

ПРИМЕНЕНИЕ РАДИОТЕХНИКИ И ЭЛЕКТРОНИКИ В БИОЛОГИИ И МЕДИЦИНЕ

УДК 53.083.2

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОПОЛЕВАЯ ТОМОГРАФИЯ

© 2020 г. П. А. Кобрисев^{а, *}, А. В. Корженевский^а, С. А. Сапецкий^а, Т. С. Туйкин^а

^аИнститут радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая 11, стр. 7, Москва, 125009 Российская Федерация

*E-mail: mrkobrisev@gmail.com

Поступила в редакцию 30.05.2019 г.

После доработки 30.05.2019 г.

Принята к публикации 01.08.2019 г.

Рассмотрен метод электрополевой томографии, которому присущи некоторые уникальные свойства. Предложено решение проблемы детектирования полезного сигнала при взаимодействии исследуемого объекта с электромагнитным полем, которая обусловлена высокой погрешностью измерений, связанной с вариацией емкостей электродов и объекта относительно земли. С помощью численного моделирования показана реализуемость дифференциальных возбуждений измерений, позволяющих существенно снизить погрешность и повысить помехоустойчивость системы. Показано, что системы из восьми электродов достаточно для реконструкции изображения методом свертки и обратной проекции. При этом могут быть использованы как фазовые измерения, аналогично униполярной электрополевой томографии, так, в некоторых случаях, и амплитудные измерения.

DOI: 10.31857/S0033849420060170

ВВЕДЕНИЕ

Электрополевая томография (ЭПТ) – разновидность квазистатической электромагнитной томографии, позволяющая бесконтактно визуализировать пространственное распределение электрических свойств объекта. Она имеет несколько преимуществ по сравнению с другими разновидностями квазистатической электромагнитной томографии. Наряду с электроемкостной и магнитоиндукционной томографией она не требует контакта с объектом исследования в отличие от электроимпедансной томографии [1], что позволяет исключить проблемы точного позиционирования электродов и паразитных контактных явлений. Кроме того, электроимпедансный метод не позволяет получить томограмму черепа, поскольку слабопроводящая костная ткань препятствует проникновению электрического тока. Магнитоиндукционная томография (МИТ) справляется с подобной задачей [2, 3], однако отношение сигнал/шум страдает от помех со стороны электрического поля. Несмотря на конструктивную схожесть электрополевой и электроемкостной томографии [4], последняя непригодна для визуализации сред с электропроводностью более 0.1 См/м и, таким образом, не представляет интереса для биомедицины.

Электрополевая томография подразумевает зондирование объекта внешним электромагнитным полем. При взаимодействии объекта и электрической компоненты электромагнитного поля могут регистрироваться изменения фазы и амплитуды последнего. В работах [5, 6] представлен вариант с измерением сдвига фазы зондирующе-

го поля, обусловленного явлением релаксации Максвелла–Вагнера. Суть явления заключается в запаздывании перераспределения свободных носителей под действием зондирующего поля из-за конечной проводимости исследуемого объекта.

Экспериментальная реализация описанного метода продемонстрирована в работах [7, 8]. В многоэлектродной системе был использован униполярный способ возбуждения и регистрации параметров электрического поля, при котором все напряжения отсчитываются относительно общего провода – заземленного металлического экрана. Такой способ обладает определенным недостатком, выраженным в существенной погрешности измерения полезного сигнала по причине вариации емкостей электродов и самого объекта относительно земли.

В работе [9] показана возможность дифференциальных возбуждений и измерений для нивелирования описанных погрешностей. В дифференциальной схеме источник напряжения и регистратор подключаются симметрично к двум электродам измерительной системы каждый. При этом для реконструкции изображений могут быть использованы не только сдвиги фаз, но и относительные изменения амплитуды электрического поля, что подтверждается численным моделированием для системы из четырех электродов. Зона чувствительности для дифференциальных измерений может быть аппроксимирована эквипотенциальными линиями зондирующего поля. Этот факт позволяет использовать метод обратного проецирования для реконструкции изображений.

Для полной демонстрации реализуемости дифференциальной схемы включения электродов требуется моделирование многоэлектродной томографической системы. Именно это стало основной целью работы.

1. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Исторически доминирующее положение в численном моделировании квазистатических томографических систем занимает метод конечных элементов (МКЭ). Ввиду относительно высокой рабочей частоты в МИТ и ЭПТ предпочтительней использовать метод конечных разностей во временной области (Finite Difference Time Domain, FDTD), основанный на конечно-разностной аппроксимации дифференциальных уравнений Максвелла. Метод FDTD позволяет учитывать волновое распространение поля в отличие от метода МКЭ. Кроме того, последний может быть численно неустойчив, в частности, при моделировании границ проводящей и непроводящей сред. Метод FDTD лишен такого недостатка и обеспечивает численную стабильность и надежность результатов моделирования.

Исходными уравнениями для метода FDTD являются уравнения Максвелла (в дифференциальной форме):

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad \nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J}, \quad (1)$$

где \vec{E} – напряженность электрического поля, \vec{H} – напряженность магнитного поля, \vec{D} – индукция электрического поля, \vec{B} – индукция магнитного поля, \vec{J} – вектор плотности тока. Если среда линейная и не имеет дисперсии, то $\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E}$, $\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}$, $\vec{J} = \sigma \vec{E}$; где ϵ и μ – диэлектрическая и магнитная проницаемости, ϵ_0 и μ_0 – электрическая и магнитная постоянные, σ – удельная электропроводность среды. Оставшиеся два уравнения Максвелла для дивергенций удовлетворяются автоматически, если наложены корректные граничные условия соответствующим идеальному электрическому проводнику (Perfect Electrical Conductor, PEC): тангенциальное электрическое поле на границе равно нулю, то есть электромагнитные волны на 100% возвращаются в счетный объем. Типичными начальными условиями являются нулевые поля. В методе FDTD производные в уравнениях (1) аппроксимируются конечными разностями второго порядка, используя технику, разработанную К. Йи [10]. Следует упомянуть, что явные конечно-разностные схемы требуют специальных условий для устойчивой работы. Для метода FDTD это условие имеет вид:

$$\Delta t \leq 1/c \sqrt{(\Delta x)^{-2} + (\Delta y)^{-2} + (\Delta z)^{-2}}, \quad (2)$$

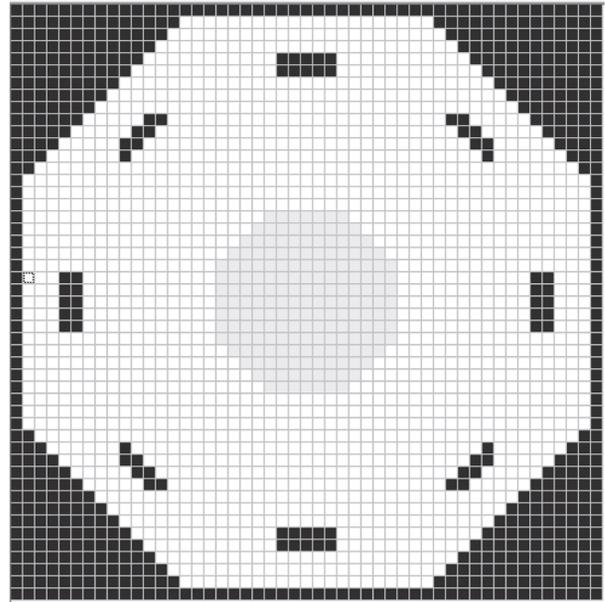


Рис. 1. Геометрия измерительной системы.

где c – скорость света в вакууме, Δx , Δy , Δz – параметры счетного объема. Обеспечение условия (2) является значительной проблемой при использовании метода в моделировании квазистатических систем, т.к. его выполнение требует чрезвычайно большого количества шагов по времени, если необходимо высокое пространственное разрешение, а конечное время моделирования должно перекрывать наиболее медленные релаксационные процессы в системе.

Моделирование было выполнено в программе¹ FDTDpro. Измерительная система представляет собой шестигранную камеру из проводника (проводимостью 10^6 См/м), внутрь которой помещены восемь (№ 1–№ 8) электродов с прямоугольным сечением из того же материала. В системе используется дипольное возбуждение электрического поля, при котором возбуждающий сигнал подводится к паре смежных электродов, а полезный сигнал регистрируется на всех оставшихся свободных парах смежных электродов. Размеры электродов, а также размеры зазора между стенкой и объектом и зазоров между электродами выбирались из соображений минимизации взаимных емкостных связей. К возбуждающим электродам подключены два противофазных источника напряжения, а к остальным – регистраторы разности потенциалов электрического поля. Исследуемый объект помещали в пространство между электродами. Геометрия измерительной системы представлена на рис. 1.

¹ Решение уравнений Максвелла методом FDTD [электронный ресурс]. Сайт Александра Зеленина. Режим доступа <http://zfdtd.narod.ru>.

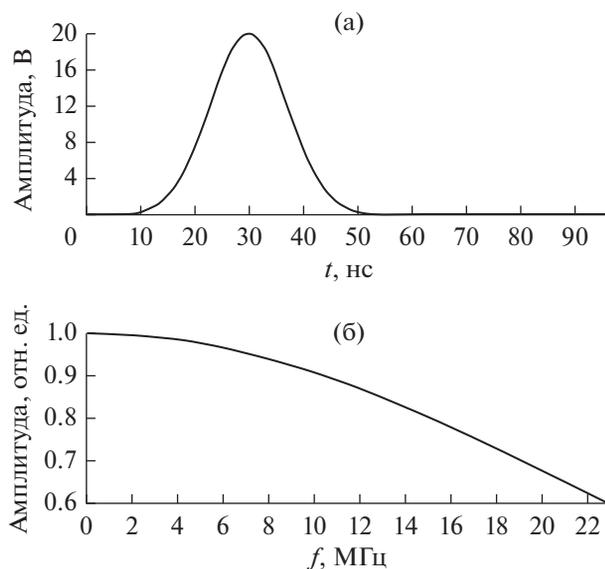


Рис. 2. Форма возбуждающего импульса напряжения (а) и его модуль спектра (б).

Возбуждение системы осуществлялось с помощью гауссова импульса напряжения, форма и спектр которого показаны на рис. 2. Такой сигнал возбуждения удобен тем, что всего за один прогон программы можно получить результаты в широком диапазоне частот с использованием преобразования Фурье при обработке данных. На частотах вблизи релаксационной частоты выбранной среды (примерно 21 МГц) импульс имеет достаточно большую спектральную амплитуду.

Метод измерений, используемый в работе, позволяет использовать для реконструкции изображений алгоритм фильтрации и взвешенного обратного проецирования вдоль линий максимальной чувствительности [5]. Пусть имеется опорный набор данных, соответствующих измерениям, проведенным в предыдущий момент времени. Тогда значение проводимости S (в условных единицах), присваиваемое точке реконструируемого изображения с полярными координатами r и θ может быть вычислено по формуле, описывающей процедуру обратного проецирования вдоль эквипотенциалов электрического поля:

$$S(r, \theta) = \sum_{i=0}^{N-1} W_i \left(r, \theta - \frac{2\pi}{N} i \right) \tilde{\lambda}_i(x) \Big|_{\Phi(x)=\Phi(r, \theta)}.$$

Здесь i – номер пары активных электродов (номер профиля), W_i – геометрический весовой фактор, обеспечивающий независимость чувствительности томографа от координаты точки внутри исследуемого пространства, $\tilde{\lambda}_i$ – результат линейной интерполяции функции дискретного аргумента $\tilde{\lambda}_i = u_r^i(j)/u_m^i(j) - 1$, где $u_m^i(j)$ – напряжение, измеренное на j -й паре электродов ($j = 2 \dots N - 2$, отсчет ведется от активной в данном измерении па-

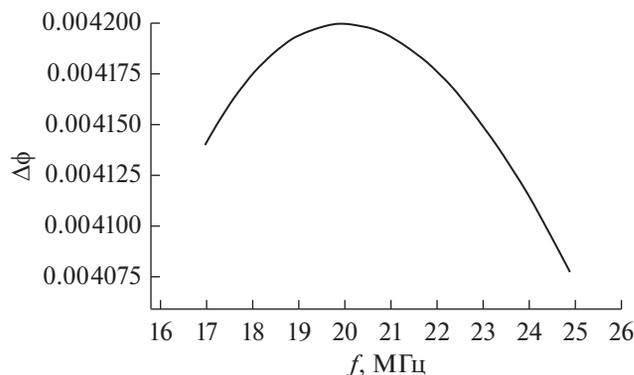


Рис. 3. Зависимость сдвига фаз, вносимого объектом, от частоты.

ры, которой соответствует $j = 0$), $u_r^i(j)$ – соответствующее напряжение из опорного набора данных; значение аргумента x ($0 < x < N$) определяется пересечением эквипотенциала электрического поля, проходящей через точку r , θ , с внешней границей объекта, $\Phi_i(x)$ – распределение потенциала вдоль границы объекта с однородной проводимостью. Весовой фактор W_i определяется путем приближенного аналитического решения прямой задачи для заданной конфигурации томографа в предположении об однородном распределении проводимости:

$$W(r, \theta) = \frac{8r_1^4 r_2^4 \sqrt{r_3^2 + 3 \sin^2 \theta_x}}{r_3^4 \sqrt{(r_1^2 + 3r^2 \sin^2 \theta)(r_2^2 + 3r^2 \sin^2(\theta - \theta_x))}}.$$

Он также может быть определен экспериментально.

2. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

В ходе численного моделирования была исследована зависимость вносимого объектом сдвига фазы от частоты сигнала при расположении объекта в центре системы. Для этого регистрируемые сигналы (опорный, без вносимого объекта и с внесенным объектом) подвергались преобразованию Фурье, полученные образы вычитались. На рис. 3 представлена зависимость сдвига фаз на паре электродов № 6 и 7. Максимум сдвига фаз находится вблизи релаксационной частоты среды.

В первую очередь для реконструкции изображения была использована модель с объектом в центре системы. На рис. 4 представлено изображение объекта на основе измеренных относительных амплитуд и фаз полезного сигнала на частоте 20.5 МГц, там же цифрами 1 и 8 показано расположение электродов № 1 и 8.

Далее, прежде чем перейти к визуализации неоднородных сред, было решено получить изображение компактного объекта сдвинутого относительно центра. На рис. 5а представлена сама

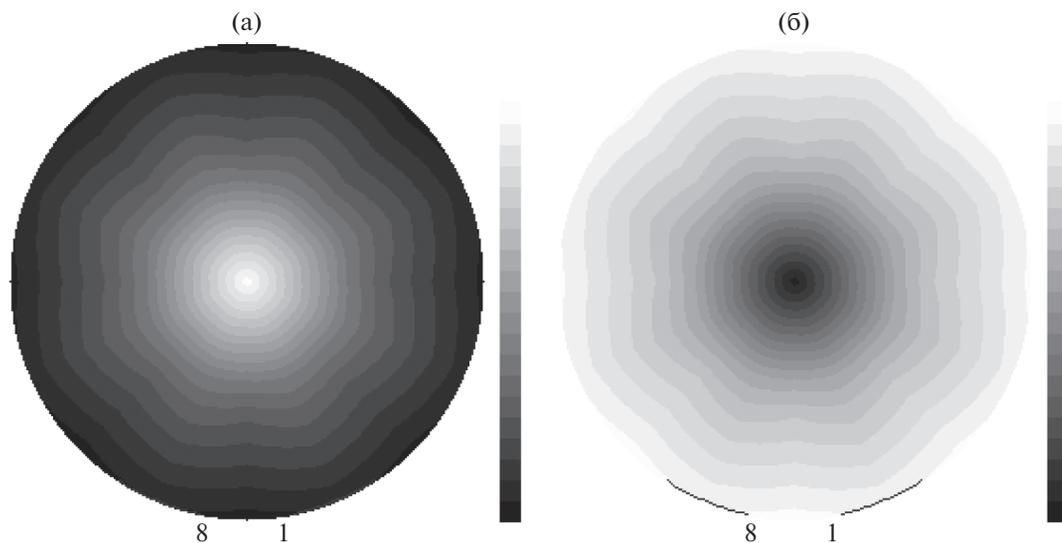


Рис. 4. Изображение объекта в центре системы: а – по значениям амплитуды сигнала, б – по значениям сдвига фаз.

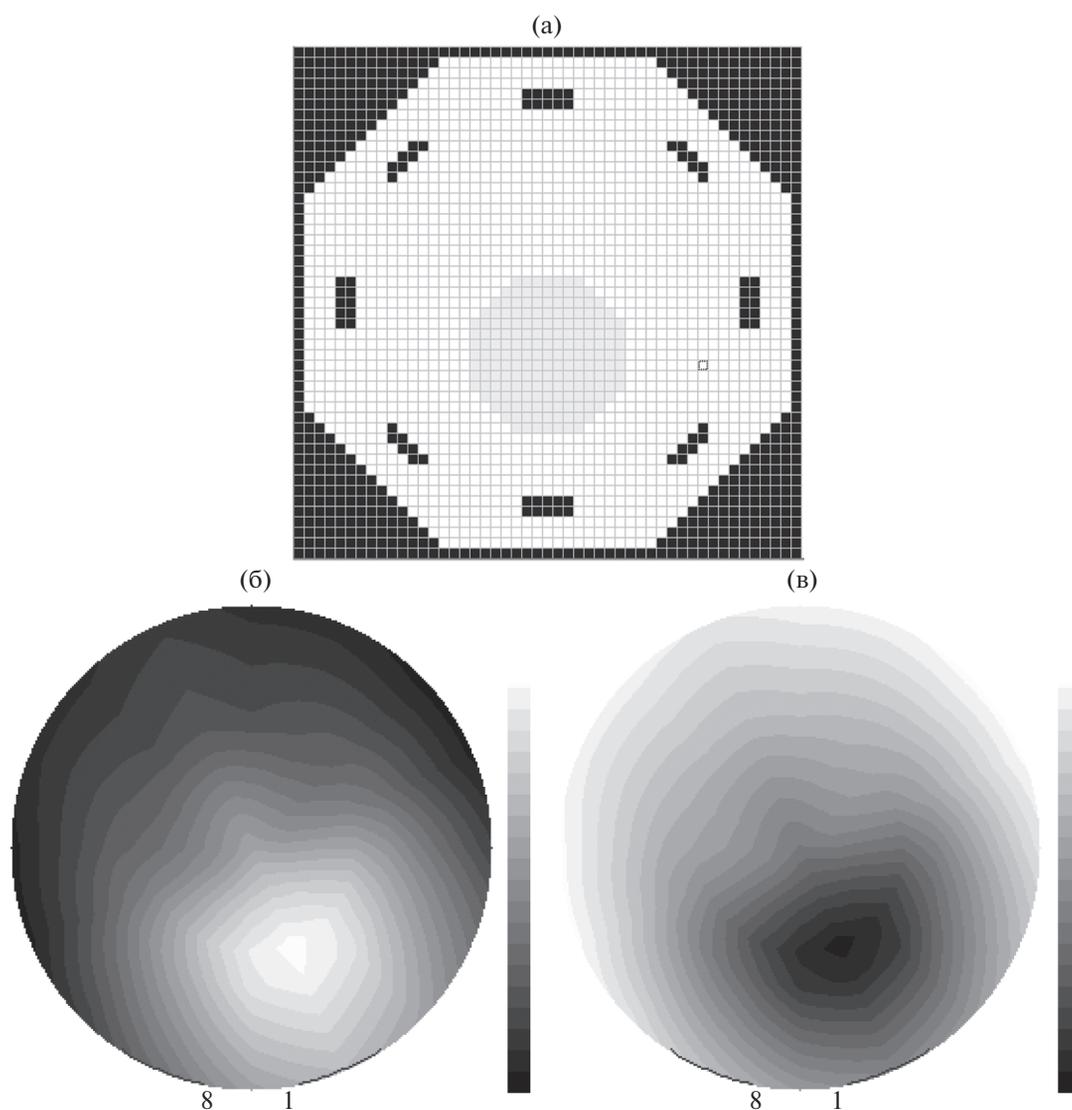


Рис. 5. Изображение объекта, смещенного относительно центра: а – модель измерений, б – реконструированное изображение по значениям относительных амплитуд, в – реконструированное изображение по значениям сдвига фаз.

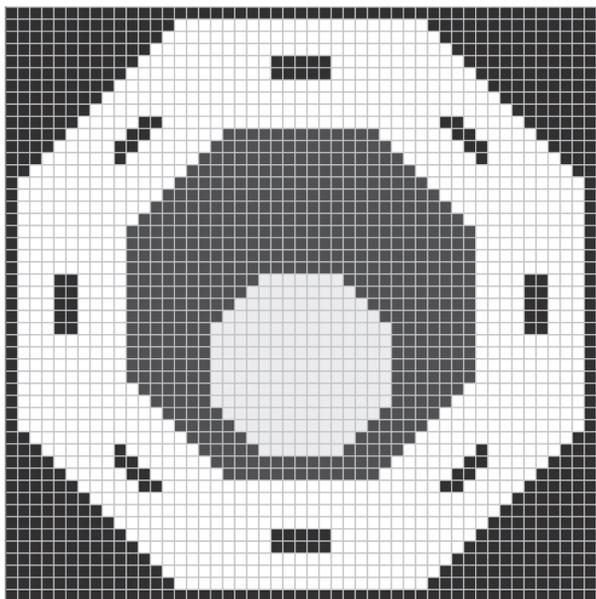


Рис. 6. Модель с проводящим объектом-включением на фоне менее проводящего цилиндра.

модель, а на рис. 5б и 5в изображены реконструированные изображения по значениям амплитуд и фаз сигнала соответственно.

Для получения томографического изображения протяженного объекта с неоднородным распределением электропроводности была использована модель, показанная на рис. 6.

Внутри слабопроводящего цилиндра с параметрами $\sigma = 0.001$ См/м и $\epsilon = 81$ помещен объект с

параметрами $\sigma = 0.1$ См/м и $\epsilon = 81$ со смещением относительно центра приблизительно на $1/3$ радиуса камеры. В качестве опорных данных применялась модель со слабопроводящим цилиндром без объекта включения, что на языке электроимпедансной томографии соответствует “динамической” визуализации. Результат реконструкции представлен на рис. 7. Если в качестве опорных данных были использованы результаты измерений в пустой системе (“статическая” визуализация), то удовлетворительный результат получается только для фазовых измерений (рис. 8). Из рис. 8 видно, что объект включения смещен к центру, в связи с этим необходимо доработать алгоритм реконструкции, а при проведении физического эксперимента увеличить количество электродов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате моделирования дифференциальной измерительной системы из восьми электродов удалось получить томографическое изображение проводящего объекта-включения на фоне менее проводящего цилиндра. При этом для статической томографии пригодны только фазовые измерения. Возмущения, создаваемые объектом, велики для амплитудных измерений. В связи с этим линейная модель не применима, и внутренняя структура теряется.

Следующим шагом в исследовании должно стать проведение физического эксперимента с установкой для электрополевой томографии. Суммарное количество электродов необходимо будет расширить до 16, это позволит увеличить количе-

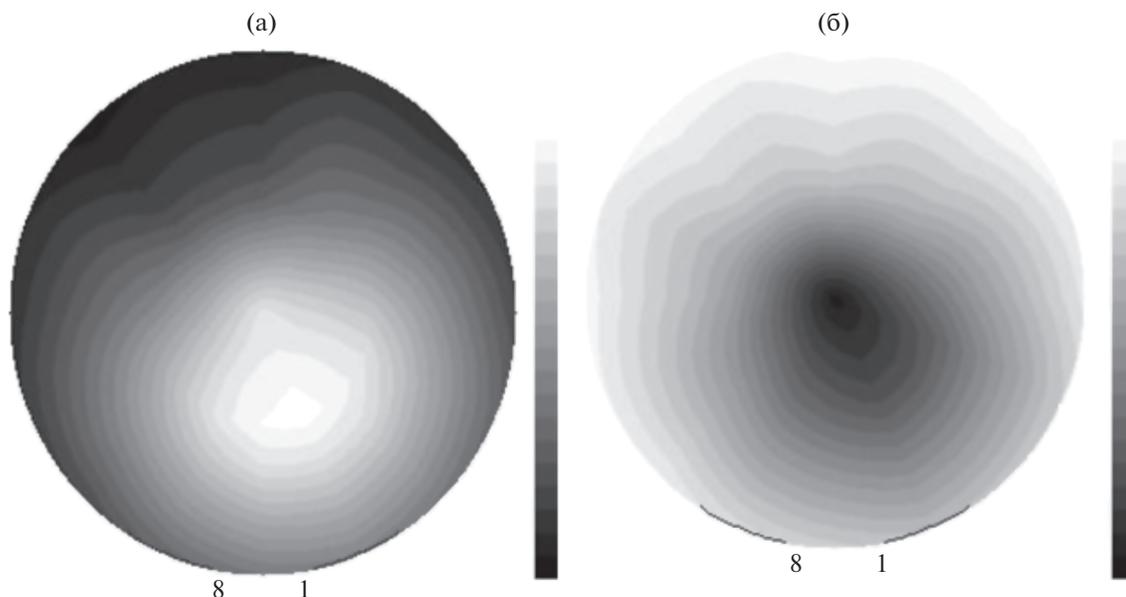


Рис. 7. Динамическая томография: а – по значениям амплитуды сигнала, б – по значениям сдвига фаз.

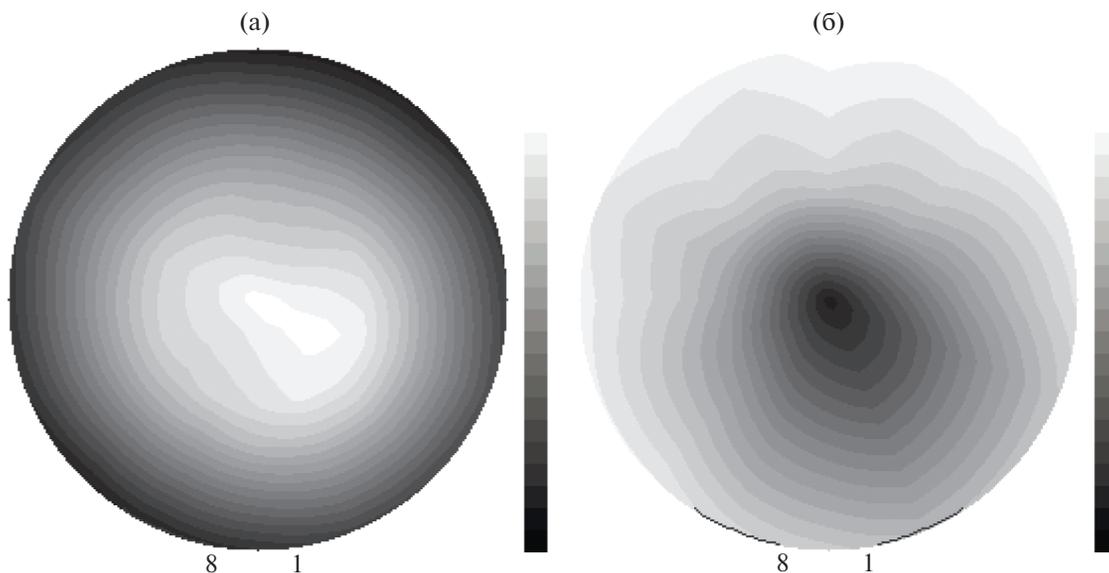


Рис. 8. Статическая томография: а – по значениям амплитуды сигнала, б – по значениям сдвига фаз.

ство данных для реконструкции и, как следствие, повысить разрешение изображения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания, частично поддержана РФФИ в рамках научного проекта № 18-29-02088.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Holder D.* Electrical Impedance Tomography: Methods, History and Applications. Bristol: Institute of Physics Publishing, 2005.
2. *Griffiths H.* // Meas. Sci. Technol. 2001. № 12. P. 1126.
3. *Korjnevsky A., Cherepenin V., Sapetsky S.* // Physiol. Meas. 2000. № 21. P. 89.
4. *Reinecke N., Mewes D.* // Meas. Sci. Technol. 1996. № 7. P. 233.
5. *Корженевский А.В.* // РЭ. 2004. Т. 49. № 6. С. 761.
6. *Korjnevsky A.V.* // Physiol. Meas. 2005. V. 26. № 2. P. S101.
7. *Korjnevsky A.V., Tuukin T.S.* // Physiol. Meas. 2010. V. 31. P. S127.
8. *Гуляев Ю.В., Корженевский А.В., Туйкин Т.С., Черепенин В.А.* // РЭ. 2010. Т. 55. № 9. С. 1132
9. *Корженевский А.В., Гуляев Ю.В., Корженевская Е.В.* // Журн. радиоэлектроники. 2018. № 10. <http://jre.cplire.ru/jre/oct18/19/text.pdf>.
10. *Yee K.S.* // IEEE Trans. 1966. V. AP-14. № 3. P. 302.