоянной распространения приводят к отличиям резонансных спектров в пределах примерно 10 %.

Расчёт форм импульсов на выходе типичного приёмника на частотах в окрестности шумановского резонанса показал, что форма импульса заметно искажается: импульс задерживается, кардинальным образом изменяется отношение амплитуд положительной и отрицательной полуволн на фронте сигнала, а антиподные и кругосветные импульсы становятся плохо различимыми. Это затрудняет «привязку» наблюдаемых сверхнизкочастотных импульсов к иным геофизическим событиям, например к «спрайтам», усложняется идентификация полярности источника поля и ухудшается точность определения расстояния от источника до приёмника.

Для восстановления формы импульса предлагается компенсировать фазовые искажения, вносимые типовым приёмником. Для этого можно использовать цифровые и аналоговые методы. Компенсация фазовой характеристики приёмника продемонстрирована на модельном и экспериментальном сверхнизкочастотных всплесках.

Авторы считают своим приятным долгом выразить признательность рецензенту, чьи замечания и предложения позволили улучшить статью.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ogawa T., Tanaka Y., Miura T., Yasuhara M. // J. Geomag. Geoelectricity. 1966. V. 18. P. 443.
2. Блюх П. В., Николаенко А. П., Филиппов Ю. Ф. Глобальные электромагнитные резонансы в полости Земля—ионосфера. Киев: Наукова думка, 1977. 200 с.
3. Nickolaenko A. P., Hayakawa M. Resonance in the Earth-ionosphere cavity. Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2002. 380 p.
4. Nickolaenko A. P., Rabinowicz L. M. // J. Atmos. Terr. Phys. 1974. V. 36. P. 979.
5. Belyaev G. G., Schekotov A. Yu., Shvets A. V., Nickolaenko A. P. // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 1999. V. 61. P. 751.
6. Ishaq M., Jones D. L. // Electronic Lett. 1977. V. 13. P. 254.
7. Greifinger C., Greifinger P. // Radio Sci. 1978. V. 13. P. 831.
8. Николаенко А. П., Рабинович Л. М. // Косм. исслед. 1982. Т. 20, вып. 1. С. 82.
9. Mushtak V. C., Williams E. R. // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 2002. V. 64. P. 1989.
10. Williams E. R., Mushtak V., Nickolaenko A. P. // J. Geophys. Res. 2006. V. 111. Art. no. D16107.
11. Greifinger P. S., Mushtak V. C., Williams E. R. // Radio Sci. 2007. V. 42. Art. no. RS2S12.
12. Кириллов В. В. // Проблемы дифракции и распространения волн. СПб.: СПбГУ, 1993. Вып. 25. С. 35.
13. Кириллов В. В., Копейкин В. Н., Муштак В. К. // Геомагнетизм и аэрономия. 1997. Т. 37, № 3. С. 114.

14. Николаенко А. П. // Радиофизика и электроника. 1997. Т. 2, № 1. С. 73.
15. Nickolaenko A. P., Hayakawa M. // Geophys. Res. Lett. 1998. V. 25, No. 16. P. 3103.
16. Nickolaenko A. P., Hayakawa M., Kudintseva I. G., et al. // Geophys. Res. Lett. 1999. V. 26, No. 7. P. 999.
17. Мяндр С. В., Николаенко А. П., Рабинович Л. М., Кудинцева И. Г. // Радиофизика и электроника. 1999. Т. 4, № 2. С. 78.
18. Николаенко А. П., Рабинович Л. М. // Радиофизика и электроника. 2000. Т. 5, № 2. С. 275.
19. Nickolaenko A. P., Rabinowicz L. M., Hayakawa M. // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31. Art. no. L05808.
20. Nickolaenko A. P., Rabinowicz L. M., Hayakawa M. // IEEEJ Trans. Fundamentals and Materials. 2004. V. 124, No. 12. P. 1210.
21. Ogawa T., Komatsu M. // Radio Sci. 2007. V. 42. Art. no. RS2S18.
22. Nickolaenko A. P., Hayakawa M., Ogawa T., Komatsu M. // Radio Sci. 2008. V. 43. Art. no. RS4014.

Поступила в редакцию 2 сентября 2013 г.; принята в печать 14 апреля 2014 г.

IMPACT OF THE ELF RECEIVER ON OBSERVED CHARACTERISTICS OF THE Q-BURSTS

E. I. Yatsevich, A. V. Shvets, and A. P. Nickolaenko

We consider the impact of a typical Schumann-resonance receiver on the waveforms of the ELF transients, or Q-bursts. For this purpose, the Q-bursts were calculated both in the frequency and the time domains. The data obtained within the framework of the frequently used models of the propagation constant are compared. The effect of a typical ELF receiver containing a 4–40-Hz bandpass filter combined with a 50-Hz notch filter is evaluated. The main attention is given to distortions in the pulsed signal waveform. It is found to what extent a Schumann-resonance receiver retards the pulse, how the ratio between the amplitudes of the positive and negative half-waves at the pulse front is modified, and how the antipodal and round-the-world subpulses are distorted. Since such distortions are able to impede correct identification of the ELF pulses and determination of the source polarity and the source-to-observer distance, we discuss the possible ways of compensating for the deformations produced by the receiver.