

ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В МАЛОГЛУБИННЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ЗОНДИРОВАНИЯХ

© 2021 г. П. О. Барсуков¹, *, Э. Б. Файнберг¹, **, Е. О. Хабенский¹, ***

¹Центр геоэлектромагнитных исследований, филиал института физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН,
г. Москва, Россия

*E-mail: pbadger@yandex.ru

**E-mail: fain@igemi.troitsk.ru

***E-mail: khabenskiy@yandex.ru

Поступила в редакцию 11.07.2020 г.

После доработки 09.11.2020 г.

Принята к публикации 03.12.2020 г.

Теоретически и экспериментально исследованы процессы выключения тока в незаземленных антеннах, применяемых в малоглубинных ТЕМ-зондированиях. Одновитковые антенны, лежащие на поверхности земли в форме квадратной петли, анализируются как системы с распределенными электрическими параметрами. В основе теоретических расчетов лежат результаты, вытекающие из теории двухпроводных передающих линий (ДПЛ). В полевых экспериментах исследованы переходные процессы в антеннах размером от $6 \text{ м} \times 6 \text{ м}$ до $50 \text{ м} \times 50 \text{ м}$ и ДПЛ размером $50 \text{ м} \times 1 \text{ м}$ и $100 \text{ м} \times 1 \text{ м}$ в наносекундном и микросекундном диапазоне времен. Показано, что процессы выключения тока в ТЕМ-антеннах протекают так же, как в короткозамкнутых на выходе ДПЛ, без потерь и описываются убывающими во времени ступенчатыми функциями. Длительность ступеней определяется временем пробега электромагнитной волны периметра антенны, а амплитуда ступеней убывает в геометрической прогрессии со знаменателем, зависящим от соотношения сопротивлений демпфирующего входного резистора и входного импеданса антенны Z_0 . По эмпорам выключения напряжений и токов вычислены погонные индуктивности и емкости для антенн из медных проводов площадью сечения $0.35\text{--}1.0 \text{ мм}^2$. Входной импеданс Z_0 достигает $\sim 1000 \text{ Ом}$, если провода антенн и ДПЛ не касаются растительного покрова и почвы, и уменьшается до $Z_0 = 400\text{--}500 \text{ Ом}$ для антенн, лежащих на земле. Длительность фронта выключения тока в квадратных антеннах размером $A \times A \text{ (м} \times \text{м)}$ не превышает $T_{\text{off}} \text{ (нс)} \leq 150A$, что определяет глубину “мертвой зоны” зондирований $H \text{ (м)} \leq 0.25 \times \sqrt{\rho A}$, где $\rho \text{ (Ом} \cdot \text{м)}$ – эффективное сопротивление приповерхностного слоя мощностью H . В пределах этой глубины невозможна послойная интерпретация переходных откликов, однако возможна робастная оценка продольной проводимости $S = H/\rho$. Переходные процессы, измеренные ТЕМ-инструментом в маленьких антеннах после полного выключения тока $t > T_{\text{off}}$, демонстрируют несоответствие между теорией и экспериментом. В антеннах меньше $25 \text{ м} \times 25 \text{ м}$ наблюдаются индукционные эффекты, интенсивность и длительность которых зависят от толщины проводов. Дается физическая интерпретация этих эффектов, связанных с релаксацией индуцированных токов внутри разомкнутого провода. Показано, что в момент выключения трансмиттера убывающее магнитное поле индуцирует в телепровода объемный замкнутый вихрь токов, подобно тому, как имеет место в локальных проводниках (проводящей среде). Постоянная времени релаксации этих токов зависит от проводимости и площади сечения $s \text{ (мм}^2\text{)}$ и для медного провода $\tau_{\text{Cu}} \approx (1.4\text{--}1.6)s \text{ (мкс)}$. Уменьшение влияния эффектов индукции в проводах антенн достигается применением специального многожильного провода (литцендрат). Для совмещенных приемно-генераторных антенн $12 \text{ м} \times 12 \text{ м--}25 \text{ м} \times 25 \text{ м}$, выполненных из 127-жильного литцендрата, глубина “мертвой зоны” не превышает $H \text{ (м)} \leq 1.5 \times \sqrt{\rho A}$.

Ключевые слова: электромагнитные зондирования земли, особенности переходных процессов в антеннах.

DOI: 10.31857/S0002333721030029

ВВЕДЕНИЕ

Свойства приповерхностного слоя земли толщиной в первые десятки метров представляют интерес в самых широких сферах человеческой

деятельности. Инженерные изыскания при проектировании сооружений, решение экологических проблем загрязнения окружающей среды, исследования мерзлотных грунтов и грунтовых

вод, археологические изыскания, оценки оползневой опасности, поиск россыпных месторождений минералов — это далеко не полный список актуальных задач, которые могут возникнуть при исследованиях в этом относительно тонком слое горных пород.

Однако арсенал эффективно работающих геофизических методов при решении таких задач не так уж широк. Прежде всего, это определяется спецификой условий применения геофизических технологий: резкая неоднородность исследуемой среды, вызванная как естественными геологическими процессами, так и деятельностью человека и, пожалуй, главное, ограниченным размером площадок для размещения зондирующих установок. Именно последний фактор резко ограничивает использование методов прикладной геофизики, успешно применяемых при решении глубинных структурных, рудных и нефтяных поисковых задач.

В качестве простого примера можно привести задачу картирования рельефа кристаллического фундамента, перекрытого толщей современных отложений. Для решения, к примеру, можно использовать технологию электрической томографии, позволяющую с хорошей точностью определять мощность покровных отложений, но и разделять ее по литологическому составу. Глубина исследований DR и размер установки M связаны соотношением $M/DR \approx 4.6-5.8$ для Веннера, Шлюмберже и диполь-дипольных установок [Edwards, 1977]. Таким образом, для исследования площадки $100 \text{ м} \times 100 \text{ м}$ на глубину $DR = 30 \text{ м}$ с построением 3D-геоэлектрической модели, необходимо установить сеть электродов на площади, как минимум, $250 \text{ м} \times 250 \text{ м}$. Это не всегда возможно в городских условиях, на территории промышленных предприятий или на сильно пересеченной местности.

Эта же задача может быть решена с помощью радиоманнителлурического метода с контролируемым источником CSRMT (Control Source Radio MagnetoTellurics) в высокочастотном варианте, где в качестве источника электромагнитного поля используется горизонтальный электрический диполь [Saraev et al., 2017]. Так же как и в первом примере, для эффективного использования технологии требуется размещение источника поля в сотнях метров за пределами исследуемой площади. При такой конфигурации геоэлектрические неоднородности и искусственные объекты, возможно присутствующие между источником и приемниками полей, никак не контролируются, что может катастрофически отразиться на результатах интерпретации полученных данных съемки.

Поставленная задача может быть решена методом ТЕМ (Transient ElectroMagnetic) или ЗС

(зондирования становлением поля) с использованием большой незаземленной петли в качестве источника импульсного поля и приемников для синхронных точечных измерений на исследуемой территории. Для эффективной работы этой технологии необходимо, чтобы площадь исследований находилась в центральной части антенны-источника. Использование большой генераторной антенны, к примеру $100 \text{ м} \times 100 \text{ м} - 250 \text{ м} \times 250 \text{ м}$, с длинным фронтом выключения тока ограничивает диапазон измерений на ранних временах, что создает “мертвую зону” на малых глубинах исследований.

Зондирования ТЕМ с совмещенными антеннами или антеннами петля в петле могут решить поставленную задачу на ограниченной площади. Однако для необходимой латеральной и вертикальной детальности исследований требуется использование небольших по размеру антенн с возможностью измерений переходных откликов в диапазоне единиц микросекунд (чтобы максимально сократить “мертвую зону”).

Таким образом, для ТЕМ-технологий, направленных на малоглубинные исследования, актуальной является задача генерации импульсов тока с коротким фронтом выключения в маленьких антеннах и регистрации переходных откликов с минимально возможным начальным временем измерений.

МИНИМАЛЬНАЯ ГЛУБИНА ЗОНДИРОВАНИЙ. МЕРТВАЯ ЗОНА

С появлением быстрых, многоразрядных аналого-цифровых преобразователей (ADC) измерения переходных откликов на ранних временах перестали быть проблемой. В современных ТЕМ-системах имеется возможность регистрации импульсов в наносекундном диапазоне с практически любым временным шагом и достаточной точностью. Проблема возникает при выключении возбуждающего тока в генераторных антеннах. Сигнал, наведенный фронтом выключения тока в генераторной антенне, накладывается на переходной отклик среды и формирует т.н. мертвую зону, т.е. интервал времен, где искажения измеряемых ТЕМ-откликов среды недопустимо велики. Поскольку глубина зондирования h , зависит от времени t , которое отсчитывается от момента выключения возбуждающего тока, длительность мертвой зоны во времени соотносится с мертвой зоной по глубине как:

$$h_t \approx \sqrt{\frac{2t}{\mu\sigma}}, \quad (1)$$

где μ и σ — магнитная проницаемость и электропроводность исследуемой среды. Например, при среднем сопротивлении приповерхностных по-

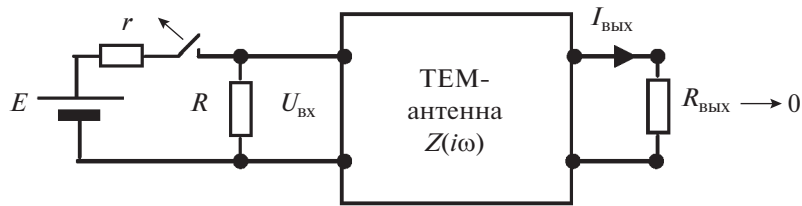


Рис. 1. Схема ТЕМ-антенны с входным импедансом $Z(i\omega)$ при выключении установившегося тока: R – входной резистор; r – внутреннее сопротивление источника E ; $I_{\text{ВЫХ}}$ – выходной ток; $U_{\text{ВХ}}$ – входной напряжение.

род $\rho = 30 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ ($\sigma = 1/\rho \approx 0.033 \text{ См/м}$) и при длительности мертвой зоны $t = 10 \text{ мкс}$, минимальная глубина зондирования равна $h_t \sim 20 \text{ м}$. Это означает, что в толще пород в интервале глубин $0-20 \text{ м}$ не могут быть выделены контрастные по сопротивлению слои. Единственный устойчивый интегральный параметр, который можно получить из данных ТЕМ, – это суммарная продольная проводимость слоя: $S = h/\rho$. Иногда этого параметра оказывается достаточно для решения конкретных геологических задач, если, к примеру, сопротивление ρ известно и изменяется в узком диапазоне. Однако это скорее исключение, чем правило. В реальных условиях, когда от ТЕМ требуются определения мощности рыхлых отложений с точностью $\pm 1-2 \text{ м}$, оценка, даже весьма точная, продольной проводимости S не решает поставленной задачи. Именно по этой причине использование технологии ТЕМ с большой генераторной антенной и маленькими приемными датчиками неэффективно при малоуглубинных исследованиях. Мертвая зона, обусловленная длинным фронтом выключения тока в большой антенне, не позволяет зондировать приповерхностные слои с необходимым вертикальным разрешением. Поскольку длительность фронта выключения прямо зависит от размера антенны, возникает естественное желание использовать маленькие антенны, в которых можно реализовать короткие фронты выключения тока. При этом есть надежда на то, что кроме улучшения разрешения по вертикали, возрастет и горизонтальное разрешение зондирования.

ТЕМ-АНТЕННА КАК ДВУХПРОВОДНАЯ ПЕРЕДАЮЩАЯ ЛИНИЯ (ДПЛ)

Незаземленную антенну, выполненную из длинных изолированных проводов и используемую для возбуждения импульсных полей, можно представить в виде линии с распределенными параметрами (индуктивностью – L и емкостью – C). На рис. 1 приведена схема включения антенны с входным импедансом $Z(i\omega)$, с “короткозамкнутым” ($R_{\text{ВЫХ}} \rightarrow 0$) выходом и демпфирующим резистором R на входе.

Для однородной короткозамкнутой на выходе ДПЛ без потерь входной импеданс в частотной области равен [Simonyi, 1956]:

$$Z = Z_0 \frac{Y - 1}{Y + 1}, \quad Y = \exp(2\gamma m), \quad (2.1)$$

$$Z_0 = (L/C)^{1/2}, \quad (2.2)$$

$$\gamma = i\omega(LC)^{1/2}, \quad \omega = 2\pi f, \quad i = \sqrt{-1}. \quad (2.3)$$

Здесь и далее L и C – погонные индуктивность и емкость, m – длина линии.

Опуская известные табличные преобразования Лапласа [Диткин, Прудников, 1974, ф. 9.90], запишем выражение для переходного процесса выключения установившегося тока I_0 в цепи (рис. 1), аппроксимируемого последовательностью ступенек, как:

$$I(t) = I_0 \frac{\beta}{1 + \beta} \left(\frac{\beta - 1}{\beta + 1} \right)^k \quad k\tau_0 < t < (k + 1)\tau_0 \quad (3.1)$$

$$k = 0, 1, 2, \dots,$$

где: $\beta = Z_0/R$, $\tau_0 = 2m\sqrt{LC}$ и k – номер ступени. Амплитуды ступеней в (3.1) убывают по экспоненте:

$$I(t) = I_0 \frac{\beta}{1 + \beta} \exp(-t/\tau), \quad \tau = \tau_0 / \ln \left| \frac{\beta + 1}{\beta - 1} \right|. \quad (3.2)$$

На рис. 2 приведены переходные процессы в ДПЛ, рассчитанные по (3.1) для различных соотношений $\beta = Z_0/R$.

Длительность ступеней равна времени пробега электромагнитной волны периметра линии $2m$ со скоростью $V = 1/\sqrt{LC}$, а амплитуда начальной ступени ($k = 0$ в (3.1)):

$$I(t)/I_0 = K_0 = \frac{\beta}{1 + \beta} = \frac{Z_0}{Z_0 + R}. \quad (3.3)$$

Каждая последующая ступень спада тока отличается от предыдущей в K_1 раз:

$$K_1 = (\beta - 1)/(\beta + 1). \quad (3.4)$$

Выходные токи отличаются от (3.1) сдвигом по оси времен на $\Delta t = \tau_0/2$, т.е. на время пробега по-

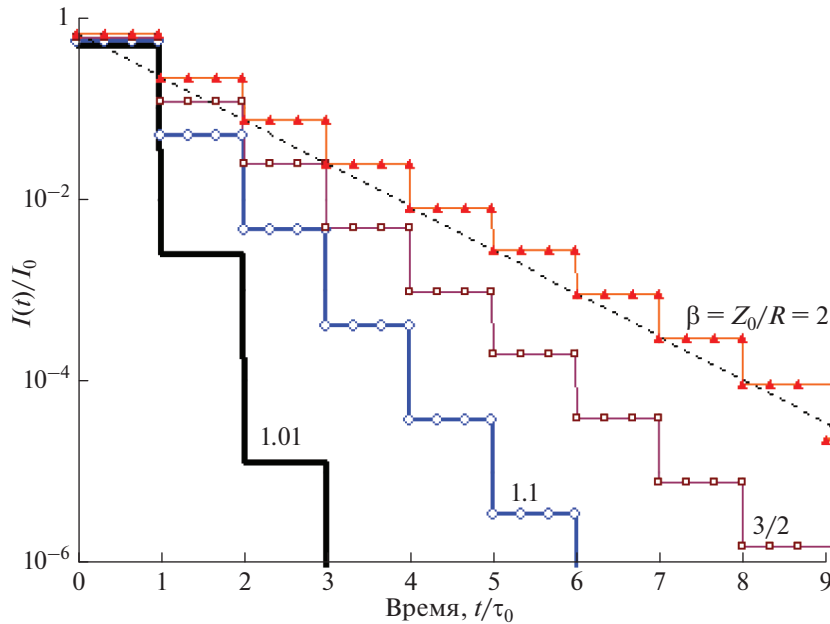


Рис. 2. Переходные процессы выключения тока в ДПЛ в зависимости от соотношений $\beta = Z_0/R$. Пунктиром показана экспоненциальная зависимость (3.2) для $\beta = 2$.

ловины периметра антенны (начиная со ступени $k = 1$).

Представленные соотношения справедливы для однородных линий без потерь (без учета излучения, утечек, падения напряжения на активном сопротивлении проводов, частотной дисперсии индуктивности и емкости).

ТЕМ-антенна размером $A \times A$ (м \times м) представляет собой изолированный одножильный или многожильный провод, лежащий на земле или подвешенный на небольшой высоте над землей. Расстояние между проводами антенны меняется от нуля на входе и выходе до размера диагонали квадрата $D \sim 1.4A$. На низких частотах (в установившемся режиме тока) разность потенциалов между любыми точками в антеннах определяется падением напряжения на сопротивлении проводов (как правило это $\sim 17\text{--}34$ Ом/км). Максимальное напряжение имеет место между входными терминалами. Поэтому реальную антенну лишь в первом приближении можно считать однородной линией без потерь.

Для проверки применимости теории ДПЛ к реальным ТЕМ-антеннам были исследованы два варианта установок: ДПЛ длиной $m = 25, 50$ и 100 м с различными расстояниями d между проводами и квадратные антенны со стороной $A = 6.25, 12.5, 25$ и 50 м. Для уменьшения влияния емкости между проводами антенны при касании почвы и травяного покрова [Kozhevnikov, 2016; Барсуков и др., 2003] провода были подвешены над землей на высоту $h \approx 2$ м и тщательно изолированы от

штанг подвеса. Для измерений наносекундных стадий переходных процессов использовался цифровой осциллограф Tektronix THS720A, с питанием от внутренней батареи. Для генерации импульсов тока и измерений на временах $t \geq 4$ мкс использовался инструмент TEM-FAST 48 [AEMR..., 2020].

На рис. 3 приведены графики процессов спада входного напряжения и выходного тока в ДПЛ и ТЕМ-антенне.

Длительность ступеней в обеих линиях с одинаковыми периметрами 200 м равна $\tau_0 \approx 700$ нс, а импедансы: $Z_0 \approx 1000$ Ом (50 м \times 50 м) и $Z_0 \approx 960$ Ом (100 м \times 1 м). Оценки Z_0 получены по соотношениям амплитуд первых трех ступеней на основе (3.3) и (3.4). Несмотря на некоторые отличия в форме ступеней переходных процессов, оценки первичных параметров $L \approx 3.38\text{--}3.57$ мкГн/м и $C \approx 3.51\text{--}3.66$ пФ/м для обеих установок близки, что говорит о соответствии экспериментальных данных теории ДПЛ.

На рис. 4 представлены экспериментально измеренные процессы выключения входного напряжения в ТЕМ-антеннах разного размера. Хорошо видно, что в антенне 50 м \times 50 м переходный процесс похож на теоретически рассчитанный (рис. 2). В антенне 25 м \times 25 м ступени хотя и сглажены, но все же видны. В антеннах меньшего размера ступеней не наблюдается. Фронт нарастания напряжения на ранних временах (~ 130 нс) ограничен быстродействием токового ключа ТЕМ-инструмента. Это техническое ограничение не поз-

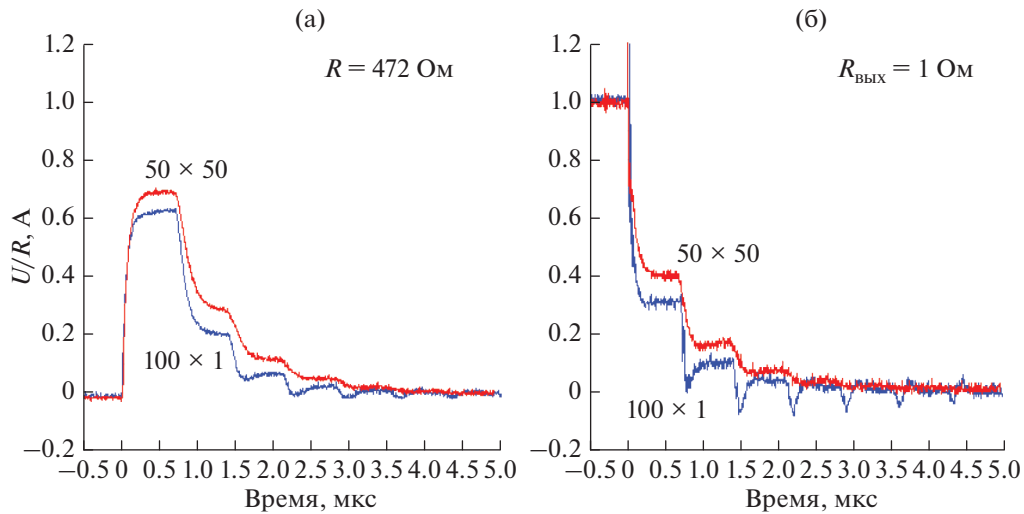


Рис. 3. (а) – Входные напряжения, нормированные на входное сопротивление $R = 472 \text{ Ом}$ для ДПЛ ($m = 100 \text{ м}$, $d = 1 \pm 0.1 \text{ м}$), и ТЕМ-антенны – $50 \times 50 \text{ м}$; (б) – выходные токи. Использовался медный изолированный провод сечением $s = 1 \text{ мм}^2$, подвешенный над землей на высоте $h = 2 \pm 0.15 \text{ м}$.

воляет переходным процессам в маленьких антеннах достичь амплитуды первой ступени (~ 0.7 Ампера).

На рис. 5 представлены процессы выключения входных напряжений (а) и выходных токов (б) в антенне $25 \text{ м} \times 25 \text{ м}$, провода которой приподняты над землей или опущены на землю.

Для антенны, провода которой подвешены над землей ($h = 2 \text{ м}$), первичные параметры равны: $L \approx 3.85 \pm 0.05 \text{ мкГн/м}$ и $C \approx 3.55 \pm 0.05 \text{ пФ/м}$. Для антенны, провода которой касаются почвы и травяного покрова: $L \approx 3.0 \pm 0.05 \text{ мкГн/м}$ и $C \approx 8.0 \pm 0.05 \text{ пФ/м}$. Емкость антенны при касании травы увеличивается более чем в 2 раза, что приводит к уменьшению входного импеданса Z_0 с 1000 до 600 Ом. Добавленная емкость связана не столько с уменьшением расстояния между проводом и проводящей землей до $h \approx 5 \text{ см}$, сколько с аномально большой диэлектрической проницаемостью травяного покрова. Касание проводов стеблей травы, которые на высоких частотах представляют собой хорошие проводники [King, Smith, 1981], эквивалентно уменьшению расстояния между токопроводящей жилой провода и проводящей землей до величины, равной толщине изоляции провода, т.е. $\sim 0.2\text{--}0.5 \text{ мм}$ [Барсуков и др., 2003].

Следует отметить, что если процессы спада в приподнятой антенне хорошо согласуются с теорией ДПЛ без потерь, и мы видим ступени спада тока, то в разложенной на земле антенне переходные процессы существенно отличаются от теоретически предсказанных.

Казалось бы, 2-кратное увеличение емкости должно просто увеличить длительность ступеней

и уменьшить входной импеданс в ~ 1.4 раза, не нарушая ступенчатый характер спада тока. При этом, в силу того, что отношение Z_0/R приближается к 1, соотношение амплитуд ступеней должно увеличиваться (рис. 2). Однако наблюдаемый процесс становится плавным, ступени сглаживаются. На временах $t > 1 \text{ мкс}$ процесс хорошо аппроксимируется экспонентой с постоянной времени $\tau \approx 0.23\text{--}0.25 \text{ мкс}$.

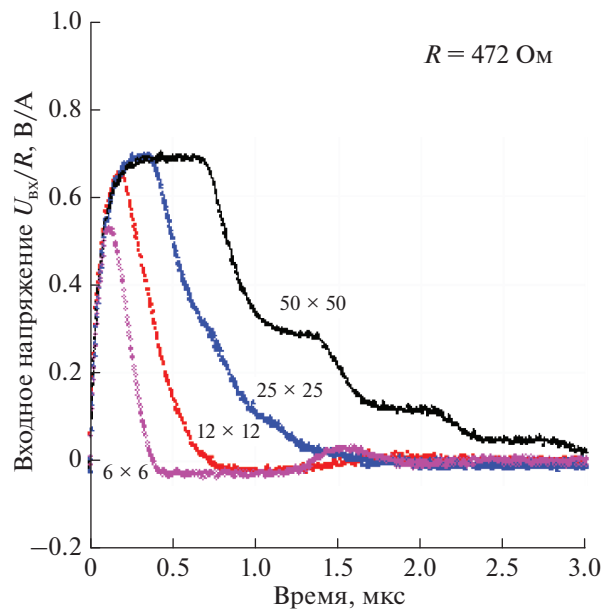


Рис. 4. Выключение тока $I_0 = 1 \text{ А}$ в ТЕМ-антеннах. Входное напряжение $U(t)$ нормировано на сопротивление входного резистора $R = 472 \text{ Ом}$ (рис. 1). Индексы кривых – размер квадратных антенн в метрах.

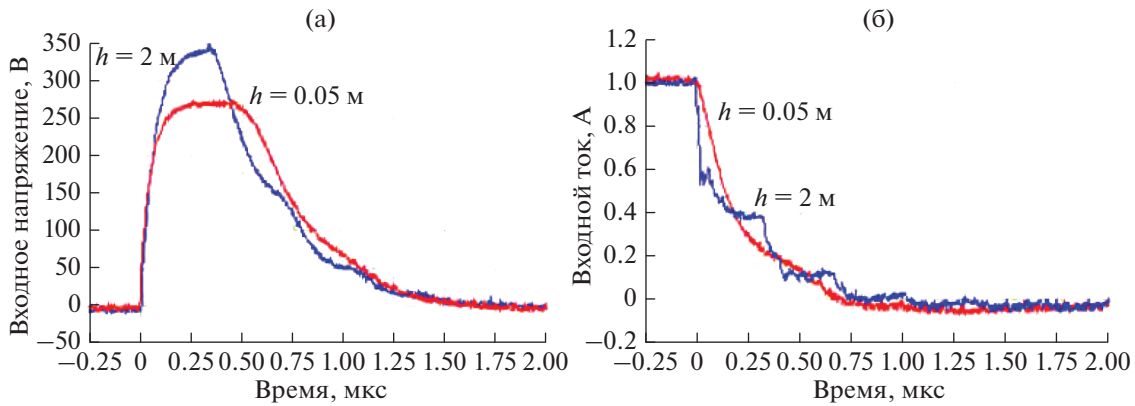


Рис. 5. Входные напряжения (а) и выходные токи (б) в антенне 25 м × 25 м. Индексы кривых – высота проводов над поверхностью земли. Напряжение на (а) нормировано на амплитуду выключаемого тока $I = 1$ А.

Этот эффект можно объяснить тем, что емкость, добавленная в систему “антенна–земля” за счет почвы с биологическим материалом, обладает частотной дисперсией. Относительная диэлектрическая проницаемость ϵ_r биологических тканей и почвы в диапазоне частот $f = 1 - 100$ кГц достигает величин $\epsilon_r \sim 10^2 - 10^3$, возрастая с уменьшением частоты до $\epsilon_r \sim 10^5$ [King, Smith, 1981]. Согласно оценкам [Scott, 1971], мнимая часть частотно-зависимой диэлектрической проницаемости формирует эквивалентную проводимость σ_e , которая в диапазоне $f = 10 - 100$ кГц достигает значений $\sigma_e \sim 10^{-3}$ См/м, что на порядки больше, чем реактивная проводимость $\omega C \approx 10^{-5}$ См/м или активная проводимость утечки проводов $G \sim 10^{-11}$ См/м. При таких параметрах антенны процессы спада тока уже не соответствуют ДПЛ без потерь [Simonyi, 1956].

Отметим, что измерения, результаты которых представлены на рис. 5, проводились в сухую, жаркую погоду. Этот же эксперимент был повторен ранним утром, когда провода антенны и травяной покров были в обильной росе. Эпюры токов и напряжений в приподнятых антеннах не изменились. В разложенных на земле антеннах длительность ступеней спада тока увеличилась до $\tau_0 \approx 1200$ нс, а импеданс упал до $Z_0 \approx 250$ Ом. После 4-часового просыхания проводов и травяного покрова процессы спада в лежащей антенне восстановились к начальной форме.

ВХОДНОЕ НАПРЯЖЕНИЕ ПРИ ВЫКЛЮЧЕНИИ ТОКА

В совмещенной приемно-возбуждающей антенне напряжение на входных терминалах $U(t)$ описывается суммой:

$$U(t) = U_R(t) + U_e(t) = RI(t) + e_\delta(t) * I(t), \quad (4.1)$$

где первое слагаемое – падение напряжения на входном резисторе R , а второе – свертка импульсной характеристики (отклика на дельта-функцию Дирака) зондируемой среды e_δ и тока I .

Для дальнейшего анализа удобно второе слагаемое представить в виде свертки производной тока $I' = dI/dt$ и переходной характеристики среды $e_\theta(t)$ – реакции на ступень выключения тока $I(t) = I_0(1 - \theta(t))$: $\theta(t)$ – функция Хевисайда.

$$U_e(t) = e_\theta(t) * I'(t). \quad (4.2)$$

Функцию $e_\theta(t)$ для плоской совмещенной приемно-генераторной антенны любой формы, лежащей на поверхности земли с проводимостью σ , можно вычислить, взяв за основу производную вертикальной компоненты магнитной индукции, индуцированной при ступенчатом выключении тока в горизонтальном электрическом диполе [Каменецкий, 1997]:

$$B'(t) = \frac{\partial B_z}{\partial t} = \frac{6P_x(y - y_0)}{4\pi\sigma r^5} \times \left[\operatorname{erf}(u) - \sqrt{\frac{2}{\pi}} e^{-u^2/2} u(1 + u^2/3) \right], \quad (5)$$

где: $r = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}$; $u = r/h_t$; h_t – диффузионная глубина из (1); $\operatorname{erf}(u)$ – интеграл вероятности; (x_0, y_0) – точка расположения диполя с моментом P_x ; (x, y) – точка измерения поля $B'(t)$. Проинтегрировав (5) по периметру контура антенны (т.е. по y_0, x_0), а затем по площади контура (т.е. по y, x), можно найти переходной отклик однородного полупространства $e_\theta(t)$.

Численное интегрирование функции (5) показывает, что для совмещенных антенн любой формы переходной отклик $e_\theta(t)$ на ранних временах пропорционален периметру контура, а на позд-

них – квадрату площади антенны. В частности, для антенны в виде окружности радиуса a асимптоты записываются в виде:

$$e_{\theta}(t) \rightarrow \frac{\mu a I_0}{2t} \text{ при } t \rightarrow 0, \quad (6.1)$$

$$e_{\theta}(t) \rightarrow I_0 \frac{\sqrt{\pi} \mu_0^{5/2} \sigma^{3/2} a^4}{20 t^{5/2}} \text{ при } t \rightarrow \infty. \quad (6.2)$$

С погрешностью не более 5% выражение (6.1) описывает переходный отклик $e_{\theta}(t)$ при $a/h_t > 10$, а (6.2) при $a/h_t < 0.1$. Заметим, что для того, чтобы “убрать” сингулярность при $t \rightarrow 0$ в (6.1), необходимо при интегрировании (5) учесть толщину провода антенны [Lee, 1985]. Чтобы не усложнять задачу, положим $e_{\theta}(t = 0) = e_{\theta}(0)$.

$$\begin{aligned} U_e &= e_{\theta}(t)(1 - K_0) \quad \tau_0 > t \geq 0 \\ U_e &= e_{\theta}(t)(1 - K_0) + e_{\theta}(t - \tau_0)(1 - K_1)K_0 \quad 2\tau_0 > t \geq \tau_0 \\ U_e &= e_{\theta}(t)(1 - K_0) + e_{\theta}(t - \tau_0)(1 - K_1)K_0 + e_{\theta}(t - 2\tau_0)(1 - K_1)K_0 K_1 \quad 3\tau_0 > t \geq 2\tau_0 \\ &\dots\dots\dots \\ U_e &= e_{\theta}(t)(1 - K_0) + e_{\theta}(t - \tau_0)(1 - K_1)K_0 \dots + e_{\theta}(t - n\tau_0)(1 - K_1)K_0 K_1^{n-1} \quad (n + 1)\tau_0 > t \geq n\tau_0. \end{aligned} \quad (8)$$

Поскольку коэффициент отражения $|K_1| = (Z_0 - R)/(Z_0 + R) < 1$, последний член в (8), который в момент времени $t = n\tau_0, n = 1, 2, \dots$ пропорционален значению переходного отклика $e_{\theta}(0)$, убывает во времени, как K_1^n , через некоторое время $t \sim 10\tau_0$ измеряемое напряжение на входе антенны приближается к значениям $U_e = e_{\theta}(t)$.

Таким образом, реакция зондируемой среды на ступенчатый спад тока в антенне (3.1) представляет собой также ступенчатую функцию (8), но уже с негоризонтальными (наклонными) ступенями. В силу того, что токи в каждом участке антенны сдвинуты во времени, осредненная свертка токов с переходной характеристикой среды оказывается достаточно гладкой. Однако первая ступень выключения тока всегда четко прослеживается даже на больших расстояниях от передающей антенны.

Разница между переходными откликами $e_{\theta}(t)$ квадратной антенны $A \times A$ и ДПЛ с периметром $P = 2, m = 4A$ в том, что “эффективное тело” отклика узкого прямоугольника $m \times d (m \gg d)$ сосредоточено только в области ранних времен, а для квадратных антенн – плавно “размыто” по оси времени. Причем для обеих установок с равными периметрами значение $e_{\theta}(0)$ одинаково. Результат свертки (8) можно увидеть на рис. 3. Наблюдаемый переходный процесс после первой ступени

Продифференцировав (3.1) по времени (с учетом инверсии времени в свертке), запишем производную тока в виде:

$$\begin{aligned} \frac{I'(-t)}{I_0} &= (1 - K_0)\delta(t) + \\ &+ K_0(1 - K_1) \sum_{n=1}^{\infty} K_1^{n-1} \delta(t - n\tau_0). \end{aligned} \quad (7.1)$$

Коэффициенты отражения K_0 и K_1 определены в (3.3) и (3.4).

Поскольку сумма “амплитуд” ступеней в (3.1) равна начальному току I_0 , сумма всех коэффициентов при δ -функциях в (7.1) равна 1:

$$(1 - K_0) + K_0(1 - K_1) \sum_{n=1}^{\infty} K_1^{n-1} = 1. \quad (7.2)$$

Свертка (4.2) может быть записана в виде:

спада становится пилообразным для ДПЛ, но остается плавным, без смены полярности для квадратной ТЕМ-антенны.

ВЫБОР ОПТИМАЛЬНОГО ВХОДНОГО ШУНТА

Согласно (3.1) и (3.2), при $R = Z_0$ переходный процесс выключения как входного, так и выходного тока заканчивается через время пробега волны по периметру антенны τ_0 (рис. 2). Это свойство переходных процессов в ДПЛ без потерь [Simonyi, 1956] принципиально отличается от процессов выключения тока в часто анализируемой в ТЕМ модели антенны с сосредоточенными LC-параметрами [Kamenetsky, Oelsner, 2000]. В модели с сосредоточенными параметрами при сопротивлении входного резистора $R = \frac{1}{2} \sqrt{L_{\Sigma}/C_{\Sigma}}$ имеет место наиболее короткий переходный процесс и входное напряжение U_R представимо в виде:

$$U_R(t) = I_0 \sqrt{\frac{L_{\Sigma}}{C_{\Sigma}}} \left(\frac{t}{\tau}\right) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad \tau = \sqrt{L_{\Sigma}C_{\Sigma}}, \quad (9)$$

где L_{Σ} и C_{Σ} – индуктивность и емкость антенны. При $t = \tau$ $U_R(t)$ достигает максимума:

$$U_R(\tau) = \frac{2RI_0}{e} \approx 0.74RI_0. \quad (10)$$

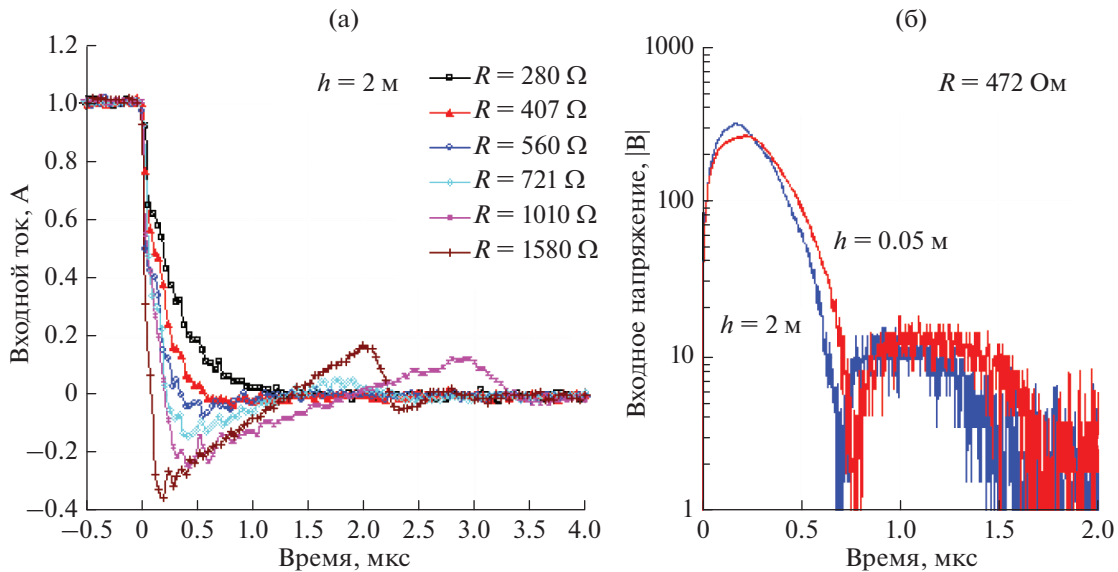


Рис. 6. (а) — Эпюры выключения выходного тока, провода антенны подвешены на высоте $h = 2$ м, индексы кривых соответствуют сопротивлению демпфирующего резистора R ; (б) — эпюры входного напряжения (модуль) в антенне 12.5×12.5 м, резистор $R = 472$ Ом, индексы кривых — высота подвеса проводов.

Заметим, что $U_R(\tau)/R \approx 0.74I_0(10)$ практически совпадает с максимумами, показанными на рис. 3 и рис. 4 (с учетом инерции выключения токового ключа).

На рис. 6 показаны переходные процессы выключения выходного тока и входные напряжения в антенне 12.5×12.5 м.

Несмотря на то, что входной импеданс антенны равен $Z_0 = 1000 \pm 50$ Ом ($h = 2$ м), наиболее короткие переходные процессы наблюдаются при сопротивлениях $R = 560$ – 407 Ом. При $R \sim Z_0$ переходные процессы сильно затянуты (до $t \approx 8$ мкс) и представляют собой знакопеременные колебания с периодом в единицы микросекунд.

В реальных условиях провода ТЕМ-антенн всегда касаются травяного покрова и почвы, что приводит к увеличению емкости и, как следствие, увеличению длительности ступеней выключения тока и входного напряжения. Однако вследствие того, что входной импеданс уменьшается, соотношение Z_0/R приближается к 1, и эффективная постоянная времени спада тока (3.2) также падает, сокращая длительность переходного процесса. Таким образом, несмотря на то, что в опущенной на землю антенне емкость в 1.5–2 раза больше, переходные процессы для $h = 2$ м и $h = 0.05$ м практически неразличимы при $t > 1$ мкс (рис. 6б).

Аналогичные исследования были проведены с приподнятыми и опущенными на землю антеннами 25×25 м и 50×50 м. Во всех случаях входной резистор $R = 472$ Ом обеспечивал наиболее короткие фронты выключения тока.

На рис. 7 приведены переходные отклики, измеренные в 25×25 м антенне на двух геологических структурах с разными сопротивлениями приповерхностного слоя ($\rho_1 = 300$ Ом·м и $\rho_1 = 60$ Ом·м) примерно одинаковой мощности ($h_1 \approx 24$ – 26 м). Ранние стадии ($t < 2$ мкс) измерены осциллографом, поздние ($t > 4$ мкс) — аппаратурой TEM-FAST-48, промежуточные смоделированы по результатам инверсии (рис. 7б).

Индуктивность антенны 25×25 м из провода $s = 0.5$ мм² на частоте $f = 100$ кГц равна $L_\Sigma \approx 210$ мкГн [Калантаров, Цейтлин, 1986]. Тогда, согласно (9), емкость антенны: $C_\Sigma = \tau^2/L_\Sigma \approx 230$ пФ, а входной импеданс $\sqrt{L_\Sigma/C_\Sigma} \approx 960$ Ом. Приведем здесь результаты измерений емкости и индуктивности этой антенны LC-метром на частотах $f = 1.66$ и $f = 0.5$ кГц: $L_\Sigma = 200 \pm 10$ мкГн и $C_\Sigma = 230 \pm 10$ пФ. Емкость C_Σ измерялась между сторонами разомкнутой антенны, т.е. при $R_{\text{вых}} = \infty$ (рис. 1). Как видно, измеренные на низкой частоте и рассчитанные по эпюрам спада входного напряжения параметры антенны в пределах погрешностей измерений совпадают.

Переходные отклики среды превышают собственные процессы выключения тока в антенне на временах $t > 2$ мкс. На временах $t \geq 4$ мкс вклад процессов выключения в регистрируемый процесс пренебрежимо мал даже при относительно высоких значениях сопротивлений зондируемой среды.

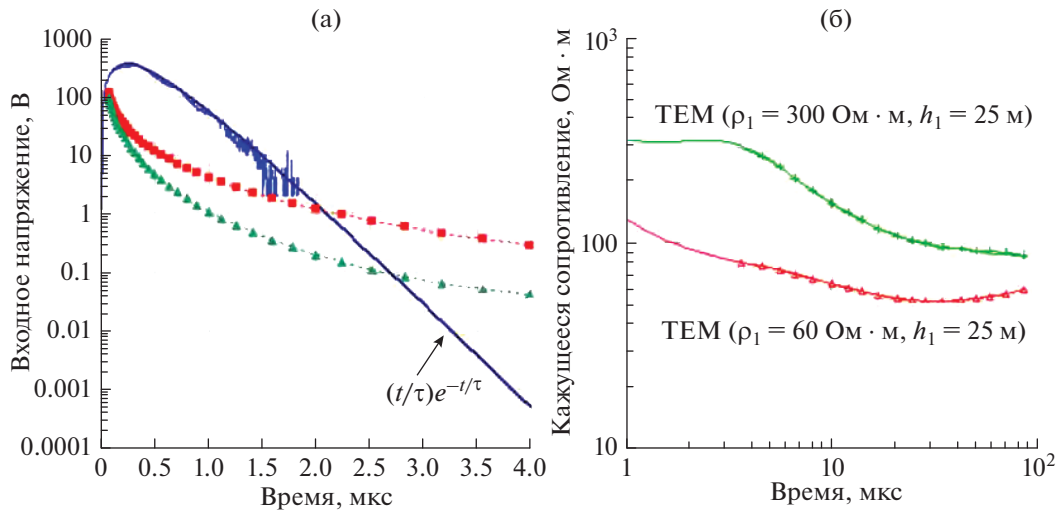


Рис. 7. Переходные отклики (а) и кривые кажущегося сопротивления (б), полученные в совмещенной приемно-генераторной антенне 25 м × 25 м над двумя геологическими структурами с разными сопротивлениями приповерхностного слоя $h_1 \approx 25$ м. Кривые на (б) рассчитаны в соответствии с (11). Сплошные линии соответствуют переходным откликам от 1D-модели среды с параметрами верхнего слоя, указанными в скобках. На (а) приведена кривая, аппроксимирующая ранние стадии переходного отклика экспоненциальной функцией (9) с постоянной времени $\tau = 220$ нс.

ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В МАЛЫХ АНТЕННАХ

После того как волновые процессы в антенне полностью закончились, на входных терминалах мы должны наблюдать неискаженный переходной отклик среды $e_0(t)$, как это можно видеть на рис. 7. Для больших антенн (50 м × 50 м–100 с × 100 с) с $\tau_0 = 700\text{--}1800$ нс финальное время полного выключения тока лежит в пределах $T_{\text{off}} = 7\text{--}12$ мкс, а для 25 м × 25 м с $\tau_0 = 330\text{--}350$ нс $T_{\text{off}} = 4\text{--}5$ мкс (в зависимости от сопротивления приповерхностного слоя зондируемой среды). Обнадеживающая тенденция уменьшения длительности “мертвой зоны” прослеживается до размеров антенн ~ 18 м × 18 м. На этом рубеже, вопреки ожиданиям, переходные отклики на ранних временах оказываются искаженными индукционными процессами, параметры которых зависят от проводимости и толщины проводов антенн.

На рис. 8 представлены переходные отклики в совмещенной приемно-генераторных антеннах 12.5 м × 12.5 м, изготовленных из медных проводов разного сечения. Отклики измерены TEM-FAST 48 системой при входном резисторе $R = 472$ Ом. Кривые кажущегося сопротивления $\rho_a(t)$, показанные на рис. 8б, вычислены по формуле для переходных откликов в ближней зоне для антенны размером $A \times A$:

$$\rho_a(t) = \left[\frac{\mu_0^{3/2} A^4 I_0}{20\pi^{3/2} t^{5/2} e_0(t)} \right]^{2/3} \quad (11)$$

Как можно видеть (рис. 8б), индукционные процессы в проводах антенны создают иллюзию присутствия хорошо проводящего верхнего слоя. При сопротивлениях приповерхностных пород $\rho \sim 1000$ Ом · м индукционный процесс в антеннах 12.5 м × 12.5 м даже при тонких проводах $s = 0.35\text{--}0.5$ мм² искажает переходный отклик до $t \sim 10\text{--}20$ мкс. При сечении проводов $s = 1$ мм² отклик искажается до $t \sim 30\text{--}40$ мкс, что делает практически бесполезным использование столь малых антенн для зондирования малых глубин. Конечно же, эти “паразитные” процессы присутствуют и в антеннах 25 м × 25 м, но вносимые ими искажения не столь “разрушительны”, как в случае малых антенн.

После вычитания из наблюдаемых данных модельных кривых можно оценить постоянные времени экспоненциально затухающих процессов в проводах антенн, которые приведены в виде индексов на рис. 8а.

Значения постоянных времени τ пропорциональны площади поперечного сечения проводов, несмотря на то, что количество токопроводящих жил в них разное (от $N = 1$ до $N = 29$). Исключением является переходный отклик, измеренный в проводе с $N = 127$, где постоянная времени $\tau = 0.45 \pm 0.05$ мкс (точность оценки τ невелика из-за того, что процесс слабо проявлен на $t = 4\text{--}5$ мкс). Главной особенностью этого провода является то, что все $N = 127$ внутренних жил переплетены между собой в виде косы, состоящей из множества более мелких косичек. Такой многожильный провод (литцендрат) с изолированными внутренними токопроводящими жилами (количеством

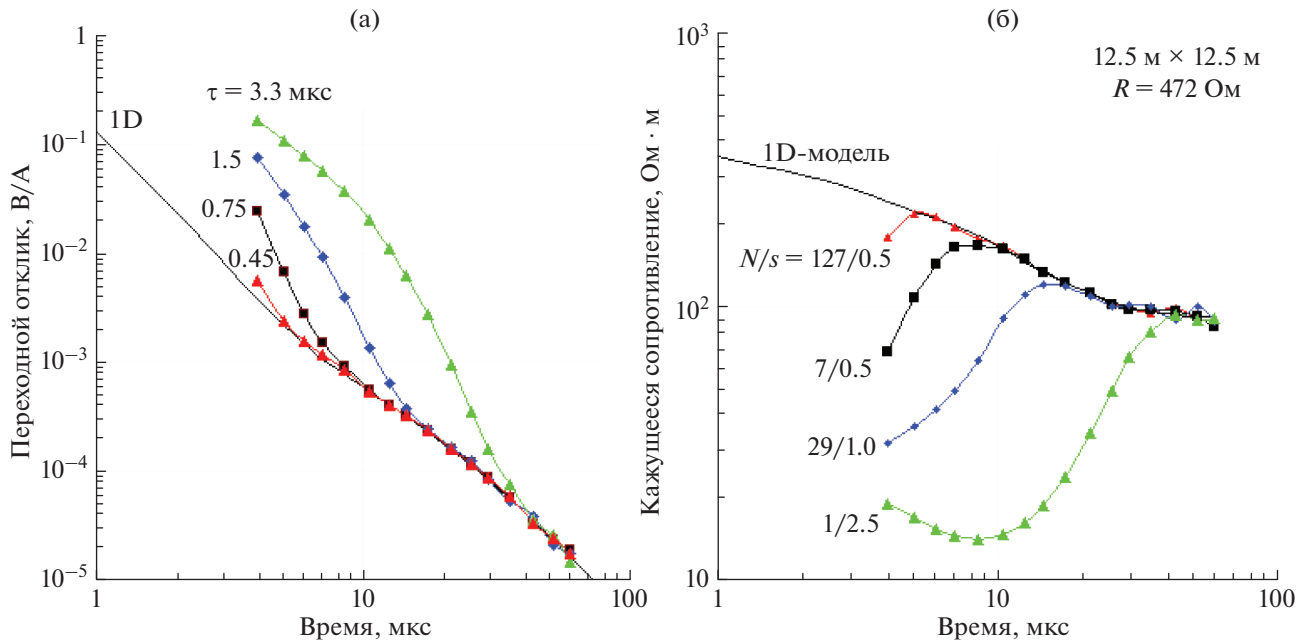


Рис. 8. Переходные отклики в совмещенной приемно-генераторной антенне 12.5×12.5 м, приподнятой над землей на высоту $h = 2$ м: (а) — переходные отклики $e_{\Theta}(t)/I_0$; (б) — кажущиеся сопротивления $\rho_a(t)$, построенные согласно формуле (11). Индексы кривых: (а) — постоянная времени “наложенных паразитных” процессов, (б) N — число жил в проводе; s — сечение медного провода в мм^2 . “1D-model” — переходный отклик среды, построенный по данным зондирований с антенной 25×25 м.

до нескольких тысяч) используется в высокочастотных катушках индуктивности с высокой добротностью. В использованном нами проводе жилы не были изолированы, но внутренняя структура соответствовала намотке типа литцендрат.

ИНДУКЦИЯ В ПРОВОДАХ ПРИ ВЫКЛЮЧЕНИИ ТОКА

Хорошо известно, что индукционные процессы в проводах приводят к увеличению сопротивления. Процесс протекания переменного тока по цилиндрическому проводнику подробно проанализирован, в частности, в работе [Simonyi, 1956]. В качестве физико-математической модели анализируется проводящий круговой цилиндр бесконечной длины. Т.е. предполагается, что протекающие по проводу токи замыкаются в “бесконечности”, а процессы на входных терминалах провода (подключенных к источнику) не оказывают никакого влияния на распределение плотности тока по сечению цилиндра. В такой простой модели при использовании цилиндрической системы координат (z, r, ϕ) имеет место азимутальная симметрия, в которой действуют лишь две компоненты электромагнитного поля E_z и H_{ϕ} , которые зависят только от радиуса r . Однако эта простая модель адекватно описывает процессы в стационарном режиме протекания переменного

тока, но не применима к описанию переходных процессов выключения тока. Дело в том, что после разрыва электрической цепи (отключения источника постоянного тока) в проводящем цилиндре возникают вихри индуцированных токов, которые замыкаются внутри тела цилиндра. Кольцевые токи возникают исключительно из-за того, что на разорванных концах цилиндра $E_z = 0$, а электромагнитное поле вблизи терминалов имеет четыре E_r -, E_z -, H_{ϕ} -, H_z -компоненты, которые зависят как от r , так и от z . Понятно, что азимутальная симметрия сохраняется, а компоненты поля вдали от концов цилиндра E_z и H_{ϕ} по-прежнему зависят только от радиуса r . Разница со стационарным режимом в том, что полный ток, протекающий через поперечное сечение цилиндра, равен нулю так же, как и магнитное поле за пределами цилиндра. Внутри цилиндра образуется объемный вихрь тока, состоящий из двух противоположно направленных потоков. Один поток концентрируется вблизи поверхности цилиндра, а другой, текущий в противоположном направлении, вблизи центра. Оба потока переходят друг в друга вблизи разомкнутых терминалов цилиндра.

Для оценки постоянной времени индукционных процессов в проводах и сравнения их с экспериментальными данными, полученными в ТЕМ-антеннах (рис. 8), рассмотрим модель провода, изображенную на рис. 9 в виде попереч-

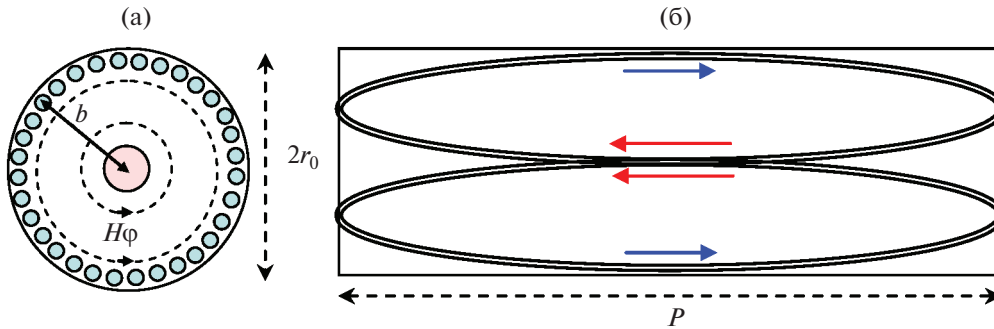


Рис 9. Поперечный (а) и продольный (б) разрезы цилиндра длиной P и радиусом r_0 . Эллипсы со стрелками схематично показывают конфигурацию токовых трубок индукционного вихря, образующегося после выключения тока.

ного и продольного разрезов цилиндра с упрощенной схемой двух потоков объемного индукционного вихря тока.

Токовые трубки, показанные на рис. 9, создают собственное магнитное поле, препятствующее убыванию первичного поля H_ϕ . Магнитный момент токовых трубок определяется произведением их площади на величину тока в них. Можно предположить, что конфигурация токовых контуров должна максимизировать магнитный момент, с тем чтобы максимально замедлить спад магнитного поля. Внутри цилиндра существует оптимальное соотношение между расстоянием между трубками тока (b на рис. 9) и их эффективным сечением, которое определяет величину тока. Т.е. увеличивая сечение токовой трубки, мы увеличиваем ток, но при этом уменьшаем площадь контура.

Площадь токовой трубки примерно равна $S \approx bP$, а ток I можно вычислить следующим образом:

$$I = \frac{U}{R}, \quad U = -S \frac{dB_\phi}{dt}, \quad R \approx \frac{P}{\sigma} \left(\frac{1}{S_1} + \frac{1}{S_2} \right), \quad (12)$$

где: S_1 и S_2 площадь сечения токовых трубок; σ – проводимость цилиндра; $B_\phi = \mu_0 H_\phi$ – магнитная индукция. В предположении, что сечения токовых трубок круглые с радиусами r_1 и r_2 , имеет место равенство:

$$b = r_0 - 2(r_1 + r_2). \quad (13)$$

Предполагая $r_2 = r_1$, магнитный момент M контура трубки можно записать как:

$$M \approx I * S \approx r_1^2 (r_0 - 4r_1)^2 (P\pi\sigma) \frac{-dB_\phi}{dt}, \quad (14)$$

где функция $r_1^2 (r_0 - 4r_1)^2$ достигает максимума при $r_1/r_0 = 1/8$, что соответствует ширине прямоугольного контура. Понятно, что это лишь оценочные приближения, поскольку здесь не учитывается внутреннее индукционное сопротивление трубки. Все токовые контуры имеют одинаковые ра-

диусы эффективного сечения r_1 , периметр $2P$ и площадь S . Эти параметры позволяют вычислить индуктивность контура L , его сопротивление R , и в конечном итоге, постоянную времени $\tau = L/R$.

Для медных проводов с сечением $s = 2.5, 1.0$ и 0.5 мм^2 и периметром $P = 50 \text{ м}$ (антенна $12.5 \text{ м} \times 12.5 \text{ м}$) при $b = r_0/2$ вычисленные постоянные времени равны $\tau_{2.5} \approx 3.3 \text{ мкс}$, $\tau_{1.0} \approx 1.4 \text{ мкс}$ и $\tau_{0.5} \approx 0.8 \text{ мкс}$, что достаточно близко к экспериментальным данным, показанным на рис. 8.

Поскольку погонная индуктивность L токового контура логарифмически зависит от его периметра P и радиуса поперечного сечения r_0 как $L \sim \ln(P/r_0)$ [Калантаров, Цейтлин, 1986], постоянная времени $\tau = L/R$ практически не зависит от длины цилиндра и определяется лишь его проводимостью и сечением. Поэтому длительность индукционных процессов в проводах после выключения тока $E_{wire} \sim \exp(-t/\tau_s)$ для разных по размеру антенн практически одинакова. Амплитуда переходного отклика среды для небольших по сравнению с диффузионной глубиной h_t антенн $A \times A$ ($A/h_t < 1$) даже на ранних временах пропорциональна квадрату их площади $e_\theta(t) \sim A^4$ (6.2), и отношение полезного сигнала к “паразитному” $e_\theta(t)/E_{wire} \sim A^4$ стремительно падает с уменьшением размера антенн.

Значения постоянных времени бесконечного цилиндрического проводника радиуса r_0 и проводимости σ даны в работах [Каменецкий, 1997; Kamenetsky et al., 2010]. При возбуждении полем симметрично расположенной по отношению к оси цилиндра бесконечной двухпроводной линии постоянная времени спада индуцированных в цилиндре токов равна:

$$\tau \approx \frac{\mu\sigma r_0^2}{2.4^2}. \quad (15.1)$$

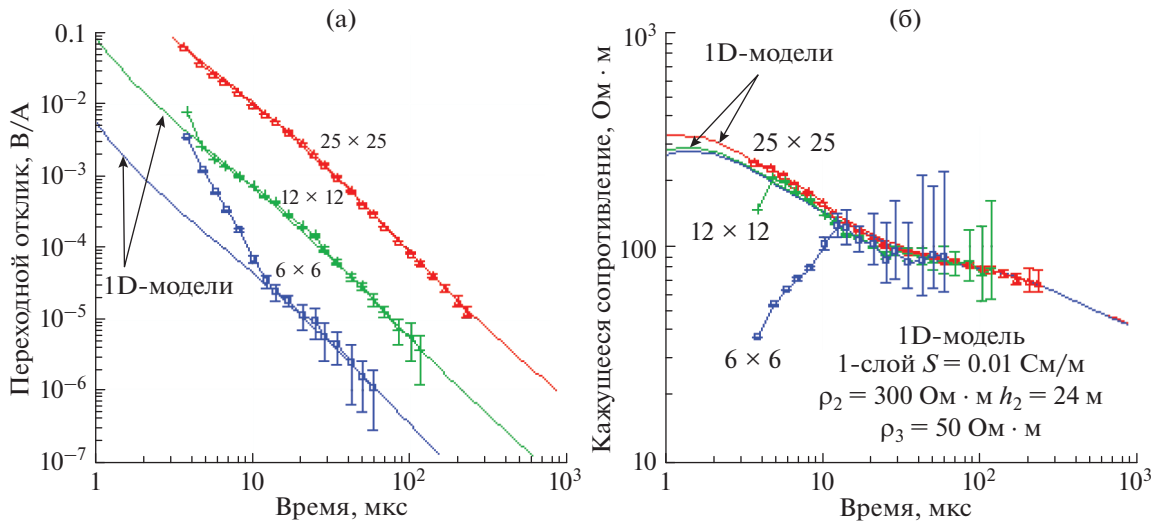


Рис. 10. Переходные отклики (а) и соответствующие им кривые кажущегося сопротивления (б), измеренные в совмещенных в антеннах разных размеров (индексы кривых). Сплошными линиями показаны рассчитанные отклики от единой 1D-модели среды, параметры которой показаны на панели (б).

Медный цилиндр сечением s (мм²) имеет постоянную времени $\tau_s \approx 4s$ (мкс) для однородного возбуждения и $\tau_s \approx 2s$ (мкс) для дипольного [Электроразведка, 1980]. Отметим, что в (15.1) не присутствует длина цилиндра. Если же “урезать” цилиндр до размера шара радиуса r_0 , то при любой структуре возбуждающего поля постоянная времени слабо отличается от (15.1):

$$\tau \approx \frac{\mu \sigma r_0^2}{\pi^2}. \quad (15.2)$$

Отличия в значениях τ_s , полученных экспериментально (рис. 8), от теоретических оценок (15.1), по-видимому, связаны со структурой возбуждающего первичного поля. В частности, при возбуждении однородным полем вихревые потоки внутри цилиндра текут по “эллиптическим орбитам” вблизи поверхности и не проникают в центральную часть. Такая же структура вихрей наблюдается в горизонтальных пластинах конечных размеров и эллиптических телах [Электроразведка, 1980].

На рис. 10 показаны переходные отклики, измеренные с совмещенными антеннами разных размеров над известной геологической структурой.

Пробуренная скважина вскрыла мощный слой песка с гравием и подстилающий слой глин на глубине 25 м. Для всех антенн использовался один и тот же провод с сечением $s = 0.5$ мм² и $N = 127$ проводящих жил и демпфирующий входной резистор $R = 472$ Ом. Данные, полученные в 25-метровой антенне, не искажены индукционными процессами в проводе. В 12.5-метровой антенне искажено лишь начало переходного отклика, а в 6.25 м ан-

тенне индукционный процесс деформирует отклик до времен $t = 12$ мкс. В результате “мертвая зона”, обусловленная искажениями ранних времен в 6-метровой антенне, оказывается больше мощности первых двух слоев (25 м). Весьма узкий интервал времен $t = 12$ –64 мкс измерен с высоким уровнем погрешностей из-за низкого соотношения сигнал/шум в небольших по площади антеннах. Этот интервал можно расширить, увеличивая ток ($I_0 = 10$ –15 А против $I_0 = 1$ А как в нашем эксперименте). Однако в этом случае “мертвая зона” существенно расширится (до 20–30 мкс) из-за замедления фронта выключения тока защитой выходного ключа от перенапряжений ($U_{\max} = 800$ В).

Как показано на рис. 8, длительность индукционных процессов, искажающих переходные отклики среды, пропорциональна сечению проводов. Используя провода с переплетением жил (типа *литцентрат*), можно существенно уменьшить эти искажения. Намотка (переплетение) жил внутри литцентрата обеспечивает равномерное магнитное потокосцепление каждой жилы вдоль периметра провода. Т.е. каждая жила последовательно пронизывает каждую точку площади поперечного сечения провода. Если для простоты рассмотреть только две жилы, соединенные на концах провода, то их бифилярное переплетение создает периодически повторяющиеся т.н. “восьмерки” $\infty \dots \infty$. Если бы эти “восьмерки” были абсолютно идеальными по форме, то при не изменяющемся вдоль провода магнитном поле H_φ (рис. 9) суммарное потокосцепление в них было равно нулю. В реальности же такая намотка жил существенно ослабляет индукцион-

ный эффект, но не исключает его полностью (что можно видеть на рис. 10).

Можно ожидать, что при использовании промышленного литцендрата с $N \sim 1000$ индукционный эффект ослабнет в 2–3 раза, что позволит сузить “мертвую зону” для антенн $6 \text{ м} \times 6 \text{ м}$ до $t \approx 6\text{--}7$ мкс. Однако вряд ли стоит ожидать существенно большего эффекта для антенн меньше $6 \text{ м} \times 6 \text{ м}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерения процессов выключения тока *in situ* в ТЕМ-антеннах показали, что для проводов антенн, подвешенных над поверхностью земли без касания растительного покрова, переходные процессы в наносекундном диапазоне описываются известными математическими выражениями для короткозамкнутой на выходе ДПЛ без потерь. Процесс выключения тока представляется в виде убывающей во времени ступенчатой функции. Длительность ступеней равна времени пробега электромагнитной волны периметра антенны со скоростью $V = (LC)^{-1/2}$, где L и C – погонные индуктивность и емкость антенны. Ступени тока убывают в геометрической прогрессии со знаменателем $k = (Z_0 - R)/(Z_0 + R)$, где $Z_0 = \sqrt{L/C}$ и R – демпфирующий входной резистор. Выключение тока в разных частях антенн происходит асинхронно. В антеннах, провода которых лежат в растительном покрове или касаются почвы, резко возрастает емкость C , часть которой зависит от частоты. Частотная дисперсия в C сглаживает ступенчатый характер выключения тока, и после первых двух ступеней процесс выключения близок к экспоненте с постоянной времени, пропорциональной периметру антенны. Для антенн меньше $25 \text{ м} \times 25 \text{ м}$ фронт выключения тока близок к экспоненциальному с самых ранних времен, что соответствует процессам в LCR электрических цепях с сосредоточенными параметрами.

Переходные отклики среды, регистрируемые в совмещенных антеннах на первых микросекундах, осложнены индукционными процессами, протекающими внутри проводов. После выключения тока провод антенн с разомкнутыми концами представляет собой цилиндрический локальный проводник с высокой электропроводностью. Исчезающее магнитное поле индуцирует внутри него замкнутые объемные вихри индукционных токов. Постоянные времени релаксации этих токов пропорциональны площади сечения провода и не зависят от его длины. В маленьких антеннах с короткими фронтами выключения тока процессы релаксации индукционных токов накладываются на измеряемый переходной отклик среды на временах после полного спада тока. Искажения откликов среды на ранних временах ограничивают минимальную глубину ТЕМ-зондирований,

создавая т.н. “мертвую зону”. Для больших антенн индукционный эффект незаметен, поскольку его длительность короче фронта выключения тока.

Для антенн размером $A \times A$ длительность переходных процессов выключения тока $T_{\text{off}} \leq 150A$ (нс), что определяет глубину “мертвой зоны” $H \leq 0.25\sqrt{\rho A}$, где ρ (Ом · м) – эффективное сопротивление приповерхностного слоя пород. Для маленьких антенн индукционный эффект доминирует на ранних временах, ограничивая возможности использования антенн для детальных малоглубинных зондирований.

Для уменьшения амплитуды и длительности индукционных процессов в проводах антенн был использован 127-жильный провод сечением 0.5 мм^2 со специальной намоткой токопроводящих жил (типа литцендрат). Применение этого провода при зондированиях среды с сопротивлением приповерхностного слоя ~ 300 Ом · м существенно сократило “мертвую зону” в антеннах $12 \text{ м} \times 12 \text{ м}$ – $25 \text{ м} \times 25 \text{ м}$ до $t = 3\text{--}5$ мкс, однако было недостаточным для антенн $6 \text{ м} \times 6 \text{ м}$. Есть основания полагать, что использование промышленных литцендратов с количеством жил $N \geq 1000$ может сузить “мертвую зону” в одновитковых антеннах площадью $\sim 40\text{--}50 \text{ м}^2$ до первых микросекунд.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны рецензентам за полезные замечания и коррекцию текста статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Диткин В.А., Прудников А.П. Интегральные преобразования и операционное исчисление. М.: Наука. 1974. 542 с.
- Калантаров П.Л., Цейтлин Л.А. Расчет индуктивностей. Справочная книга. Л.: Энергоатомиздат. 1986. 488 с.
- Каменецкий Ф.М. Электромагнитные геофизические исследования методом переходных процессов. М.: ГЕОС. 1997. 162 с.
- Электроразведка. Справочник геофизика. Недра. 1980. 518 с.
- AEMR. Tem-Fast. Tem-Researcher. Manuals. AEMR. 2020. www.aemr.net
- Barsukov P., Fainberg E., Khabensky E. The antenna polarization effect in transient electromagnetic sounding // *Izv., Phys. Solid Earth*. 2003. V. 39 № 11. P. 949–954.
- Edwards L.S. A modified pseudosection for resistivity and IP // *Geophysics*. 1977. V. 42. P. 1020–1036.
- Kamenetsky F.M., Oelsner ChR. Distortions of EM transients in coincident loops at short time-delays // *Geophys. Prospect*. 2000. V. 48. P. 683–993.
- Kamenetsky F.M., Stettler E.H., Trigubovich G.M. Transient geo-electromagnetics. Munich: GEOS. 2010. 304 p.

King R.W.P., Smith G.S. Antennas in Matter: Cambridge: MIT Press. 1981. 875 p.

Kozhevnikov N.O. Current turn-off in an ungrounded horizontal loop: experiment and theory // Russian Geology and Geophysics. 2016. V. 57. P. 498–505.

Lee T.J. Transient electromagnetic waves applied to mineral exploration. Unspecified thesis, University of Tasmania. 1985. 75 p.

Saraev A., Simakov A., Shlykov A., Tezkan B. Controlled source radiomagnetotellurics: A tool for near surface investigation in remote regions // J. Applied Geophysics. 2017. V. 146. P. 228–237.

Scott J.H. Electrical and magnetic properties of rock and soils: Electromagnetic pulse theoretical notes. 1971. AFWL EMP 2-1. 39 p.

Simonyi K. Theoretische Elektrotechnik. Berlin: Web Deutscher Verlag der Wissenschaften. 1956. 766 p.

Transient Processes in Shallow Electromagnetic Soundings

P. O. Barsukov^{a, *}, E. B. Fainberg^{a, **}, and E. O. Khabenskii^{a, ***}

^aGeoelectromagnetic Research Center, Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Troitsk, Moscow, 108840 Russia

*e-mail: pbadger@yandex.ru

**e-mail: fain@igemi.troitsk.ru

***e-mail: khabenskiy@yandex.ru

The processes of current turn-off in ungrounded antennas used in shallow transient electromagnetic (TEM) soundings are studied theoretically and experimentally. The single-turn antennas in the form of a square loop laid on the Earth's surface are analyzed as systems with distributed electrical parameters. The theoretical calculations are based on the results following from the theory of two-wire transmission lines (TWL). Transient processes in the loops ranging from 6 m × 6 m to 50 m × 50 m and TWLs with sizes of 50 m × 1 m and 100 m × 1 m are studied in the field experiments in the nanosecond and microsecond time gates. It is shown that current turn-off processes in TEM antennas develop in the same way as in the TWLs short-circuited at the output, without losses, and are described by time-decaying step functions. The duration of the steps is determined by the time taken by the electromagnetic wave to travel the antenna perimeter whereas their amplitude exponentially decreases with the denominator depending on resistivity ratio of the damping input resistor and the input antenna impedance Z_0 . Based on the turn-off diagrams of voltages and currents, unit-length inductances and capacitances are calculated for copper wire antennas with a wire cross-section of 0.35–1.0 mm². The input impedance Z_0 reaches ~1000 Ω if the antennas' and TWLs' wires do not contact the vegetation and soil and decreases to $Z_0 = 400–500$ Ω for the antennas located on the ground. The duration of the current turn-off front in the $A \times A$ (m × m) square antennas with at most T_{off} (ns) ≤ 150A which determines the depth of the dead zone of the soundings $H(\text{m}) \leq 0.25 \leq \sqrt{\rho A}$, where ρ (Ω m) is the effective resistivity of the near-surface layer with thickness H . Within this depth, layer-by-layer interpretation of the transient responses is impossible; however, a robust estimate can be obtained for the longitudinal conductance $S = H/\rho$. The transient processes measured by the TEM instrument in the small antennas after the complete turn-off of the current $t > T_{\text{off}}$ demonstrate inconsistency between the theory and experiment. In the antennas smaller than 25 m × 25 m, induction effects with the intensity and duration depending on wire thickness are observed. Physical interpretation of these effects is presented which associates them with the relaxation of the induced currents within an open wire. It is shown that at the moment of the transmitter's turn-off, the decaying magnetic field induces a three-dimensional closed current vortex in the body of the wire similarly to what takes place in the local conductors (conducting medium). The relaxation time of these currents depends on the conductivity and cross-section area s (mm²) and is $\tau_{\text{Cu}} \approx (1.4–1.6)s$ (μs) for a copper wire (μs). The induction effects in the antenna wires can be reduced by using a special stranded wire (litz wire). In the case of 12 m × 12 m to 25 m × 25 m combined receiver–transmitter antennas made of 127-core litz wire, the depth of the dead zone is at most $H(\text{m}) \leq 1.5 \leq \sqrt{\rho A}$.

Keywords: electromagnetic sounding of the Earth, transient processes in antennas