

# Трехмерная радиотомография объектов, скрытых за диэлектрически неоднородными преградами

© Д.Я. Суханов, К.В. Завьялова

Национальный исследовательский Томский государственный университет,  
634050 Томск, Россия  
e-mail: sdy@mail.tsu.ru

(Поступило в Редакцию 10 октября 2014 г.)

Предложен метод восстановления трехмерных радиоизображений объектов, скрытых за априорно известными диэлектрически неоднородными преградами на основе данных многопозиционного сверхширокополосного радиозондирования. Приведены решения прямой и обратной задач в приближении Кирхгофа и скалярном приближении однократного рассеяния. Проведены численное моделирование и экспериментальные исследования на частотах от 4 до 14 GHz. Показана возможность устранения искажений восстанавливаемых изображений скрытых объектов за счет учета дифракции на диэлектрической преграде.

## Введение

Трехмерная радиотомография находит применение в археологии, геологии, а так же в задачах строительства дорог и инженерных сооружений. Наилучшее пространственное разрешение восстанавливаемых изображений удастся получить с применением технологии синтеза апертуры [1–5] и сверхширокополосных сигналов. Существуют методы восстановления трехмерных радиоизображений по сверхширокополосному моностатическому зондированию в однородных средах [3–5]. Для неоднородных сред существуют решения для случая зондирования через плоскую границу раздела сред [6], а также в плоско-слоистых средах [7]. В данных методах используются локационные измерения поля на поверхности над исследуемым объемом среды, используется приближение однократного рассеяния и фоновая среда считается однородной. Но на практике, как правило, фоновая среда является неоднородной по своим электрическим свойствам, и электрические неоднородности могут иметь произвольную форму. Фоновые неоднородности приводят к искажению траекторий распространения волн, которые необходимо учитывать при решении обратной задачи восстановления изображений исследуемых объектов. Если среда плоско-слоистая, то учет преобразований полей в слоях можно осуществить в спектре плоских волн умножением на фазовый множитель [7]. В случае если зондирование производится через неровную границу раздела сред, то влияние неровной границы можно учесть в приближении фазового экрана [8]. Однако, если фоновая среда имеет произвольные формы границ между областями с различными электрическими свойствами, то даже решение прямой задачи распространения волн становится нетривиальным и требует ряда приближений. Решение же обратной задачи невозможно без решения прямой задачи. Существуют решения прямых и обратных задач распространения волн в плавно-неоднородных средах [9–10]. Также имеются решения задачи дифракции

на объектах простейших геометрических форм, таких как сфера, клин, цилиндр [11], конус, использование которых возможно в некоторых частных случаях на практике.

В настоящей работе предлагается метод восстановления трехмерных изображений рассеивающих объектов скрытых в неоднородной фоновой среде с произвольными границами между областями с различными электрическими свойствами. При этом считается, что формы границ и электрические свойства фракций среды известны.

## 1. Схема измерений и постановка задачи

Предлагается рассмотреть схему моностатического зондирования со сканированием по частоте в широкой полосе (рис. 1). Излучатель и приемник размещаются рядом и образуют приемопередающий модуль, который перемещается в горизонтальной плоскости с шагом менее четверти длины волны. Приемная и передающая антенны считаются ненаправленными. В каждой точ-

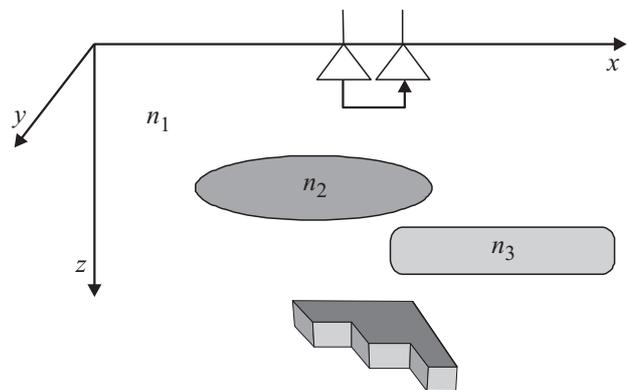


Рис. 1. Схема измерений.

ке положения приемопередающего модуля происходит излучение монохроматических сигналов и измерение интенсивности поля в приемной антенне. Излучаемые передающей антенной волны проходят через диэлектрически неоднородную среду с разными показателями преломления, в которой происходят эффекты рефракции и дифракции. Далее поле волны падает на исследуемый объект и рассеивается. Рассеянное объектом поле проходит обратно через неоднородную среду и попадает в приемную антенну. В антенне происходит интерференция поля, рассеянного исследуемыми неоднородностями (предметной волны), и поля прямой волны (опорной волны) от излучателя и измеряется интенсивность результирующего поля. Благодаря интерференции возможно сохранение фазовой информации предметной волны с точностью до  $\pm\pi/2$  [3].

## 2. Решение прямой задачи

Определим поле предметной волны в области измерений по заданному распределению рассеивающих неоднородностей. Для этого рассмотрим подробнее процесс распространения радиоволн через диэлектрически неоднородную среду на одной частоте. Разобьем диэлектрически неоднородную среду на тонкие горизонтальные слои толщиной  $\Delta z \ll \lambda$ . В соответствии с полученными слоями аппроксимируем форму диэлектрических неоднородностей вертикальными границами в пределах слоя (рис. 2). Таким образом, в каждом слое диэлектрическая неоднородность будет зависеть только от горизонтальных координат. Так же будем считать, что множество различных значений показателя преломления счетное и ограничено. На рис. 2 показан случай, когда имеется всего 3 различных значения показателя преломления.

Расчет поля в среде будем производить последовательно, от слоя к слою, т.е. поле  $U(x, y, z + \Delta z)$  на нижней границе слоя на глубине  $z + \Delta z$  вычислим на основе значений поля  $U(x, y, z)$  на верхней границе в слое на глубине  $z$ . Пусть количество различных значений

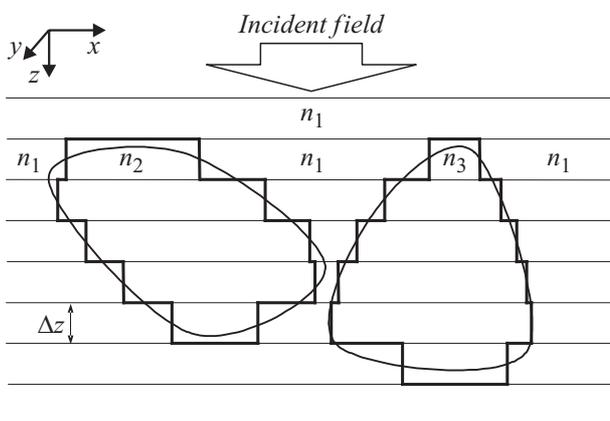


Рис. 2. Разбиение неоднородной среды на тонкие слои.

показателя преломления равно  $M$ . Произведем расчет поля на глубине  $z + \Delta z$  для  $M$  различных однородных слоев из поля на глубине  $z$ .

Поле, прошедшее через однородный слой с показателем преломления  $n_m$ , через разложение в спектр плоских волн записывается в виде [12]

$$U_m(x, y, z + \Delta z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}(k_x, k_y, z) \exp(ik_x x + ik_y y + ik_{mz} \Delta z) dk_x dk_y, \quad (1)$$

где  $k_{mz} = \sqrt{(kn_m)^2 - k_x^2 - k_y^2}$  — это  $z$ -компонента волнового вектора в среде с показателем преломления  $n_m$ ,  $m$  — принимает значения от 1 до  $M$ ,

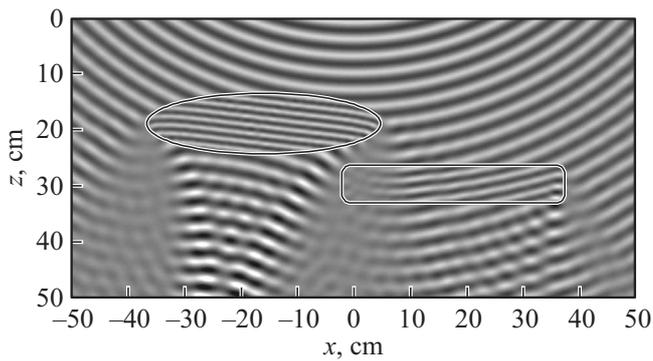
$$\tilde{U}(k_x, k_y, z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(x, y, z) \exp(-ik_x x - ik_y y) dx dy$$

— это спектр плоских волн поля на выходе предыдущего слоя,  $U_m(x, y, z + \Delta z)$  — поле на выходе текущего слоя, если среда в нем однородна и имеет показатель преломления  $n_m$ .

Далее предлагается соединить все  $M$  решений  $U_m(x, y, z + \Delta z)$  с учетом распределения показателя преломления  $n(x, y, z)$ . Итоговое поле в последующем слое запишем в виде

$$U(x, y, z + \Delta z) = U_m(x, y, z + \Delta z), \text{ если } n(x, y, z) = n_m. \quad (2)$$

С помощью итерационных вычислений, согласно формуле (2), можно вычислить поле во всей среде. Однако здесь принято приближение, что поле внутри слоя не проходит из одного типа среды в другой по горизонтали. Данное приближение будет тем точнее, чем тоньше выбираются слои. Также следует отметить, что предложенное решение применимо для сред с любым счетным количеством значений показателя преломления, но увеличение количества различных значений  $n(x, y, z)$  приведет к росту объема вычислений. Кроме того, следует отметить, что здесь не учтены однократные и многократные отражения от переходов между средами разных типов, но их можно учесть согласно коэффициентам отражения и прохождения плоских волн в плоско-слоистой среде. Как правило, однократно и многократно отраженные волны от диэлектрических неоднородностей меньше прямой волны по амплитуде, и ими можно пренебречь. В данном случае нас не интересуют изменения амплитуды поля, а главным образом интересуют изменения фазы, поэтому коэффициенты прохождения не учтены в (2) для простоты записи решения.



**Рис. 3.** Результат численного моделирования поля в среде с тремя различными значениями показателя преломления (контуром выделены области диэлектрической неоднородности).

На основе формулы (2) было проведено численное моделирование среды с тремя различными значениями показателя преломления  $n_1 = 1$ ,  $n_2 = 1.5$ ,  $n_3 = 2$ . Рассматривались объекты, изображенные контуром на рис. 3, где фоновая среда с  $n_1 = 1$ , в виде эллипса среда с  $n_2 = 1.5$  и в виде прямоугольника среда с  $n_3 = 2$ . В численной модели рассматривалась частота 10 GHz. В качестве источника использовался источник сферических волн на высоте 50 cm над рассматриваемой областью.

Можно наблюдать эффекты рефракции и дифракции, а также появление неоднородных волн при наличии полного внутреннего отражения. Так же наблюдается явление фокусировки поля волны.

Поле источника, проходя через диэлектрические неоднородности, падает на рассеивающие объекты в среде, после чего появляется поле волны, распространяющееся от объектов к приемнику через те же диэлектрические неоднородности среды. Прохождение рассеянных волн через диэлектрические неоднородности учитывается аналогично формуле (2) путем изменения направления вертикальной оси. Однако расчеты падающего и рассеянного полей для каждого положения приемно-передающего модуля требуют значительных вычислительных ресурсов. Для упрощения вычислений используем теорему взаимности, согласно которой, поле, проходящее от единичного излучателя до рассеивателя, совпадает с полем, проходящим в обратном направлении. Если предположить, что в точке рассеяния находится источник той же интенсивности, т. е. если рассматривается моностатическая схема измерений, когда излучатель и приемник находятся в одной точке, можно заменить рассеиватель на эквивалентный источник, излучающий на удвоенной частоте. Данная замена возможна, поскольку фазовые набеги при распространении волн к рассеивателю и обратно равны фазовому набегу на удвоенной частоте при распространении только от рассеивателя к приемнику. Таким образом, поле в области измерений можно представить как поле синфазных источников, размещенных

в точках рассеивателей и излучающих на удвоенной частоте.

### 3. Решение обратной задачи

Для решения обратной задачи воспользуемся методом обратного распространения поля. По сути, обратная задача решается в обратном порядке по отношению к решению прямой задачи. То есть по измеренному полю производится восстановление распределения поля в среде. Аналогично решению прямой задачи рассматриваем поле в дискретных слоях толщиной  $\Delta z$ .

Поле обратного распространения, прошедшее через однородный слой с показателем преломления  $n_m$ , на основе разложения в спектр плоских волн имеет вид

$$W_m(x, y, z + \Delta z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{W}(k_x, k_y, z) \exp(ik_x x + ik_y y) \times [\exp(ik'_{mz} \Delta z)]^* dk_x dk_y, \quad (3)$$

где

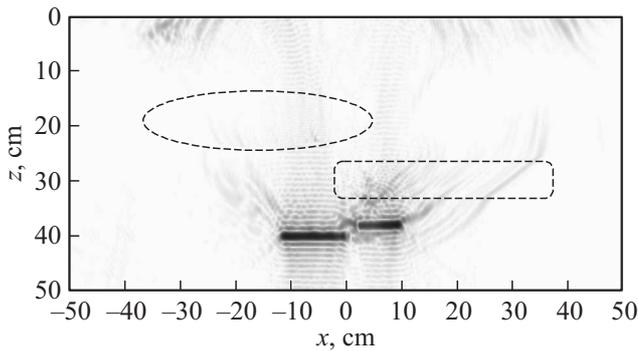
$$\tilde{W}(k_x, k_y, z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} W(x, y, z) \exp(-ik_x x - ik_y y) dx dy$$

— это спектр плоских волн восстановленного поля на выходе предыдущего слоя,  $k'_{mz} = \sqrt{(2kn_m)^2 - k_x^2 - k_y^2}$  —  $z$ -компонента волнового вектора поля эквивалентных источников на удвоенной частоте в среде с показателем  $n_m$ ,  $W_m(x, y, z + \Delta z)$  — восстановленное поле на выходе текущего однородного слоя с показателем преломления  $n_m$ ,  $W(x, y, z)$  — восстанавливаемое поле эквивалентных излучателей на удвоенной частоте. Множитель  $[\exp(ik'_{mz} \Delta z)]^*$  под интегралом (3) позволяет учесть обратное распространение однородных волн, однако не учитывает обратное распространение неоднородных волн, чтобы избежать расходимости решения при наличии шумов измерений поля.

Далее предлагается объединить все  $M$  решений  $W_m(x, y, z + \Delta z)$  с учетом распределения показателя преломления  $n(x, y, z)$ . Итоговое поле в последующем слое запишем через сшивание решений для различных сред

$$W(x, y, z + \Delta z) = W_m(x, y, z + \Delta z), \text{ если } n(x, y, z) = n_m. \quad (4)$$

Поле  $W(x, y, z = 0)$  — это поле в области измерений, из которого последовательно с помощью формул (3), (4) восстанавливается полное распределение поля  $W(x, y, z)$ , создаваемое эквивалентными источниками без учета неоднородных волн.



**Рис. 4.** Восстановленное изображение рассеивающих неоднородностей при моностатическом зондировании в полосе частот от 5 до 20 GHz.

Для того чтобы восстановить изображение объекта с разрешением по глубине, необходимы сверхширокополосные измерения рассеянного поля. Обозначим восстановленное распределение поля на частоте  $\omega$  функцией  $W(x, y, z, \omega)$ , которая вычисляется по формулам (3), (4). Данная функция имеет различный вид на различных частотах, но ее фаза в точке расположения рассеивающего объекта должна быть нулевой, поскольку он рассматривается как эквивалентный синфазный источник. Таким образом, если суммировать функцию  $W(x, y, z, \omega)$  на различных частотах, то ее значения в точках размещения рассеивателей будет складываться синфазно, а в других точках с произвольным соотношением фаз, что даст максимум в точках размещения рассеивателей

$$P(x, y, z) = \int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} W(x, y, z, \omega) d\omega, \quad (5)$$

где  $P(x, y, z)$  — восстановленное изображение рассеивателей,  $\omega_{\min}$  — минимальная частота зондирующего сигнала,  $\omega_{\max}$  — максимальная частота зондирующего сигнала.

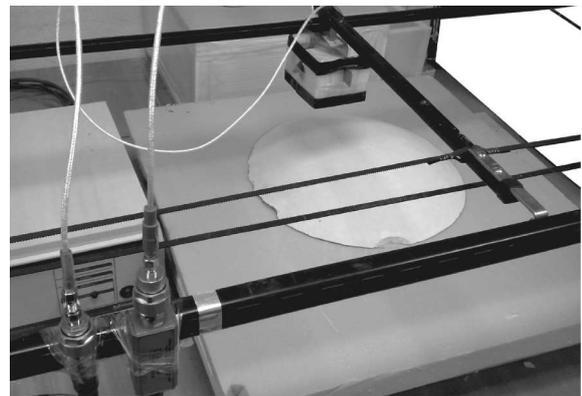
На рис. 4 представлен результат численного моделирования восстановления изображения тестового объекта в виде двух отрезков длиной 12, 8 см для зондирования в полосе частот от 5 до 20 GHz. Область измерений (апертура) составляла 1 м, измерения поля производятся на высоте  $z = 0$ .

На восстановленном изображении можно видеть артефакты, поскольку не производится восстановление поля неоднородных волн в формуле (3). Полученное разрешение по дальности составляет 2 см, что соответствует теоретической оценке для сверхширокополосной радиолокации  $c/\Delta f$ , где  $c$  — скорость света в среде,  $\Delta f = 15$  GHz — это ширина полосы частот.

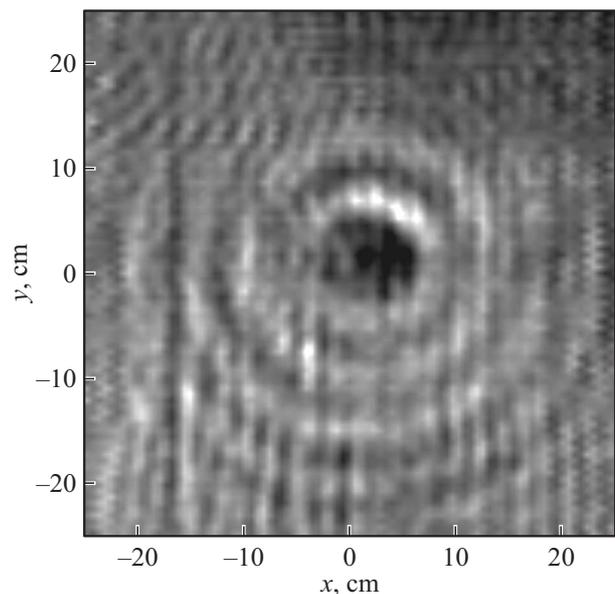
#### 4. Экспериментальные исследования

Были проведены экспериментальные исследования предложенного метода на экспериментальной установке,

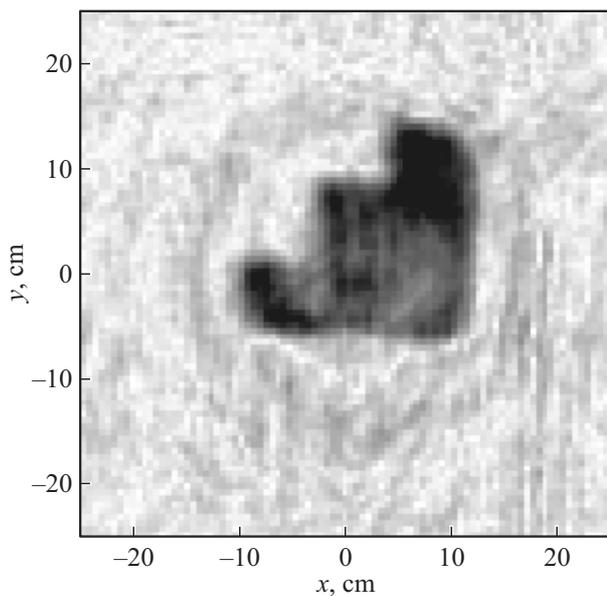
изображенной на рис. 5. Для генерирования и измерения сигналов использовался скалярный анализатор цепей Микран Р2М18/2, позволяющий измерять амплитуду сигнала на частотах до 20 GHz. Приемная и передающая антенны были собраны в приемопередающий модуль, в котором обеспечивалось наличие прямого сигнала (опорного сигнала) от излучателя к приемнику. Сигнал от излучающей антенны попадет на рассеивающие объекты среды, рассеивается и возвращается в приемную антенну в качестве предметного сигнала, где интерферирует с опорным сигналом. За счет интерференции опорного и предметного сигналов возможно восстановление косинусной квадратуры предметного сигнала. Сканирование по частоте позволяет осуществить сверхширокополосные измерения. Зондирование проводилось в диапазоне частот от 4 до 14 GHz. В проведенном эксперименте в качестве диэлектрической преграды выступала выпуклая линза из гипса диаметром 33,5 см,



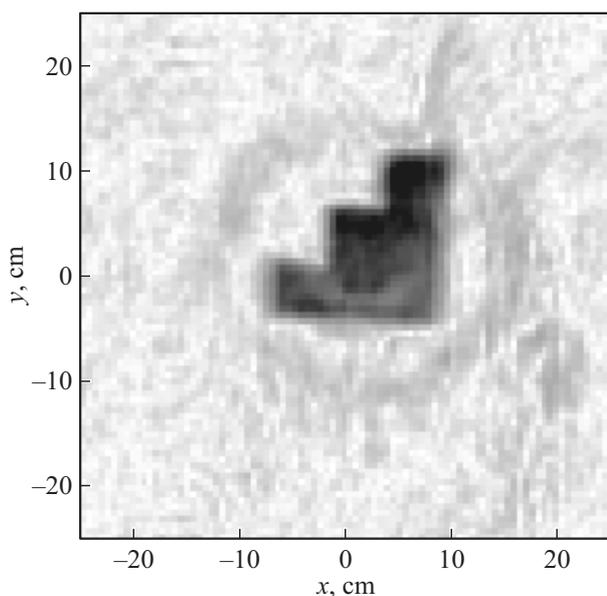
**Рис. 5.** Фотография экспериментальной установки.



**Рис. 6.** Результат измерений на частоте 8 GHz.



**Рис. 7.** Восстановленное изображение объекта без учета влияния гипсовой линзы.



**Рис. 8.** Восстановленное изображение объекта с учетом влияния гипсовой линзы.

высотой 6 см. Линза располагалась на дальности 12.5 см от зондирующей системы. За линзой на расстоянии 8 см находился скрытый исследуемый объект ступенчатой формы с размерами  $15 \times 15$  см (размер ступеньки 5 см). Приемопередающий модуль перемещался на области  $50 \times 50$  см с шагом 5 мм.

В результате эксперимента был получен трехмерный массив данных квадратур предметного сигнала для каждого положения приемопередающего модуля на 512 частотах от 4 до 14 GHz. На рис. 6 представлен результат

измерений амплитуды поля интерференции прямого и предметного сигналов на частоте 8 GHz.

Можно наблюдать преобладающий сигнал, отраженный от линзы. Сигнал от исследуемого объекта почти неразличим, т.е. требуется обработка для его обнаружения. Применим обработку к измеренным данным на основе метода пространственно-согласованной фильтрации без учета наличия диэлектрической преграды. На рис. 7 представлено восстановленное изображение объекта. Изображение объекта искажено и выглядит увеличенным. Линза привела к увеличению изображения объекта, так как, судя по изображению, размер объекта порядка 20 см, хотя его действительные размеры 15 см.

С помощью формул (3), (5), учитывающих форму диэлектрической преграды в виде гипсовой линзы с показателем преломления 1.5, было восстановлено изображение тестового объекта (рис. 8). Можно видеть, что искажения изображения объекта устранены и соответствуют его фактическим размерам.

При этом повысился уровень сигнал/шум, поскольку вся энергия полезного сигнала сосредоточена в одной плоскости и только в точках размещения объекта. За счет предложенного метода обработки удастся однозначно идентифицировать форму объекта.

## Заключение

В настоящей работе предложен метод визуализации рассеивающих неоднородностей, скрытых за диэлектрическими преградами известной формы при моностатическом сверхширокополосном многопозиционном зондировании. Метод проверен экспериментально на примере визуализации объектов за гипсовой линзой. Предложенные подходы найдут применение в задачах подповерхностной радиолокации для обнаружения и визуализации скрытых предметов, в частности, в задачах археологии, строительства различных сооружений, дорог и инфраструктуры.

## Список литературы

- [1] Кондратенков Г.С., Фролов А.Ю. Радиовидение. Радиолокационные системы дистанционного зондирования Земли. Учебное пособие для вузов / Под ред. Г.С. Кондратенкова. М.: Радиотехника, 2005. 368 с.
- [2] Якубов В.П., Шпилов С.Э., Суханов Д.Я., Клоков А.В. Радиоволновая томография: достижения и перспективы: монография / Под ред. В.П. Якубова. Томск: Изд-во НТЛ, 2014. 264 с.
- [3] Якубов В.П., Склярчик К.Г., Пинчук Р.В., Суханов Д.Я., Булавинов А.Н., Бевецкий А.Д. // Изв. вузов. Сер. физ. 2008. Т. 51. № 10. С. 63–79.
- [4] Суханов Д.Я., Завьялова К.В. // ЖТФ. 2012. Т. 82. Вып. 6. С. 85–89.
- [5] Суханов Д.Я., Завьялова К.В. // Изв. вузов. Сер. физ. 2012. Т. 55. № 9/2. С. 17–21.

- [6] Якубов В.П., Суханов Д.Я. // Изв. вузов. Радиофизика. 2007. Т. 50. № 4. С. 329–338.
- [7] Суханов Д.Я., Завьялова К.В. // ЖТФ. 2014. Т. 84. Вып. 12. С. 117–121.
- [8] Sukhanov D., Zavyalova K. // Proc. of the 15<sup>th</sup> Int. Conf. on Ground Penetrating Radar (GPR 2014). Brussels, Belgium, 2014. P. 691–695.
- [9] Бардашов Д.С., Лосев Д.В. // Изв. вузов. Сер. физ. 2013. Т. 56. № 8/2. С. 32–34.
- [10] Бардашов Д.С., Лосев Д.В. // Изв. вузов. Сер. физ. 2013. Т. 56. № 8/2. С. 177–179.
- [11] Шетилко Е.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2002. Т. 45. № 1. С. 26–32.
- [12] Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. М.: Наука, 1979. 384 с.