

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2026.7.6>

УДК: 537.87

РЕШЕНИЕ ПРЯМОЙ ЗАДАЧИ ПОДПОВЕРХНОСТНОЙ РАДИОЛОКАЦИИ ПРОТЕЧЕК ТРУБ В СЕЗОННО-МЕРЗЛЫХ АРКТИЧЕСКИХ ПОЧВАХ МОДИФИЦИРОВАННЫМ МЕТОДОМ ДИСКРЕТНЫХ ИСТОЧНИКОВ

К.В. Музалевский, С.И. Полукеев

**Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения РАН
– обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН
660036, Красноярск, ул. Академгородок, 50 стр. 38**

Статья поступила в редакцию 31 мая 2026 г.

Аннотация. В данной работе исследуются возможности модифицированного метода дискретных источников (МДИ) для решения прямой задачи подповерхностной радиолокации слоисто-неоднородных сред арктических почв, включающих цилиндрические двусвязные диэлектрически-неоднородные области. В данной модификации МДИ поля дискретных источников (ДИ) представлены в виде суперпозиции функций Бесселя нулевого порядка, Ханкеля первого рода нулевого порядка и их производных по направлению нормали к линии уровня, что позволило решить краевую задачу с незамкнутыми границами раздела плоскостойкой неоднородной среды. Временные формы импульсов, рассчитанные МДИ, верифицированы методом конечных разностей (коэффициент детерминации 0,998, среднеквадратическое отклонение менее 6 В/м). Показано, что модифицированный МДИ обеспечивает надежное решение прямой задачи подповерхностной радиолокации в широком диапазоне свойств почв, включая сезонно-мерзлые, и может быть использован в алгоритмах обработки георадарных данных для контроля трубопроводов и дорожных конструкций в криолитозоне.

Ключевые слова: подповерхностная радиолокация, арктические почвы, метод дискретных источников, дифракция, широкополосные импульсы.

Финансирование: Работа выполнена в рамках научной тематики Госзадания ИФ СО РАН, расчеты для промерзающего деятельного слоя выполнены в рамках исследований по гранту РНФ и Красноярского краевого фонда науки № 25-17-20029.

Автор для переписки: Музалевский Константин Викторович, rsdkm@ksc.krasn.ru

Введение

Метод дискретных источников (МДИ) получил широкое распространение при решении задач электродинамики, дифракции, распространения и рассеяния электромагнитных волн в слоистых средах на телах сложной геометрической формы [1-4]. Для описания поля, рассеянного диэлектрическим телом, в классическом МДИ дискретные источники одинаковой природы располагаются на двух вспомогательных поверхностях, расположенных внутри и снаружи рассеивателя для описания, соответственно, внешнего и внутреннего поля. В работах [5-7] была предложена модификация МДИ, в котором для представления внешних и внутренних полей дискретные источники (ДИ) располагаются только внутри рассеивателя в общем случае на незамкнутой поверхности (или кривой). Поля таких ДИ описываются в виде суперпозиции функций Бесселя нулевого порядка (для расчета внутреннего поля) и функций Ханкеля первого рода нулевого порядка (для расчета внешнего поля), а также их производных по направлению нормали к кривой (или поверхности), на которой источники размещены. Современное развитие МДИ демонстрирует устойчивый интерес к его модификациям и приложениям. В обзоре Papakanellos и соавторов [4] рассмотрены основные достижения МДИ в вычислительной электродинамике за последние два десятилетия, включая вопросы сходимости, устойчивости и эффективности метода. Kouroublakis с коллегами [8] предложили временную реализацию МДИ в сочетании с импедансными граничными

условиями для анализа переходных процессов рассеяния на цилиндрических рассеивателях с умеренной проводимостью. Geçer и соавторы [9] провели сравнительный анализ трех методов (МДИ, метод мультипольных источников и Т-матричный метод) для рассеяния на диэлектрическом цилиндре в плоскостой среде, продемонстрировав хорошее согласие результатов, полученных МДИ, и выявив его преимущества. Актуальность дальнейшего развития и применения подобных модификаций МДИ обусловлена практическими задачами подповерхностной радиолокации, которая в настоящее время является одним из наиболее эффективных неразрушающих методов контроля состояния подземных коммуникаций и дорожных конструкций. Особый интерес представляет мониторинг состояния трубопроводов в криолитозоне – регионах с сезонно- и многолетнемерзлыми грунтами [10], которые занимают значительную часть территории России. Эксплуатация трубопроводов в таких условиях сопряжена с рисками, связанными с сезонным оттаиванием и промерзанием грунтов, что может приводить к деформациям, протечкам и, в конечном счете, к авариям. Своевременное обнаружение зон утечек из трубопроводов, а также оценка их размеров и местоположения, является важной задачей для предотвращения экологических и техногенных катастроф.

Настоящая работа посвящена применению модифицированного МДИ для решения прямой задачи подповерхностной радиолокации в слоисто-неоднородной среде, моделирующей дорожное полотно и арктическую почву, с целью обоснования пригодности модифицированного МДИ для количественного расчета широкополосных импульсов в подобных задачах. В отличие от существующих работ в данном исследовании для расчета полей в плоскостой среде используется модифицированный МДИ [5-7]. В качестве объекта зондирования рассматривается диэлектрическая круговая труба, окруженная эллиптической зоной протечки с повышенной влажностью. Возбуждение среды осуществляется импульсным нитевидным источником электрического тока, расположенным в воздушном полупространстве. Для учета

влияния глинистости вмещающей почвы в работе используются диэлектрические модели арктических почвогрунтов Миронова [11], учитывающие частотные, температурные и гранулометрические зависимости комплексной диэлектрической проницаемости (КДП). Проводится верификация результатов, полученных модифицированным МДИ, относительно численного моделирования методом конечных разностей [12]. На основе численных экспериментов исследуются амплитудные и временные характеристики отраженных сигналов в зависимости от наличия и размеров зоны протечки, а также от содержания глинистой фракции во вмещающей почве. Отдельно рассматривается случай наличия сезонно-мерзлого слоя, имитирующий условия криолитозоны.

1. Постановка задачи

Рассмотрим в общем случае диэлектрическую подповерхностную круговую трубу радиуса $r_{\text{ц}}$ с образующей $\Gamma_{\text{тр.}}$, окруженную эллиптической областью протечки с образующей $\Gamma_{\text{прот.}}$, большой $r_{1\text{прот.}}$ и малой $r_{2\text{прот.}}$ полуосями (см. рис. 1). Центры трубы и области протечки совпадают с началом декартовой системы координат (xOz). Труба и область протечки размещены под слоисто-неоднородным полупространством состоящим из асфальта толщиной $d_{\text{асф.}} = z_3 - z_2$, песчано-гравийной смеси толщиной $d_{\text{пгс}} = z_2 - z_1$, талого или мерзлого слоя толщиной $d_{\text{зам.}} = z_1 - z_0$ и талого полупространства арктической почвы $z < z_0$. КДП слоисто-неоднородного полупространства задано уравнением:

$$\varepsilon(z) = \begin{cases} \varepsilon_1 = 1, & z > z_3 \\ \varepsilon_2 = \varepsilon_{\text{асф.}}(\omega), & z_2 \leq z \leq z_3 \\ \varepsilon_3 = \varepsilon_{\text{пгс.}}(\omega), & z_1 \leq z < z_2 \\ \varepsilon_4 = \varepsilon_{\text{поч.1}}(\omega), & z_0 \leq z < z_1 \\ \varepsilon_5 = \varepsilon_{\text{поч.2}}(\omega), & z < z_0 \end{cases} \quad (1)$$

где КДП асфальта, песчано-гравийной смеси, талого или мерзлого слоя почвы обозначены $\varepsilon_{\text{асф.}}(\omega)$, $\varepsilon_{\text{пгс.}}(\omega)$, $\varepsilon_{\text{поч.1}}(\omega)$ и $\varepsilon_{\text{поч.2}}(\omega)$, соответственно. Рассматриваются среды с относительной магнитной проницаемостью $\mu = 1$. Пространство

возбуждается точечным импульсным источником электрического тока с объемной плотностью $\vec{j}_y^i(\vec{r} - \vec{r}_0, t) = I_0(t) \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \vec{e}_y$, где $\delta(\vec{r} - \vec{r}_0)$ – дельта функция Дирака, $\vec{r}(x, z)$ и $\vec{r}_0 = (x_0, z_0)$ – радиус вектор точки пространства и расположения источника, $I_0(t)$ – временная форма амплитуды тока, $\vec{e}_y$ – единичный орт в направлении оси Oy . Нитевидный источник стороннего тока расположен в верхнем полупространстве $z_0 > z_3$. Необходимо найти временные формы компонент напряженностей электромагнитного поля в верхнем-воздушном полупространстве $z > z_3$.

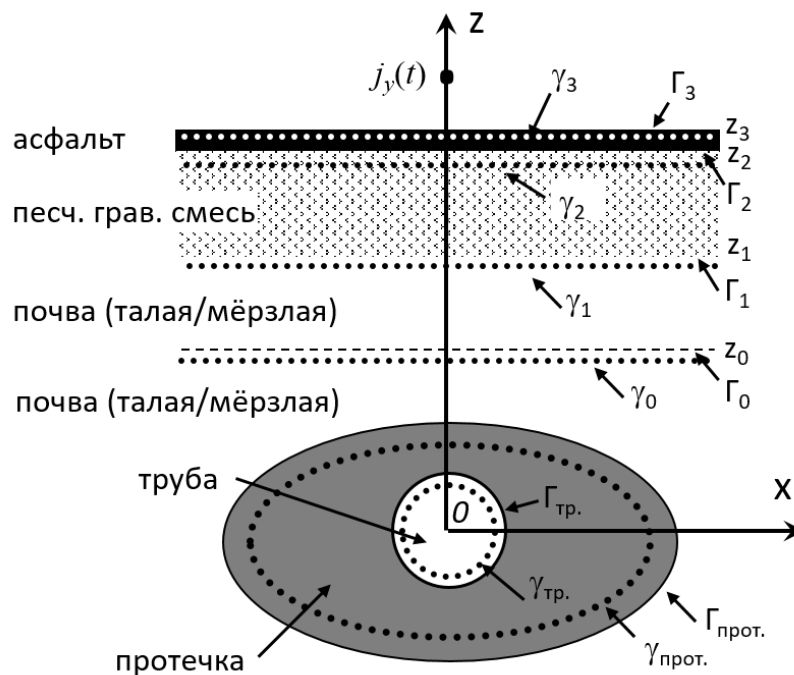


Рис. 1. Геометрия задачи.

2. Методика решения задачи на основе модифицированного МДИ

В отличие от работ [1-4, 10, 13], в которых поле ДИ строилось на основе функции Грина, задачи для слоисто неоднородного полупространства представляют искомые поля в виде преобразования Фурье по пространственным волновым числам. В данной работе воспользуемся теоремой [5-6] о полноте системы функций ДИ для разомкнутых (не замкнутых) границ на которых ставятся граничные условия задачи. В соответствии с данной теоремой в случае разомкнутых подобных границ полная система функций имеет вид [5-7]:

$$\left\{ \varphi_1(k_j, \vec{r} - \vec{r}_n), \varphi_2(k_j R_{0,n}) = \frac{\partial}{\partial \vec{v}_\gamma} \varphi_1(k_j, \vec{r} - \vec{r}_n) \right\}, \quad (2)$$

где $\frac{\partial}{\partial \vec{v}_\gamma} = v_x \frac{\partial}{\partial x} + v_z \frac{\partial}{\partial z}$ – производная по направлению внешней нормали

$(\vec{v}_x, \vec{v}_z)$ к контуру γ , k_j – волновой вектор области в котором ищется поле.

При этом для каждой диэлектрически-однородной области необходимо ввести свою систему ДИ описывающих внешнее и внутреннее поле (относительно данной области). Как было показано в работах [5-7], для представления подобных внешних и внутренних полей, в отличие от размещения ДИ на двух вспомогательных контурах внутри и снаружи каждой из однородных областей, соответственно, возможно размесить два вида ДИ в одних и тех же точках внутри однородной области, поля которых описываются в виде суперпозиции функции Бесселя нулевого порядка $\varphi_1 = J_0(k_j, \vec{r} - \vec{r}_n)$, функции Ханкеля первого рода нулевого порядка $\varphi_1 = \frac{i}{4} H_0^{(1)}(k_j, \vec{r} - \vec{r}_n)$, где i – мнимая единица. В результате для каждой из однородных плоских областей может быть вычислен электродинамический потенциал электрических токов в виде суперпозиции ДИ расположенных на дополнительных линиях $\gamma_0, \dots, \gamma_3$:

$$A_{y,j}(\vec{r}, \omega) = \sum_{n=1}^{N_j} \left\{ B_{j,n}(\omega) J_0(k_j, \vec{r} - \vec{r}_n) + C_{j,n}(\omega) \frac{i}{4} H_0^{(1)}(k_j, \vec{r} - \vec{r}_n) + \right. \\ \left. + D_{j,n}(\omega) \frac{k_j J_0(k_j, \vec{r} - \vec{r}_n)(z - z_n)}{|\vec{r} - \vec{r}_n|} + F_{j,n}(\omega) \frac{k_j \frac{i}{4} H_0^{(1)}(k_j, \vec{r} - \vec{r}_n)(z - z_n)}{|\vec{r} - \vec{r}_n|} \right\}. \quad (3a)$$

Здесь индекс j относится к области, в которой ищется поле, количество ДИ в каждой области в общем случае выбирается различным N_j . Электродинамический потенциал для цилиндрических областей вычислялся при размещении ДИ на замкнутых контурах $\gamma_{тр.}, \gamma_{прот.}$ (см. рис. 1):

$$A_{y,j}(\vec{r}, \omega) = \sum_{n=1}^{N_j} \left\{ U_{j,n}(\omega) J_0(k_j, \vec{r} - \vec{r}_n) + Q_{j,n}(\omega) \frac{i}{4} H_0^{(1)}(k_j, \vec{r} - \vec{r}_n) \right\}. \quad (3б)$$

В рассматриваемом случае двумерной задачи ($\partial/\partial y \equiv 0$) спектральные комплексные амплитуды векторов напряженности электромагнитного поля могут быть представлены через скалярную компоненту электродинамического потенциала электрических токов $A_y(\vec{r}, \omega)$ в виде:

$$E_y = i\omega\mu_0 A_y(\vec{r}, \omega), \quad H_x = \frac{\partial}{\partial z} A_y(\vec{r}, \omega), \quad H_z = -\frac{\partial}{\partial z} A_y(\vec{r}, \omega), \quad (4)$$

где $\mu_0 = 8.854 \cdot 10^{-12}$ Ом·с/м – магнитная проницаемость вакуума. Здесь принята временная зависимость спектральных амплитуд полей и токов в виде $e^{-i\omega t}$. Комплексные амплитуды ДИ $B_{j,n}(\omega)$, $C_{j,n}(\omega)$, $D_{j,n}(\omega)$, $F_{j,n}(\omega)$, $U_{j,n}(\omega)$ и $Q_{j,n}(\omega)$ на каждой из частот в спектре стороннего тока определим из системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ), полученной при удовлетворении граничным условиям тангенциальных составляющих спектральных амплитуд напряженностей электрического $\vec{E}$ и магнитного $\vec{H}$ поля на границах сред $\Gamma_{0,...,3}$, $\Gamma_{\text{тр.}}$, $\Gamma_{\text{прот.}}$ в $M_{0,...,3}$ и $M_{\text{тр.}}$, $M_{\text{прот.}}$ точках коллокаций:

$$\begin{aligned} \vec{v} \times \vec{E} \Big|_{\vec{r}_{\Gamma-0}} &= \vec{v} \times \vec{E} \Big|_{\vec{r}_{\Gamma+0}}, \\ \vec{v} \times \vec{H} \Big|_{\vec{r}_{\Gamma-0}} &= \vec{v} \times \vec{H} \Big|_{\vec{r}_{\Gamma+0}}. \end{aligned} \quad (5)$$

ДИ располагались на вспомогательных линиях $\gamma_{0,...,3}$ ниже границ раздела сред на величину Δ : $z_{\gamma_{0,...,3}} = z_{0,...,3} - \Delta$ и кривых $\gamma_{\text{прот.}}, \gamma_{\text{тр.}} = K\Gamma_{\text{прот.}}, \gamma_{\text{тр.}}$, K – коэффициент подобия. С целью уменьшения взаимного количества точек коллокации и ДИ, минимизации размерности СЛАУ и увеличения скорости его решения, в соответствии с работой [7] коэффициент подобия выбирался равным $K = 0,9$, а $\Delta = \lambda_0/10$, λ_0 – центральная частота в спектре зондирующего импульса. Длина плоских границ раздела сред, на которых ставились граничные условия, задавалась конечной равной $10\lambda_0$. В результате на основе найденных амплитуд ДИ и формул (3) и (4) может быть вычислено поле в любой точке пространства.

3. Детали вычислительной схемы

Временную форму амплитуды источника стороннего тока $I_0(t)$ зададим в виде суммы двух разнополярных гауссовых импульсов (рис. 2а):

$$I_0(t) = \exp\left(q \left[\frac{t - (t_0 - \Delta\tau)}{\Delta\tau} \right]^2\right) - \exp\left(q \left[\frac{t - (t_0 + \Delta\tau)}{\Delta\tau} \right]^2\right), \quad (6a)$$

где $q \equiv \lg 0.5$, t_0 – смещение импульса по временной шкале (задавалось равным 4 нс), $\Delta\tau$ – четверть длительности импульса по уровню половины амплитуды (задавалась равной 0,4 нс). Спектральная амплитуда $I_0(f)$ стороннего источника тока $I_0(t)$ (рис. 2б) имеет следующее аналитическое представление:

$$I_0(f) = -2i \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{q}} \sin(2\pi f d) e^{2i f t_0} \exp\left(-(\pi f \Delta / \sqrt{q})^2\right). \quad (6б)$$

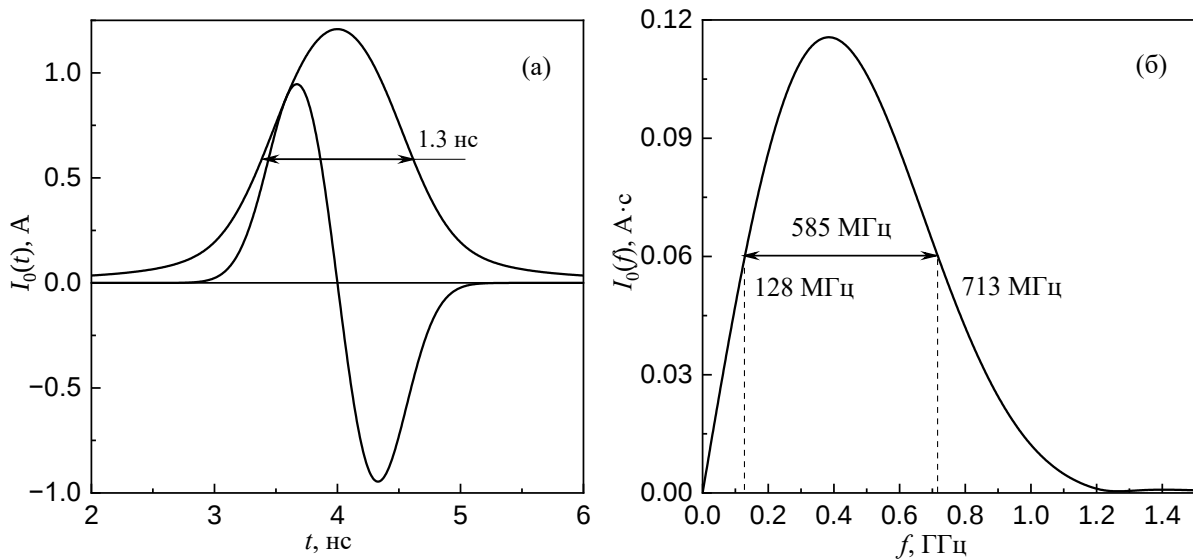


Рис. 2. Временная форма (а) и спектр (б) амплитуды импульсного точечного источника электрического тока.

Для вычисления цилиндрических и круговых образующих цилиндров, и нормалей к ним использовались следующие уравнения:

$$\xi = \frac{x^2}{r_a^2} + \frac{z^2}{r_b^2} - 1 = 0, \quad (7a)$$

$$v_x = \frac{r_b \cos \eta}{\sqrt{r_b^2 \cos^2 \eta + r_a^2 \sin^2 \eta}}, \quad v_z = \frac{r_a \sin \eta}{\sqrt{r_b^2 \cos^2 \eta + r_a^2 \sin^2 \eta}}, \quad (7б)$$

здесь $x = r_a \cdot \cos \eta$, $z = r_b \sin \eta$, переменная $\eta \in [0, 2\pi]$, r_a и r_b большая и малая полуоси цилиндра с эллиптической образующей, с круговой образующей $r_a = r_b$.

Внешняя нормаль $\vec{v} = (v_x, v_z)$ (76) к направляющей рассчитывалась

как нормаль $\vec{v} = \frac{\text{grad } \xi}{|\text{grad } \xi|}$ к линии уровня ξ с использованием канонического

представления (7а). Точки коллокаций и ДИ располагались равномерно на границах сред и дополнительных направляющих. При этом, как и в работе [7] для цилиндров предполагалось, что должно выполняться условие одинаковой плотности покрытия границ и направляющих точками коллокации и ДИ далее зададим $N\gamma_{\text{прот., тр}} \equiv KM\gamma_{\text{прот., тр.}}$. Количество ДИ и точек коллокаций задавалось из расчета $20/\lambda_0$ и $80/\lambda_0$, соответственно, на основе данных работы [7].

Расчет КДП слоисто-неоднородного полупространства выполнялся с использованием диэлектрической модели арктических почвогрунтов Миронова [11] для двух случаев: содержания глинистой фракции по весу 14 % и 44 %, объемной влажности 10 % и 15 %, соответственно, температура талой и мерзлой части грунта 15 °С и -10 °С, соответственно, плотность сухого сложения почвы задавалась равной 1,4 г/см³. Объемная влажность области протечки задавалась равной 50 %. Диэлектрическая проницаемость материала заполняющую трубу соответствовала пресной воде, КДП которой рассчитывалась по формулам работы [14] (рассматривался худший случай более слабого отражения от модели пластиковой трубы заполненной водой). КДП асфальта и песчано-гравийной смеси задавались в соответствии с [15] равными $\epsilon_{\text{асф}} = 5 + i0,01/\omega\epsilon_0$ и $\epsilon_{\text{пгс}} = 8 + i0,01/\omega\epsilon_0$, соответственно. Радиус подповерхностной трубы для определенности задавался равным $r_{\text{ц}} = 0,12$ м, большая и малая полуоси цилиндрической области с тремя вариантами размеров зон протечки принимали значение: а) $r_{1\text{прот.}} = 4 r_{\text{ц}}$, $r_{2\text{прот.}} = 1,5 r_{\text{ц}}$; б) $r_{1\text{прот.}} = 4 r_{\text{ц}}$, $r_{2\text{прот.}} = 2 r_{\text{ц}}$; в) $r_{1\text{прот.}} = 6 r_{\text{ц}}$, $r_{2\text{прот.}} = 4 r_{\text{ц}}$. Глубина погружения трубы составляла 1,0 м, толщина асфальта и песчано-гравийной смеси составляла 5 см и 15 см, соответственно. Импульсный источник тока располагался на высоте $z = 0,5$ м в точке $x = 0$,

наблюдение поля осуществлялось в точке с координатами ($x = 0,1$ м, $z = 0,5$ м). Все вычисления проводились на языке Fortran 2008 (компилятор GNU Fortran) с использованием процедур из библиотеки НИВЦ МГУ [16] для решения переопределенной СЛАУ методом вращения.

Рассчитанные МДИ временные формы полей сопоставлялись с соответствующими значениями, вычисленными на основе метода сеток/конечных разностей (МКР) [12]. Формулы для нахождения полей (E_y, H_x, H_z) МКР по итерационной схеме имеют вид:

$$\begin{aligned}
 E_y^{k+1}(l, p) &= E_y^k(l, p) \left(1 - \frac{\sigma(l, p) Z_0 h}{\varepsilon(l, p)} \right) - \frac{Z_0 \Delta h}{\varepsilon(l, p)} j^k(l, p) + \\
 &+ \frac{Z_0}{2\varepsilon(l, p)} \cdot \{ H_x^k(l+1, p) - H_x^k(l-1, p) - H_z^k(l, p+1) + H_z^k(l, p-1) \}, \\
 H_x^{k+1}(l, p) &= H_x^{k-1}(l, p) + \frac{1}{2Z_0} \{ E_y^k(l+1, p) - E_y^k(l-1, p) \}, \\
 H_z^{k+1}(l, p) &= H_z^{k-1}(l, p) - \frac{1}{2Z_0} \{ E_y^k(l, p+1) - E_y^k(l, p-1) \},
 \end{aligned} \tag{8}$$

где k – отсчет шага по времени длительностью $\Delta t = \alpha \Delta h / c$ [нс], α – эмпирический параметр < 1 , в нашем случае задавался равным 0,4; l, p – отсчеты по декартовым координатам x и z с шагом Δh [м], который задавали равным $\Delta h = \lambda_0 / 40$ (λ_0 – средняя длина волны в спектре амплитуды стороннего источника тока), $Z_0 = 120\pi$ [Ом] – импеданс свободного пространства, ε, σ – действительная часть КДП и проводимость полупространства, содержащего цилиндр, $j^k(l_0 = x_0 / \Delta h, p_0 = z_0 / \Delta h)$ – плотность стороннего электрического источника тока, $j^k(l_0, p_0) = I_0(k\Delta t) / \Delta h^2$ ($k = 1, \dots, K, l = 1, \dots, L, p = 1, \dots, P$, где K, L, P – количество отсчетов по времени и пространственным координатам соответственно).

3. Результаты численных экспериментов

Рассмотрим зондирование подповерхностной трубы, размещенной в полностью протаявшей почве, в четырех режимах: без протечки и с тремя размерами зоны протечки. Временные формы импульсов напряженности электрического поля $E_y(t)$, рассчитанные МДИ, в случае почвы с содержанием глинистой фракции 14 % и 44 %, приведены на рис. 3 и 4, соответственно. На данных рисунках введены обозначения для импульсов 1, 2 и 3 – прямой, отраженной от границы воздух – асфальт и песчано-гравийной смеси – почва волн, соответственно. Обозначения 4.1 и 4.2 соответствуют импульсам, отраженным от границы, вмещающая почва – протечка и от трубы, соответственно. Из временных форм импульсов представленных на рис. 3 видно хорошо идентифицируемые импульсы, отраженные от границы воздух – асфальт, и песчано-гравийная смесь – почва (обозначения 1 и 2). Также хорошо идентифицируется граница вмещающая почва – область протечки (см. рис. 3 обозначение 4.1), амплитуда которых на 18,7 дБ ÷ 28,1 дБ, меньше амплитуды импульса (2). Импульсы, отраженные от трубы, имеют амплитуду на 34,1 дБ ÷ 44,9 дБ меньшую, чем импульс (2). Временные задержки приходов импульсов (4.1) относительно импульса (3): 5,16 нс, 9,05 нс, 10,11 нс позволяют для известного показателя преломления вмещающей почвы (содержание глинистой фракции 14 %, объемная влажность 10 %) $n_1 = 2,43$ со среднеквадратичной погрешностью менее 2 см оценить расстояние от границы ПГС – почва до границы протечки трубы находящейся на расстоянии от 32 до 62 см от нижней границы слоя ПГС. Во всех случаях различных размеров зон протечек импульсы, отраженные от трубы, уверенно идентифицируются (см. рис. 3б, импульсы 4.2). Почва с более высоким содержанием глинистой фракции (с содержанием глинистой фракции по весу 44 %) существенным образом увеличивает затухание импульсов, отраженных от верхней границы зоны протечки на 15-28 дБ относительно почвы с содержанием глины 14 % (см. рис. 3б и 4б, импульсы 4.1). При этом лишь

в случае отсутствия протечки можно идентифицировать трубу (см. рис 4б, импульс 4.2).

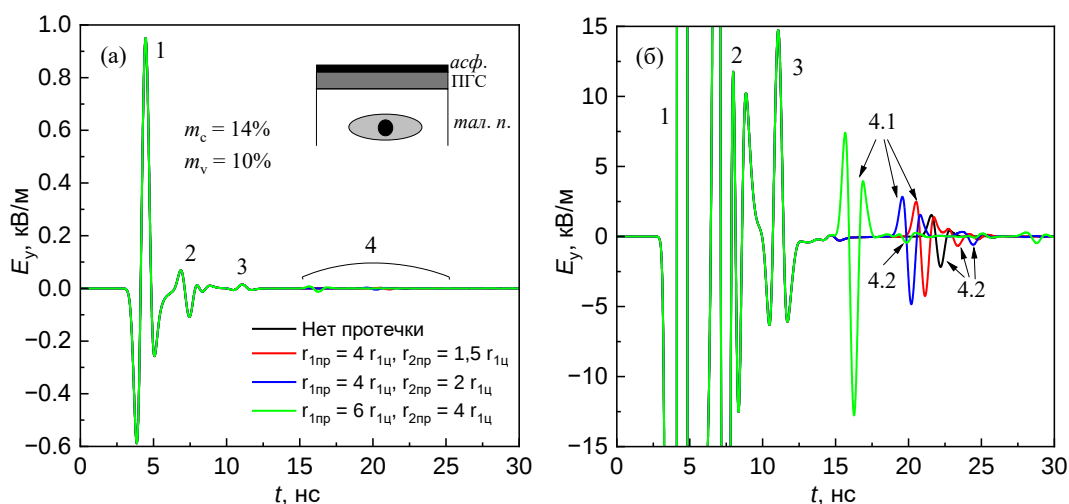


Рис. 3. Реальная часть E_y компоненты импульсного электрического поля в зависимости от времени в случае отсутствия протечки и трех размеров зон протечки при зондировании арктической почвы, покрытой дорожным полотном (асфальт и песчано-гравийная смесь). Толщина асфальта 5 см, ПГС–15 см. Содержание глинистой фракции по весу и объемная влажность почвы задавались равными $m_c = 14\%$ и $m_v = 10\%$.

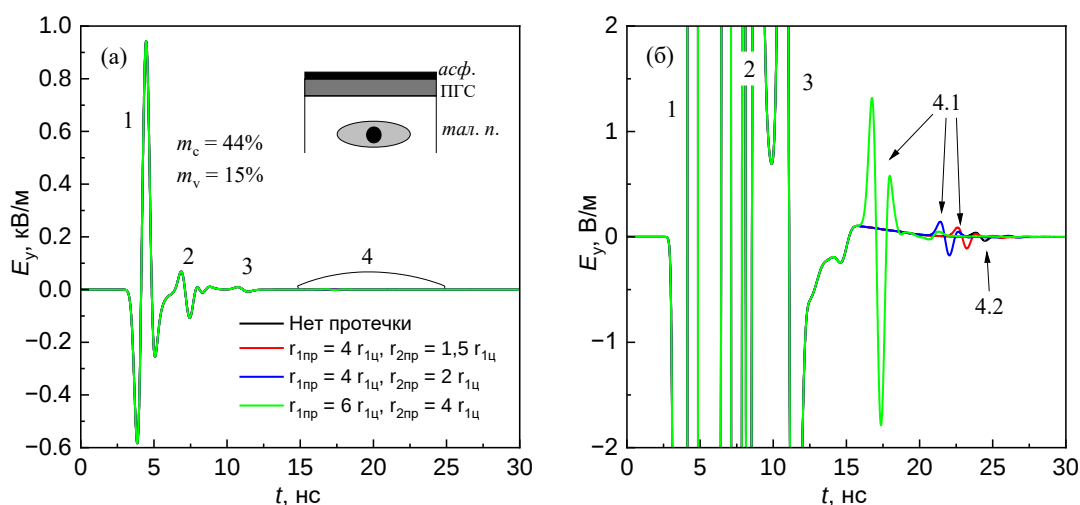


Рис. 4. Подпись аналогична рис. 3. Содержание глинистой фракции по весу и объемная влажность почвы задавались равными $m_c = 44\%$ и $m_v = 15\%$.

Далее рассмотрим случай промерзания почвы, не покрытой асфальтом и ПГС, для определенности толщину мерзлого слоя зададим равной 0,5 м. Рассчитанные временные формы полей для случая почвы с содержанием глинистой фракции 14 % и 44 %, соответственно показаны на рис. 5 и 6. На представленных рисунках приняты следующие обозначения: импульсы

1, 2 и 3 соответствуют прямой волне, отраженной от границы раздела воздух – почва и от границы мерзлая – талая почва, соответственно. Импульсы 4.1 и 4.2 относятся к отражениям от границы вмещающая почва – зона протечки и от поверхности трубы, соответственно. Из анализа временных форм импульсов, приведенных на рис. 5 и 6 (импульсы 3 зеленый и синий), следует, что амплитуды импульсов, отраженных от верхней границы зоны протечки, сопоставимы с амплитудами импульсов, отраженных от нижней границы мерзлого слоя. В случае достижения зоной протечки нижней границы мерзлого слоя, амплитуда импульса, отраженного от верхней границы зоны протечки более, чем вдвое превосходит амплитуду импульса, отраженного от нижней границы мерзлого слоя. Проведенные аналогичные оценки на основе временных задержек импульсов 4.1 относительно импульсов 3 (см. рис. 5 и 6) и известном показателе преломления вмещающей почвы приводят к сопоставимой погрешности менее 2 см в определении расстояния от нижней границы мерзлого слоя до кровли зоны протечки. Аналогично предыдущему случаю, увеличение содержания глинистой фракции до 44 % приводит к дополнительному затуханию сигнала от зоны протечки и невозможности идентификации импульсов, отраженных от трубы (см. рис. 5б и 6б).

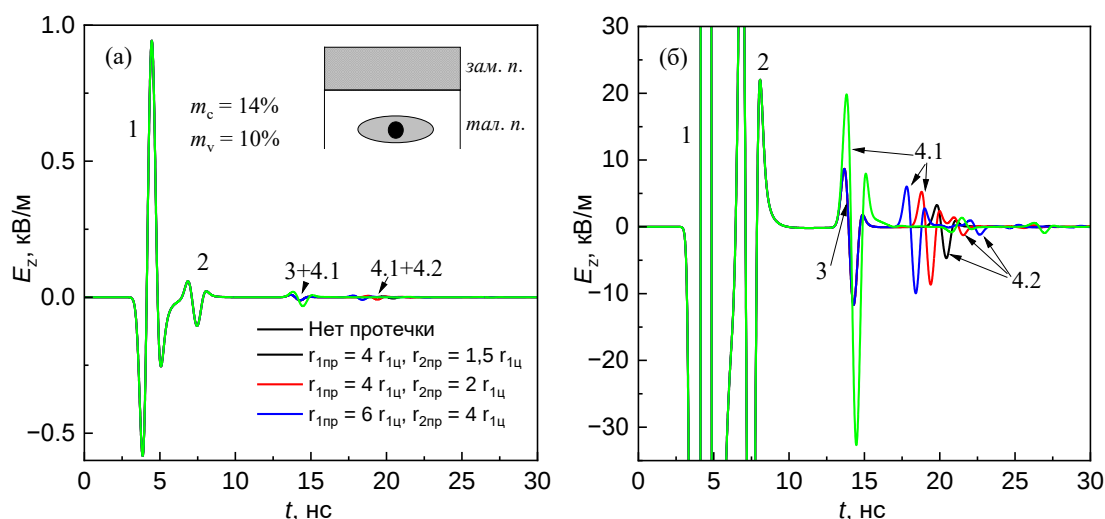


Рис. 5. Реальная часть E_y компоненты импульсного электрического поля в зависимости от времени в случае отсутствия протечки и трех размеров зон протечки при зондировании арктической почвы в ходе промерзания. Толщина промерзшего слоя почвы 50 см. Содержание глинистой фракции по весу и объемная влажность почвы задавались равными $m_c = 14\%$ и $m_v = 10\%$.

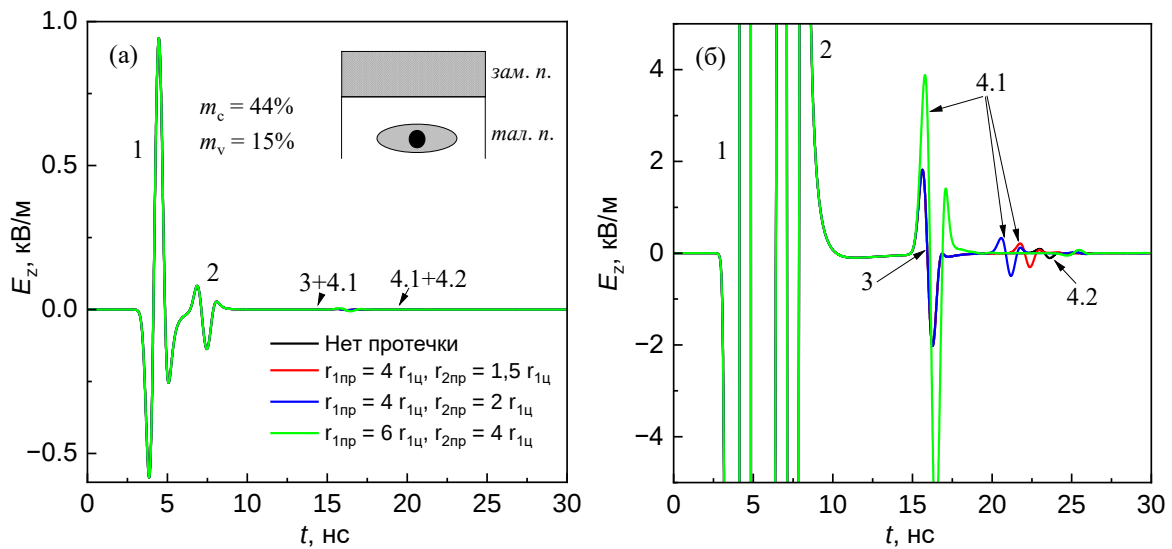


Рис. 6. Подпись аналогична рис. 5. Содержание глинистой фракции по весу и объемная влажность почвы задавались равными $m_c = 44\%$ и $m_v = 15\%$.

Временные формы, приведенные на рис. 3 – рис. 6 были смоделированы методом МКР (не показаны на временных формах из-за очень близких значений с МДИ). При заданных параметрах МДИ коэффициент детерминации и среднеквадратическое отклонение (СКО) между временными формами полей, рассчитанных на основе МДИ и МКР (см. рис. 7) оказались равны $R^2 = 0,998$ и $\text{СКО} = 5,4 \text{ В/м}$, соответственно.

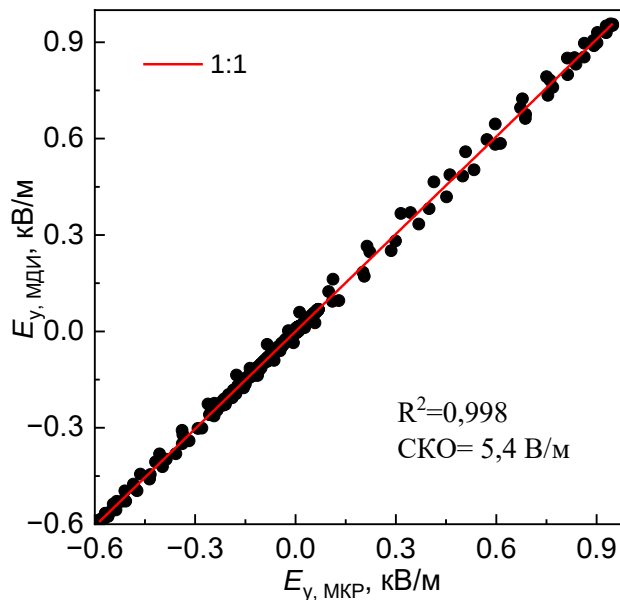


Рис. 7. Корреляция между временными формами импульсов, рассчитанных МДИ и МКР на рис. 3 – рис. 6.

Заключение

1) Показано, что предложенная модификация МДИ позволяет с высокой точностью (коэффициент детерминации 0,998 при СКО 5,4 В/м), по сравнению с методом конечных разностей, моделировать широкополосные электромагнитные импульсы в задачах подповерхностной радиолокации в слоисто-неоднородных средах арктических почв при наличии диэлектрических объектов сложной конфигурации, включая трубы и эллиптические зоны протечек. Особенностью метода является представление полей дискретных источников в виде неортогональных рядов функций Бесселя нулевого порядка (внутреннее поля однородных областей) и Ханкеля первого рода нулевого порядка (внешние поля относительно однородных областей) и их производных по нормальному направлению к кривой на которых дискретные источники размещены. При этом ДИ располагаются внутри каждого из диэлектрически-однородного элементарного слоя в слоисто-неоднородной среде на не замкнутых дополнительных линиях подобных по форме плоским физическим границам раздела сред.

2) Показано, что временные задержки между импульсами, отраженными от границ: песчано-гравийная смесь – почва и от зоны протечки, позволяют с погрешностью менее 2 см определять расстояние от нижней границы слоя ПГС до кровли протечки как в случае талой, так и промерзающей почвы с различным содержанием глинистой фракции и влажности.

3) Выявлено, что амплитуды отраженных импульсов от верхней границы зоны протечки сопоставимы с амплитудой импульсов, отраженных от нижней границы мерзлого слоя, а при контакте зоны протечки с этой границей амплитуда отраженного импульса от границы зоны протечки более, чем вдвое превышает отражение от нижней границы мерзлого слоя. Данный признак может служить надежным индикатором достижения протечкой границы сезонно-мерзлого слоя.

4) Продемонстрировано существенное влияние глинистости вмещающей арктической почвы на амплитуды отраженных импульсов от трубы и зоны протечки. Установлено, что увеличение содержания глинистой фракции

с 14 % до 44 % приводит к дополнительному затуханию импульсов от зоны протечки на 15–28 дБ, что делает невозможной уверенную идентификацию отражений от трубы при наличии протечки. Идентификация трубы в сильно глинистых почвах возможна лишь при отсутствии протечки.

Предложенный вычислительный подход на основе модифицированного МДИ обеспечивает надежное решение прямой задачи подповерхностной радиолокации и позволяет количественно оценивать местоположение и параметры зон протечек в широком диапазоне вариаций электрофизических свойств грунтов, включая сезонно-мерзлые. Полученные результаты демонстрируют пригодность модифицированного МДИ для количественного расчета широкополосных импульсов и он может быть применен в алгоритмах обработки георадиолокационных данных при контроле состояния трубопроводов и дорожных конструкций в криолитозоне.

Финансирование: Работа выполнена в рамках научной тематики Госзадания ИФ СО РАН, расчеты для промерзающего деятельного слоя выполнены в рамках исследований по гранту РНФ и Красноярского краевого фонда науки № 25-17-20029.

Литература

1. Iatropoulos V.G., Anastasiadou M.T., Anastassiou H.T. Electromagnetic scattering from surfaces with curved wedges using the method of auxiliary sources (MAS) // Applied Sciences. – 2020. – Т. 10. – №. 7. – С. 2309.
2. Tabatadze V., Karaçuha K., Zaridze R. Electromagnetic scattering from 2-D conducting objects of arbitrary smooth shape: complete mathematical formulation of the method of auxiliary sources for E-polarized case // Prog. Electromagn. Res. M. – 2022. – Т. 114. – С. 117-125.
3. Kouroublakis M., Tsitsas N.L., Fikioris G. Shielding effectiveness of ideal monolayer graphene in cylindrical configurations with the method of auxiliary sources // IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility. – 2022. – Т. 64. – №. 4. – С. 1042-1051.

4. Papakanellos P.J., Tsitsas N.L., Anastassiou H.T. The method of auxiliary sources (MAS) in computational electromagnetics: A comprehensive review of advancements over the past two decades // *Electronics*. – 2024. – Т. 13. – №. 17. – С. 3520.
5. Eremin Y.A. et al. A new method of internal auxiliary source-sinks (MIASS) for two-dimensional interior Dirichlet acoustic problems // *Journal of Computational and Applied Mathematics*. – 2021. – Т. 386. – С. 113231.
6. Eremin Y.A. et al. New scheme of the discrete sources method for two-dimensional scattering problems by penetrable obstacles // *Journal of Computational and Applied Mathematics*. – 2023. – Т. 417. – С. 114556.
7. Музалевский К.В. Метод дискретных источников для задачи подповерхностного радиозондирования сверхширокополосными импульсами двумерных диэлектрических тел // *Радиотехника и электроника*. – 2024. – Т. 69. – №. 11. – С. 1039-1052.
8. Kouroubakis M., Tsitsas N.L., Leviatan Y.A time-domain method of auxiliary sources for efficient analysis of transient electromagnetic scattering by moderately conductive cylinders // *Engineering Analysis with Boundary Elements*. – 2026. – Т. 183. – С. 106605.
9. Geçer M.E. et al. Scattering by a Dielectric Circular Cylinder in a Planar Layered Medium with MAS, MMP and T-Matrix Methods // *2025 IEEE 30th International Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED)*. – IEEE, 2025. – Т. 1. – С. 14-18.
10. Cao Y. et al. Thawing of permafrost surrounding buried pipelines and a novel powerless air ventilation technique for thawing mitigation // *Energy*. – 2025. – Т. 320. – С. 135063.
11. Mironov V.L. et al. A dielectric model of thawed and frozen Arctic soils considering frequency, temperature, texture and dry density // *International journal of remote sensing*. – 2020. – Т. 41. – №. 10. – С. 3845-3865.

12. Yee K. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media // IEEE Transactions on antennas and propagation. – 1966. – Т. 14. – №. 3. – С. 302-307.
13. Lazaridis D.S., Tsitsas N.L. The method of auxiliary sources for scattering by layered media with parallel algorithmic implementations // Journal of Electromagnetic Waves and Applications. – 2025. – Т. 39. – №. 15. – С. 1896-1915.
14. Stogryn A. Equations for calculating the dielectric constant of saline water (correspondence) // IEEE transactions on microwave theory and Techniques. – 1971. – Т. 19. – №. 8. – С. 733-736.
15. Кулижников А.М. Определение диэлектрической проницаемости материалов дорожной одежды по результатам георадиолокационных обследований на участках автомобильных дорог // Инженерные изыскания. – 2014. – №. 11. – С. 46-52.
16. Библиотека Численного анализа НИВЦ МГУ. Подпрограмма: ASP4E. Online: http://num-anal.srcc.msu.ru/lib_na/cat/as/asp4a.htm

Для цитирования:

Музалевский К.В., Полукеев С.И. Решение прямой задачи подповерхностной радиолокации протечек труб в сезонно-мерзлых арктических почвах модифицированным методом дискретных источников // Журнал радиоэлектроники. – 2026. – №. 7. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2026.7.6>