

Резонансные измерительные системы для ближнеполевой СВЧ-томографии биологических тканей*Д. В. Янин, А. Г. Галка, А. В. Костров*

В работе представлены резонансные измерительные системы для ближнеполевой СВЧ-томографии биологических тканей. Рассмотрены особенности их конструкции и описана методика глубинного подповерхностного зондирования. Изучен эффект «прижима», характеризующийся зависимостью показаний ближнеполевого измерительного датчика от силы его давления на поверхность биообъекта. Найдены конструктивные решения, позволяющие свести к минимуму негативное влияние «прижима» путем использования зондирующего элемента в виде краевой емкости цилиндрического конденсатора, внешняя обкладка которого оканчивается металлическим фланцем. Представлена электродинамическая модель измерительной системы. Изучены импедансные свойства зондирующего элемента в виде краевой емкости цилиндрического конденсатора с металлическим фланцем, контактирующей с поверхностью однородного и неоднородного по глубине полупространства. Разработана схема решения обратной задачи для системы датчиков с разными глубинами зондирования применительно к модели плоскостройной среды. Проведена экспериментальная апробация резонансных измерительных систем и развитого математического аппарата на примере задачи по обнаружению контрастных локализованных образований (неоднородностей) в однородной проводящей среде.

Ключевые слова: ближнеполевая СВЧ-томография, квазистатическое электрическое поле, ближнеполевая антенна, резонанс, диагностика, диэлектрическая проницаемость, проводимость, неоднородные среды, биологические ткани.

Ссылка: Янин Д. В., Галка А. Г., Костров А. В. // Успехи прикладной физики. 2019. Т. 7. № 2. С. 201.
Reference: D. V. Yanin, A. G. Galka, and A. V. Kostrov, Usp. Prikl. Fiz. 7 (2), 201 (2019).

Введение

В диагностике различных заболеваний важная роль принадлежит определению размеров, формы и структуры патологических изменений в биологических тканях. С этой целью традиционно используются рентгенологические и ультразвуковые методы исследова-

ования (УЗИ). Сегодня рентгенологические методы компьютерной томографии, особенно с применением контрастных веществ, являются фундаментом диагностики множества болезней, сопровождающихся морфологическими изменениями пораженного органа или его части. Однако с учетом действия на организм проникающей радиации, эти методы не могут быть отнесены в полной мере к неинвазивным (непроникающим). В свою очередь, ультразвуковое обследование (абсолютно безопасный, быстрый и информативный метод предварительной диагностики и контроля результатов лечения) в ряде случаев не позволяет установить диагноз и выявить патологические процессы. В частности, недостаточно хорошая визуализация имеет место у больных

Янин Дмитрий Валентинович, н.с., к.ф.-м.н.

Галка Александр Георгиевич, м.н.с.

Костров Александр Владимирович, зав. лаб., д.ф.-м.н.

Институт прикладной физики РАН.

Россия, 603950, г. Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46.

Тел. +7(831) 436-80-71.

E-mail: door_s@mail.ru

Статья поступила в редакцию 22 ноября 2018 г.

© Янин Д. В., Галка А. Г., Костров А. В., 2019

с избыточной массой тела. При этом результаты УЗИ существенно зависят от квалификации врача.

Современным и надёжным методом диагностики является магнитно-резонансная томография (МРТ), которая в настоящее время уникальна и практически не имеет аналогов при исследованиях заболеваний центральной нервной системы, позвоночника, мышечно-суставной системы.

В последнее десятилетие достигнуты значительные успехи в области оптической когерентной томографии (ОКТ), однако малая глубина проникновения оптического излучения существенно сужает область ее применения.

Перечисленные методы визуализации биологических тканей отличаются друг от друга, в первую очередь, физической природой зондирующего излучения. Для компьютерной и оптической когерентной томографии это соответственно рентгеновское и оптическое излучение; УЗИ использует ультразвуковые волны; магниторезонансная томография основана на измерении электромагнитного отклика ядер атомов водорода на возбуждение их определённой комбинацией электромагнитных волн в постоянном магнитном поле высокой напряжённости. Наблюдаемая структура определяется свойством тканей рассеивать и поглощать соответственно рентгеновское, оптическое и ультразвуковое излучение; МРТ проводит визуализацию на основе насыщенности тканей организма водородом и изменения их магнитных свойств в зависимости от окружения разными атомами и молекулами. У каждого метода своя область применения, и ни один из них не обладает универсальными возможностями.

Однако в медицине имеется класс заболеваний, ранняя диагностика которых не может быть выполнена с помощью существующих методов визуализации биологических тканей из-за слабого контраста. В первую очередь, к этим заболеваниям стоит отнести онкологические новообразования, в частности, диффузных новообразований щитовидной железы, рак молочной железы у женщин, опухолевый процесс при жировой инвазии, злокачественные новообразования кожи с определением уровня инвазии. Также актуальным является

диагностики рубцовых процессов в реконструктивной и пластической хирургии, оценки жизнеспособности тканей при травмах и ожогах и т. д.

В настоящее время одним из перспективных, но малоизученных методов диагностики биологических тканей является резонансная ближнеполюсная сверхвысокочастотная томография (СВЧ-томография). Данный метод позволяет визуализировать распределения диэлектрической проницаемости и проводимости биологических тканей без разрушающего их непосредственного физического воздействия. Возможность применения резонансной ближнеполюсной СВЧ-томографии в диагностических целях обусловлена тем, что при формировании патологических изменений в биологических тканях происходит отчетливый сдвиг их электродинамических характеристик (т. е. диэлектрической проницаемости и проводимости). Преимуществом резонансной ближнеполюсной СВЧ-томографии является возможность исследования очагов заболевания, имеющих слишком слабый контраст для традиционных способов ультразвукового, рентгеновского и оптического зондирования.

В рамках резонансной ближнеполюсной томографии подповерхностная структура комплексной диэлектрической проницаемости объекта восстанавливается по результатам измерения импедансов расположенных на ее поверхности электрически малых антенн, имеющих разный масштаб локализации зондирующего квазистатического электрического поля. Среда, находящаяся в ближнем поле зондирующей электрически малой антенны, оказывает влияние на ее импеданс. Если антенна включена в качестве нагрузки в резонансную систему, то по смещению резонансной частоты и изменению добротности можно судить об интегральных электродинамических характеристиках среды вблизи антенного устройства. При зондировании объекта антенной с глубиной зондирования h_1 результаты измерений отражают интегральные свойства среды в приповерхностном слое толщиной порядка h_1 . Для антенны с глубиной зондирования $h_2 > h_1$ определяются интегральные свойства среды в приповерхностном слое уже с большей толщиной h_2 и т. д. Следовательно, варьируя точку измерения и зная

отклики измерительных систем с разными глубинами зондирования, можно, в принципе, восстановить глубинную структуру неоднородной среды. Однако эта обратная задача ближнепольной томографии неоднородного полупространства в общем случае чрезвычайно сложна, является некорректной и требует применения методов регуляризации, основанных на использовании дополнительной априорной информации о точном решении. В частности, применительно к биологическим тканям эту задачу можно существенно упростить, описывая проникающие в биологическую ткань электромагнитные поля в рамках приближения квазистатики.

Очевидно, что для экспериментальной реализации резонансной ближнепольной СВЧ-томографии биологических тканей первоочередной задачей является разработка резонансных измерительных систем, обладающих необходимой глубиной чувствительностью и разрешающей способностью, которые определяются типом зондирующего элемента (электрически малой антенны), его геометрическими размерами и параметрами резонатора. Конфигурация измерительных систем зависит от специфики диагностируемых объектов.

Целью данной работы является представление результатов исследований, являющихся подготовительной работой для экспериментальной реализации ближнепольной СВЧ-томографии биологических тканей, в частности, кожи.

Измерительная емкость. Эффект «прижима»

При разработке диагностических датчиков для изучения биологических тканей методом ближнепольной СВЧ-томографии необходимо учитывать их специфику и, в частности, эффект «прижима», обусловленный механическим контактом ближнепольной антенны (измерительной емкости) с поверхностью биообъекта.

Эффект «прижима» можно охарактеризовать как зависимость показаний датчика от силы давления его на поверхность изучаемого объекта. Данный факт имеет место при ближнепольных измерениях и оказывает негативное влияние на точность и повторяемость измерений, которая крайне важна при глубин-

ном сканировании объекта, по результатам которого определяется его внутренняя структура.

Эффект «прижима», в принципе, можно связывать с контактной емкостью, определяемой зазором между измерительным конденсатором и поверхностью исследуемого объекта. Контактная емкость входит в состав нагрузки на конце резонатора. При независимых измерениях и субъективном контроле «прижима» вариации силы давления датчика на объект приводят к вариации величины зазора и, как следствие, к изменению показаний диагностической системы. Однако оценки показывают, что контактный зазор и соответствующий ему емкостной импеданс при исследовании биологических тканей крайне мал и не может вызвать заметной ошибки в измерениях. Контактная емкость играет роль для твердых сред, имеющих неровную либо шероховатую поверхность, вследствие чего при измерениях возникает воздушный зазор между объектом и измерительной частью датчика. Таким образом, эффект «прижима» в случае биологических сред определяется причинами, не связанными с контактной емкостью.

Кожа человека представлена тремя слоями. Самым верхним (внешним) слоем является эпидермис, толщина которого на разных участках тела отличается. В зависимости от этого, кожу классифицируют на толстую (на подошвах, ладонях) и тонкую (на остальных частях тела). Эпидермис состоит, в свою очередь, еще из пяти слоев и не содержит кровеносных сосудов. Следующий слой – дерма, она представлена двухслойной соединительной тканью. Самый глубокий слой – гиподерма или подкожно-жировая клетчатка. В подлежащих коже тканях могут располагаться мышцы или кости. Мягкие и упругие ткани легко деформируются, при этом меняется их толщина, плотность и влагосодержание. В частности, если под исследуемой областью присутствует костная ткань, то изменение силы «прижима» приведет к изменению расстояния до поверхности кости. Таким образом, механическое воздействие датчика на биологическую ткань вызывает изменение ее внутренней структуры.

Пути решения данной проблемы зависят от постановки конкретной задачи. В общем случае при сканировании неоднородной

структуры мягких тканей системой резонансных датчиков с разными глубинами зондирования необходимо, чтобы измерительные системы имели одинаковую площадь соприкосновения с объектом и одинаковую силу «прижима» (к примеру, под собственным весом).

При исследовании однородных биологических тканей или тонких приповерхностных слоев кожи, для которых деформация несущественна, необходимо, чтобы глубины зондирования датчиков не превышали толщину исследуемой области. В этом случае деформация нижележащих слоев не будет сказываться на результатах измерений.

Эффект «прижима» также связан с конструктивными особенностями измерительной емкости датчика и структурой ее электрического поля. Традиционно, в качестве измерительного зонда при изучении биологических тканей используется открытый конец коаксиального кабеля. Измеряя модуль и фазу коэффициента отражения от такого датчика на разных частотах при контакте с поверхностью изучаемого объекта, можно определить его диэлектрическую проницаемость и проводимость [1–4].

Как показали эксперименты, диагностика электродинамических характеристик биологических тканей с помощью открытого конца коаксиально кабеля крайне нежелательна. В такой конфигурации часть силовых линий электрического поля, берущих начало на тор-

це центрального проводника, замыкаются на внешнюю поверхность оплетки коаксиала. Поэтому измерительная емкость не ограничивается торцом коаксиальной линии. При исследовании мягких тканей происходит неизбежная деформация поверхности (датчик как бы погружается вглубь среды), величина которой меняется в зависимости от силы давления датчика. При разной деформации меняется область заполнения электрического поля средой a , следовательно, и импеданс измерительной емкости. Поэтому необходимо, чтобы электрическое поле открытого конца коаксиала было сосредоточено исключительно на торце. Данное требование можно выполнить путем увеличения толщины оплетки коаксиала или в конфигурации, где внешний проводник коаксиальной линии на торце оканчивается металлическим фланцем.

На рис. 1 представлена структура поля открытого конца коаксиальной линии при разной толщине внешнего проводника, рассчитанная с помощью метода FDTD [5]. Радиусы внутреннего и внешнего проводников равнялись соответственно 3,5 мм и 3,75 мм, толщина внешнего проводника принималась 0,25 мм или 7,5 мм. Численный анализ коэффициента отражения показывает, что толщину оплетки (или размеры фланца) необходимо делать величиной, которая не менее двух радиусов центральной жилы коаксиального кабеля.

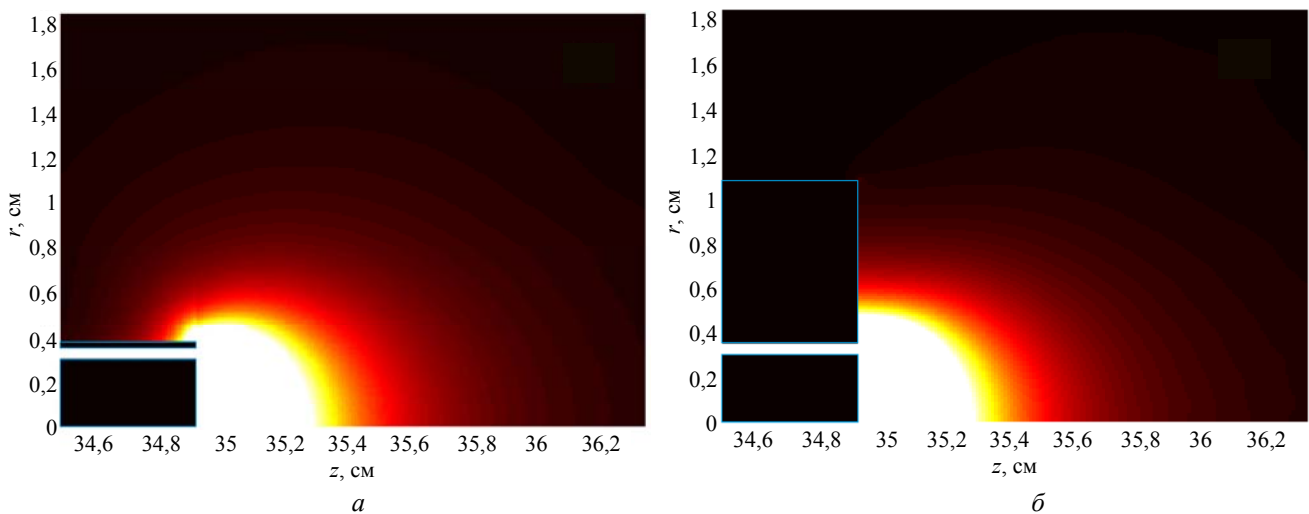


Рис. 1. Структура поля открытого конца коаксиального кабеля при разной толщине D внешнего проводника: (а) $D = 0,25$ мм, (б) $D = 7,5$ мм. Радиусы внутреннего и внешнего проводников соответственно 3,5 мм и 3,75 мм.

С точки зрения электродинамики, емкость открытого конца коаксиального кабеля эквивалентна краевой емкости цилиндрического конденсатора при условии, что его длина существенно превосходит расстояние между обкладками. Использование такой измерительной емкости наиболее предпочтительно для резонансной ближнепольной СВЧ-томографии биологических тканей в силу простоты включения данного элемента в резонатор и возможности реализации глубин зондирования в доли миллиметра, что необходимо для диагностики кожи.

Поэтому в качестве зондирующего элемента (ближнепольной антенны) в разрабатываемых для диагностики тканей кожи датчиках целесообразно выбрать краевую емкость цилиндрического конденсатора, внешняя обкладка которого оканчивается металлическим фланцем. Характерный масштаб локализации его электрического поля зависит от расстояния между внешним и центральным проводниками. Применительно к ближнепольной томографии кожи глубины зондирования датчиков не должны превышать толщину кожного покрова, площадь торца измерительного конденсатора должна быть одинакова. Реализация данных требований позволяет практически исключить негативное влияние эффекта «прижима».

Резонансные измерительные системы для исследования биологических тканей

На рис. 2 показана ближнепольная измерительная система для ближнепольной СВЧ-

томографии тканей кожи, представляющая собой СВЧ-резонатор в виде отрезка коаксиальной линии с фторопластовым заполнением, на одном конце которого находится нагрузка, включающая в себя зондирующую электрически малую антенну (измерительную ёмкость C_x). На противоположном конце расположена магнитная рамка диаметром 0,5 см. Для этого центральный проводник коаксиальной линии замыкается на экран, образуя индуктивную нагрузку. Возбуждение резонатора и прием его отклика осуществляется при помощи петель магнитной связи, расположенных вблизи магнитной рамки резонатора.

В качестве измерительной емкости C_x использовалась краевая емкость цилиндрического конденсатора с фторопластовым заполнением. Без учёта краевого эффекта емкость цилиндрического конденсатора равна C_k . Внешняя обкладка конденсатора оканчивается плоским металлическим фланцем. Торцы цилиндрического конденсатора с плоским металлическим фланцем прикладываются к поверхности исследуемой среды. Глубина зондирования системы определяется расстоянием между внешней и внутренней обкладками конденсатора.

Коррекция резонансной характеристики системы для конкретной исследуемой среды осуществляется при помощи индуктивности L_x , включённой параллельно с C_x . Наличие вещества в области краевого квазистатического поля цилиндрической емкости приводит к изменению резонансной частоты и добротности системы.

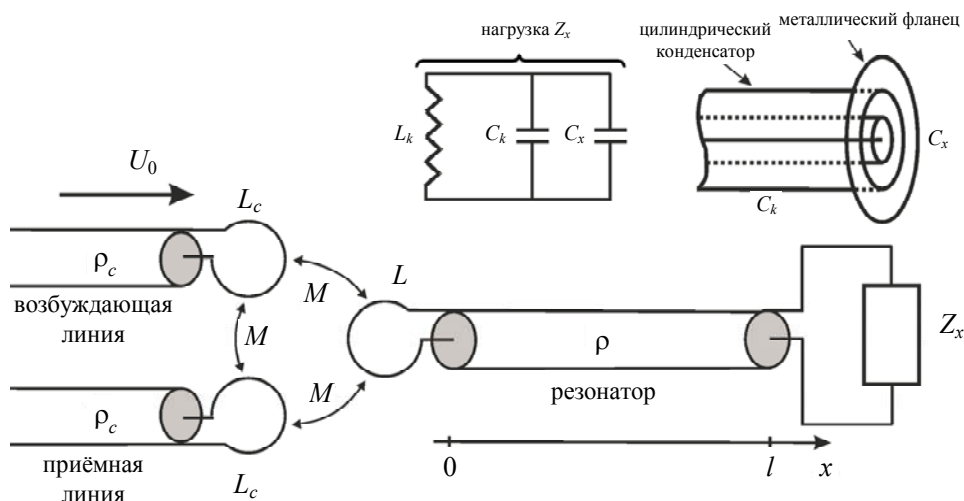


Рис. 2. Схема ближнепольной измерительной системы.

Собственная резонансная частота измерительной системы выбирается в диапазоне 500–800 МГц, характерная добротность оказывается порядка 300–500. Внешний вид датчика показан на рис. 3.



Рис. 3. Внешний вид резонансных датчиков.

Схема включения диагностического датчика следующая. В качестве источника высокочастотных колебаний, подводимых к измерительным системам, используется свип-генератор в виде быстродействующего синтезатора частот на основе однопетлевой системы ФАПЧ. Это позволяет повысить точность установки и стабильность частоты до уровня, определяемого задающим кварцевым генератором (лучше 10^{-4}). Управление свип-генератором осуществляется программным образом от компьютера. В программе задаются начальные и конечные точки свипирования частоты в пределах диапазона частот 500–900 МГц с разрешением 10 кГц, шаг перестройки частоты, кратный 10 кГц, а также время свипирования от 5 мс до 1 с. Свип-генератор имеет выход синхроимпульса для синхронизации внешних устройств. Импульс начинается синхронно с началом свипирования частоты и заканчивается с окончанием свипирования. Питание всех узлов свип-генератора производится от компьютера через шину USB. Потребляемая мощность не превышает 0,7 Вт.

Высокочастотный сигнал с зонда подается на систему детектирования и фильтрации сигнала. Выделенный резонансный пик поступает на систему оцифровки аналогового низкочастотного сигнала. Для передачи информации от измеряющего устройства к персональному компьютеру с целью дальнейшей обработки и определения параметров резонансной харак-

теристики датчиков используется скоростной универсальный восьмиканальный аналогово-цифровой преобразователь (АЦП) USB3000.

Математическое описание работы резонансных измерительных систем для исследования биологических тканей

Электродинамическая модель резонансного датчика, согласно [6, 7], сводится к решению системы телеграфных уравнений для комплексных амплитуд тока и напряжения в резонаторе:

$$\begin{cases} \frac{dU}{dx} = -i\omega L_0 I + E\delta(x+0), \\ \frac{dI}{dx} = -i\omega C_0 U \end{cases} \quad (1)$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} U|_{x=0} = Z_L I|_{x=0}, \quad U|_{x=l} = Z_x I|_{x=l}, \\ Z_L = i\omega L. \end{aligned} \quad (2)$$

В выражениях (1)–(2) введены следующие обозначения: L_0 и C_0 – погонная индуктивность и емкость передающей линии, образующей резонатор; $1/\sqrt{L_0 C_0} = c$, c – скорость распространения электромагнитной волны в передающей линии, $\sqrt{L_0 / C_0} = \rho$, ρ – волновое сопротивление линии резонатора; $E = -i\omega M(I_2 + I_3)$ – ЭДС взаимной индукции в резонаторе; M – коэффициент взаимной индукции между петлями связи и резонатором; I_2 и I_3 – комплексные амплитуды токов соответственно в передающей и приемной петлях связи; L и Z_L – соответственно индуктивность и импеданс магнитной рамки резонатора.

Индуктивное сопротивление петель связи ωL_c мало по сравнению с волновым сопротивлением коаксиального кабеля ρ_c приёмной и передающей линий ($\omega L_c \ll \rho_c$), L_c близка по величине к M , волновое сопротивление ρ порядка ρ_c . В соответствии с этим, учитывая наводимую ЭДС в передающей петле связи в виде $-i\omega M I|_{x=0} / \rho_c$, можно получить выражения для токов I_2 и I_3 :

$$I_2 = 2I_0 - i \frac{\omega M}{\rho_c} I \Big|_{x=0},$$

$$I_3 = -i \frac{\omega M}{\rho_c} I \Big|_{x=0}, \quad I_0 = i \frac{U_0}{\rho_c} \tag{3}$$

где I_0 и U_0 – амплитуды тока и напряжения зондирующей волны в возбуждающей линии.

Нагрузка Z_x представляет собой параллельное соединение индуктивности L_x , при помощи которой осуществляется коррекция резонансной характеристики системы, емкости цилиндрического конденсатора C_k без учёта краевого эффекта и краевой измерительной ёмкости C_x (см. рис. 2). Величина емкости C_x зависит от комплексной диэлектрической проницаемости ϵ изучаемого объекта:

$$Z_x = \left(i\omega L_x + \frac{1}{i\omega C_k} + \frac{1}{i\omega C_x(\epsilon)} \right)^{-1}. \tag{4}$$

Нагрузку на конце резонатора Z_x будем представлять в виде суммы двух слагаемых: $Z_x = Z_x^{(0)} + Z_x^{(1)\infty}$, где $Z_x^{(0)}$ – импеданс нагрузки на собственной резонансной частоте датчика при отсутствии неоднородной среды (при этом $\epsilon = 1$); $Z_x^{(1)}$ – поправка к импедансу, появляющаяся при наличии среды в окрестности краевой измерительной ёмкости C_x , $Z_x^{(1)} \ll \rho$.

Из системы (1)–(3) можно получить уравнения для I :

$$\frac{d^2 I}{dx^2} + \frac{\omega^2}{c^2} I = 2i \frac{\omega^2 M^2}{\rho \rho_c} \frac{\omega}{c} I \delta(x-0) - 2 \frac{\omega M}{\rho} \frac{\omega}{c} I_0 \delta(x-0) \tag{5}$$

с граничными условиями

$$i\rho \frac{c}{\omega} \frac{dI}{dx} \Big|_{x=0} = Z_L I \Big|_{x=0}. \tag{6}$$

$$i\rho \frac{c}{\omega} \frac{dI}{dx} \Big|_{x=l} = Z_x I \Big|_{x=l} + Z_x^{(1)} I \Big|_{x=l}. \tag{7}$$

Решение задачи (5)–(7) на частотах ω , близких к собственной резонансной частоте

датчика ω_0 , ($\omega = \omega_0(1 + \Delta\omega/\omega_0)$, $|\Delta\omega| \ll \omega_0$) будем искать в виде асимптотического ряда по малому параметру γ :

$$I = I^{(0)} + I^{(1)} + I^{(2)} \dots,$$

$$U = U^{(0)} + U^{(1)} + U^{(2)} \dots, \tag{8}$$

$$\gamma \sim \max \left\{ \frac{\Delta\omega}{\omega_0}, \left(\frac{Z_x^{(1)}}{\rho} \right), \left(\frac{\omega M}{\rho} \right)^2, \left(\frac{\omega M}{\rho_c} \right)^2, \left| \frac{I_0}{I_1} \right| \right\} \ll 1, \tag{9}$$

где $I^{(j)}$ и $U^{(j)}$ – члены асимптотического разложения тока и напряжения.

Импеданс магнитной рамки резонатора будем представлять в виде:

$$Z_L = Z_L^{(0)} (1 + \Delta\omega/\omega_0), \quad Z_L^{(0)} = i\omega_0 L. \tag{10}$$

После подстановки (8) и (10) в (5)–(7) в нулевом порядке малости по γ имеем выражение:

$$I^{(0)} = \bar{I} \cos\left(\frac{\omega_0}{c} x + \psi\right), \quad \psi = -\arctg\left(i \frac{Z_L^{(0)}}{\rho}\right),$$

$$\omega_0 = \frac{c}{l} \left(\arctg\left(i \frac{Z_x^{(0)}}{\rho}\right) - \psi + \pi(n-1) \right), \quad n \in N. \tag{11}$$

Число n соответствует номеру моды, возбуждаемой в резонаторе.

В первом же порядке малости по γ уравнение (5) и граничные условия (6), (7) записываются в виде:

$$\frac{d^2 I^{(1)}}{dx^2} + \frac{\omega_0^2}{c^2} I^{(1)} = 2i \frac{\omega_0}{c} \alpha \alpha_c I^{(0)} \delta(x-0) - 2 \frac{\omega_0^2}{c^2} \delta\omega I^{(0)} - 2\alpha \frac{\omega_0}{c} I_0 \delta(x-0) \tag{12}$$

$$i\rho \frac{c}{\omega_0} \frac{dI^{(1)}}{dx} \Big|_{x=0} = Z_L^{(0)} I^{(1)} \Big|_{x=0} + Z_L^{(0)} \delta\omega I^{(0)} \Big|_{x=0} + i\rho \frac{c}{\omega_0} \delta\omega \frac{dI^{(0)}}{dx} \Big|_{x=0} \tag{13}$$

$$i\rho \frac{c}{\omega_0} \frac{dI^{(1)}}{dx} \Big|_{x=l} = Z_x^{(0)} I^{(1)} \Big|_{x=l} +$$

$$+ Z_x^{(1)} I^{(0)} \Big|_{x=l} + i\rho \frac{c}{\omega_0} \delta\omega \frac{dI^{(0)}}{dx} \Big|_{x=l}. \quad (14)$$

В выражениях (12)–(14) введены следующие обозначения: $\delta\omega = \Delta\omega/\omega_0$, $\alpha = \omega_0 M/\rho$, $\alpha_c = \omega M/\rho c$. Слагаемые

$$Z_L^{(0)} \delta\omega I^{(0)} \Big|_{x=0} + i\rho \frac{c}{\omega_0} \delta\omega \frac{dI^{(0)}}{dx} \Big|_{x=0};$$

$$Z_x^{(1)} I^{(0)} \Big|_{x=l} + i\rho \frac{c}{\omega_0} \delta\omega \frac{dI^{(0)}}{dx} \Big|_{x=l} \quad \text{в (13) и (14)}$$

можно рассматривать как сосредоточенные ЭДС соответственно при $x=0$ и $x=l$. С учётом этого, задача (12–14) для $I^{(1)}$ переписывается эквивалентном виде:

$$\frac{d^2}{dx^2} I^{(1)} + \left(\frac{\omega_0}{c}\right)^2 I^{(1)} = F_1(x), \quad (15)$$

$$F_1(x) = -2\delta\omega \frac{\omega_0^2}{c^2} I^{(0)} + 2i\alpha\alpha_c \frac{\omega_0}{c} I^{(0)} \delta(x) -$$

$$- 2\alpha \frac{\omega_0}{c} I_0 \delta(x) - \delta\omega \frac{dI^{(0)}}{dx} \delta(x) +$$

$$+ i \frac{\omega_0}{c} \frac{Z_L^{(0)}}{\rho} \delta\omega I^{(0)} \delta(x) - \delta\omega \frac{dI^{(0)}}{dx} \delta(x-l) +$$

$$+ i \frac{\omega_0}{c} \frac{Z_x^{(1)}}{\rho} I^{(0)} \delta(x-l)$$

$$(16)$$

с граничными условиями

$$i\rho \frac{c}{\omega_0} \frac{dI^{(1)}}{dx} \Big|_{x=0} = Z_L^{(0)} I^{(1)} \Big|_{x=0}, \quad (17)$$

$$i\rho \frac{c}{\omega_0} \frac{dI^{(1)}}{dx} \Big|_{x=l} = Z_x^{(0)} I^{(1)} \Big|_{x=l}.$$

Согласно теореме Фредгольма об альтернативе, граничная задача (15)–(17) имеет решение только при условии «ортогональности» правой части $F_1(x)$ собственному решению (11) однородного уравнения, то есть когда справедливо равенство:

$$\int_0^l F_1(x) \cos\left(\frac{\omega_0}{c} x + \psi\right) dx = 0. \quad (18)$$

После подстановки $F_1(x)$ в (18) и интегрирования по x получаем резонансную характеристику для тока в резонаторе:

$$\frac{\bar{I}}{I_0} =$$

$$= \frac{2\alpha \cos(\psi)}{-\delta\omega\beta + i \frac{Z_x^{(1)}}{\rho} \cos^2\left(\frac{\omega_0}{c} l + \psi\right) + 2i\alpha\alpha_c \cos^2(\psi)} \quad (19)$$

где $\beta = \frac{\omega_0}{c} l + \frac{1}{2} \sin(2\psi)$.

Следуя работе [8], введём понятие коэффициента прохождения как квадрат отношения амплитуд тока I_2 в приёмной и I_0 в передающей петле связи: $\Gamma = |I_2 / I_0|^2$. Используя (3) и (19), нетрудно получить это значение в следующем виде:

$$\Gamma = \frac{1}{Q_0^2 (\delta\omega + \text{Im} q)^2 + (1 + Q_0 \text{Re} q)^2}, \quad (20)$$

где $Q_0 = \frac{1}{2\alpha\alpha_c\beta \cos^2\psi}$ – собственная добротность,

$q = \frac{1}{\beta} \frac{Z_x^{(1)}}{\rho} \cos^2\left(\frac{\omega_0}{c} l + \psi\right)$.

Выражение (20) представляет собой уравнение резонансной кривой датчика. Параметр q определяется поправкой $Z_x^{(1)}$ к импедансу нагрузки на конце резонатора. В зависимости от электродинамических свойств среды действительная и мнимая часть параметра q , согласно (20), определяет относительный сдвиг резонансной частоты $\delta\omega$ и величину сигнала $\max(\Gamma)$ при резонансе:

$$\delta\omega = -\text{Im} q, \quad \max(\Gamma) = \frac{1}{(1 + Q_0 \text{Re} q)^2}. \quad (21)$$

С помощью выражений (20) по параметрам резонансной характеристики датчика можно определить импеданс измерительной емкости при контакте с исследуемым объектом. Для получения информации об электродинамических параметрах объекта необходимо получить связь между импедансом измерительной емкости и комплексной диэлектрической среды.

Краевая емкость цилиндрического конденсатора

Рассмотрим цилиндрический конденсатор в виде двух проводящих коаксиальных цилиндров радиусами r_1 и r_2 ($r_2 > r_1$). Внешняя обкладка конденсатора на одном из торцов оканчивается металлическим фланцем. Пространство между обкладками заполнено средой с диэлектрической проницаемостью ε_c . Распределение электрического поля в такой системе без учёта краевых эффектов на торцах цилиндров хорошо известно. В плоскости поперечного сечения конденсатора радиальные линии представляют собой силовые линии электрического поля, концентрические окружности – линии равного потенциала. Электрическое поле вне конденсатора равно нулю.

Если σ_c – поверхностная плотность заряда на центральном цилиндре ($\sigma_c = \text{const}$), то разность потенциалов ΔU между обкладками и радиальное электрическое поле E_c выражаются в следующем виде:

$$\Delta U = \frac{4\pi\sigma_c r_1}{\varepsilon_c} \ln(r_2 / r_1), \quad (22)$$

$$E_c = \frac{1}{\ln(r_2 / r_1)} \frac{\Delta U}{r}. \quad (23)$$

Ёмкость на единицу длины конденсатора определяется выражением:

$$C_c = \frac{\varepsilon_c}{2 \ln(r_2 / r_1)}. \quad (24)$$

Учёт краевого эффекта приводит к изменению распределения поля в окрестности торца конденсатора. Во-первых, наличие электрического заряда на металлическом фланце и торце центрального проводника приводит к появлению электрического поля вне конденсатора. Во-вторых, внутри конденсатора наблюдается усиление поля вблизи торца с увеличением поверхностной плотности заряда на внешней и центральной обкладке и появление аксиальной компоненты электрического поля. Дополнительная плотность заряда на торце конденсатора и внутри конденсатора определяют величину краевой емкости C_x . Для ее определения необходимо найти электриче-

ское поле цилиндрического конденсатора, обусловленное краевым эффектом. Чтобы исключить взаимное влияние торцов конденсатора друг на друга будем предполагать, что длина цилиндрического конденсатора неограниченна. Именно такая модель наиболее приближена к случаю, когда зазор между обкладками существенно меньше их длины.

Краевое электрическое поле \vec{E} цилиндрического конденсатора при контакте с поверхностью неоднородного полупространства с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_s(\vec{r})$ описывается уравнением Пуассона:

$$\text{div}[\varepsilon_s(\vec{r})\nabla\varphi] = 0, \quad (z > 0), \quad \vec{E} = -\nabla\varphi \quad (25)$$

с граничным условием в плоскости торца

$$\varphi_g(r)|_{z=0} = \begin{cases} \Delta U & 0 < r < r_1 \\ \Delta U \left[\ln\left(\frac{r}{r_2}\right) / \ln\left(\frac{r_1}{r_2}\right) \right] & r_1 < r < r_2. \\ 0 & r > r_2 \end{cases} \quad (26)$$

Если комплексную диэлектрической проницаемость среды $\varepsilon_s(\vec{r})$ можно представить в виде малого отклонения $\varepsilon_1(\vec{r})$, занимающего конечную область в полупространстве $z > 0$, от некоторого постоянного значения ε в остальной части этого пространства, то можно записать следующее выражение:

$$\varepsilon_s(\vec{r}) = \varepsilon + \varepsilon_1(\vec{r}), \quad \varepsilon = \text{const}. \quad (27)$$

При этом решение задачи (25)–(27) можно искать методом теории возмущений.

Потенциал φ , электрическое поле \vec{E} и поверхностную плотность заряда σ на торце центрального проводника представим в виде невозмущенных значений φ_0 , \vec{E}_0 и σ_0 , соответствующих однородной среде, и малых добавок φ_1 , \vec{E}_1 и σ_1 , связанных с малой неоднородной компонентой комплексной диэлектрической проницаемости среды $\varepsilon_1(\vec{r})$.

$$\begin{aligned} \varphi &= \varphi_0 + \varphi_1 + \dots; \\ \vec{E} &= \vec{E}_0 + \vec{E}_1 + \dots; \\ \sigma &= \sigma_0 + \sigma_1 + \dots \end{aligned} \quad (28)$$

В нулевом приближении (среда однородная) электрическое поле вне конденсатора описывается уравнением:

$$\operatorname{div}[\varepsilon \nabla \varphi_0] = 0, \quad (z > 0), \quad \vec{E}_0 = -\nabla \varphi_0 \quad (29)$$

с граничным условием (26). Решение этой задачи будем искать альтернативным способом. Краевые поля цилиндрического конденсатора с бесконечным металлическим фланцем могут быть вычислены как поля плоского кольцевого магнитного тока [9, 10]. Действительно, без учёта краевого эффекта на торце конденсатора в плоскости $z = 0$ имеется скачок радиального электрического поля.

$$[\vec{n} \vec{E}] = \frac{4\pi}{c} \vec{j}^m. \quad (30)$$

В соответствии с граничным условием (30), данному разрывному полю отвечает поверхностный кольцевой магнитный ток $\vec{j}^m = j_\phi^m \vec{\phi}_0$ (здесь $\vec{\phi}_0$ – единичный орт вдоль азимутального направления), текущий в плоскости раскрыва между центральным и внешним проводниками цилиндрической емкости:

$$j_\phi^m(r) = \frac{c}{4\pi} \frac{\Delta U}{\ln(r_2/r_1)} \frac{1}{r}, \quad (r_1 < r < r_2). \quad (31)$$

Магнитный векторный потенциал \vec{F} , создаваемый током \vec{j}^m , в случае однородной среды вне конденсатора равен:

$$\vec{F} = \frac{1}{c} \iint_{\text{по поверхности торца конд.}} \frac{e^{ik|\vec{R}-\vec{R}'|}}{|\vec{R}-\vec{R}'|} \vec{j}^m(\vec{R}') ds' \quad (32)$$

(штрихом отмечены координаты источника).

Величина $|\vec{R}-\vec{R}'|$, как легко установить из рис. 4, в цилиндрической системе координат (r, ϕ, z) равна $|\vec{R}-\vec{R}'| = \sqrt{z^2 + r^2 + r'^2 - 2rr' \cos(\phi - \phi')}$. Электрическое поле \vec{E}_0 выражается через магнитный векторный потенциал \vec{F} следующим образом:

$$\vec{E}_0 = \operatorname{rot} \vec{F}.$$

При вычислении вектора \vec{F} рассмотрим элементарную площадку $ds' = r' dr' d\phi'$ на плоском кольце. Если сначала проводить интегрирование по ϕ' , а затем по r' , то плоское кольцо разбивается на систему магнитных кольцевых токов шириной dr' каждый. В силу осевой симметрии задачи (все величины не зависят от азимутального угла) можно без потери общности выбрать точку наблюдения в плоскости xz (при этом $\phi = 0$). При вычислении вклада j_ϕ в интеграл F_ϕ введен множитель $2\cos(\phi')$, а интегрирование по ϕ' проводится от 0 до π . В результате, магнитный векторный потенциал принимает вид:

$$F_\phi = \frac{1}{c} \int_{r_1}^{r_2} \int_0^\pi \frac{2 \cos(\phi') j_\phi^m(r') r' dr' d\phi'}{\sqrt{z^2 + r^2 + r'^2 - 2rr' \cos(\phi')}}. \quad (33)$$

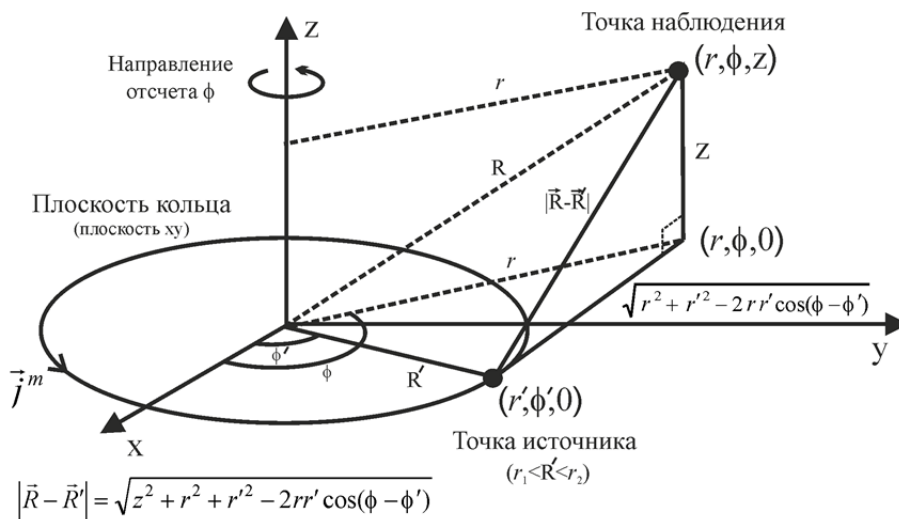


Рис. 4. Расположение источника и точки наблюдения для кольцевого магнитного тока.

Составляющие поля E_{r0} и E_{z0} находятся путём дифференцирования F_ϕ :

$$E_{z0} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rF_\phi) \quad (34)$$

$$E_{r0} = \frac{\partial F_\phi}{\partial r}. \quad (35)$$

Выполнение процедуры дифференцирования позволяет получить выражения для E_{r0} и E_{z0} в виде двукратных интегралов. Проведя интегрирование по переменной ϕ' , можно свести интегралы к однократным:

$$E_{z0} = \frac{\Delta U}{\pi \ln(r_2/r_1)} \int_{r_1}^{r_2} \frac{(r'^2 - r^2 - z^2)E(m) + [(r-r')^2 + z^2]K(m)}{r'[(r-r')^2 + z^2]\sqrt{(r+r')^2 + z^2}} dr' \quad (36)$$

$$E_{r0} = \frac{\Delta U}{\pi \ln(r_2/r_1)} \int_{r_1}^{r_2} \frac{(r'^2 - r^2 - z^2)E(m) + [(r-r')^2 + z^2]K(m)}{r'[(r-r')^2 + z^2]\sqrt{(r+r')^2 + z^2}} dr' \quad (37)$$

где $K(m)$ и $E(m)$ полные эллиптические интегралы Лежандра соответственно первого и второго рода:

$$K(m) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{\sqrt{1-m\sin^2\theta}},$$

$$E(m) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1-m\sin^2\theta} d\theta, \quad (38)$$

$$m = \frac{4rr'}{(r'+r)^2 + z^2}$$

$$K(m) = \frac{\pi}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{(2n)!}{2^{2n} n!^2} \right]^2 m^{2n}, \quad (39)$$

$$E(m) = \frac{\pi}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{(2n)!}{2^{2n} n!^2} \right]^2 \frac{m^{2n}}{1-2n}.$$

$K(m)$ и $E(m)$ представляются в виде степенного ряда:

Это обстоятельство позволяет с заданной точностью аппроксимировать $K(m)$ и $E(m)$ полиномиальной зависимостью и, как следствие, позволяет существенно сократить вычислительное время при расчете краевого электрического поля с помощью выражений (36) и (37).

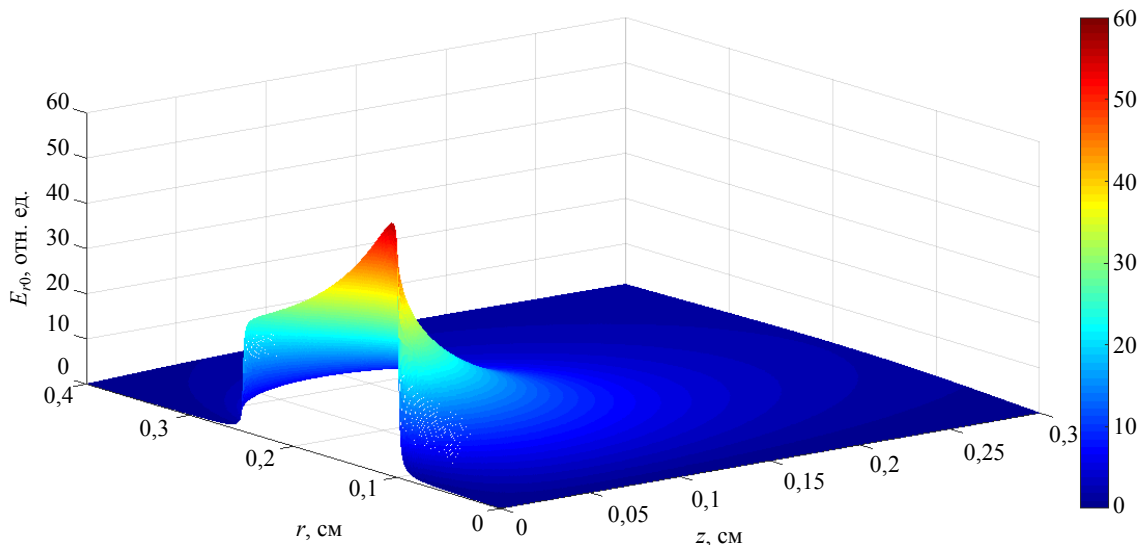


Рис. 5. Пространственная структура компоненты E_{r0} краевого электрического поля цилиндрического конденсатора с бесконечным металлическим фланцем ($r_1 = 1$ мм, $r_2 = 2,5$ мм).

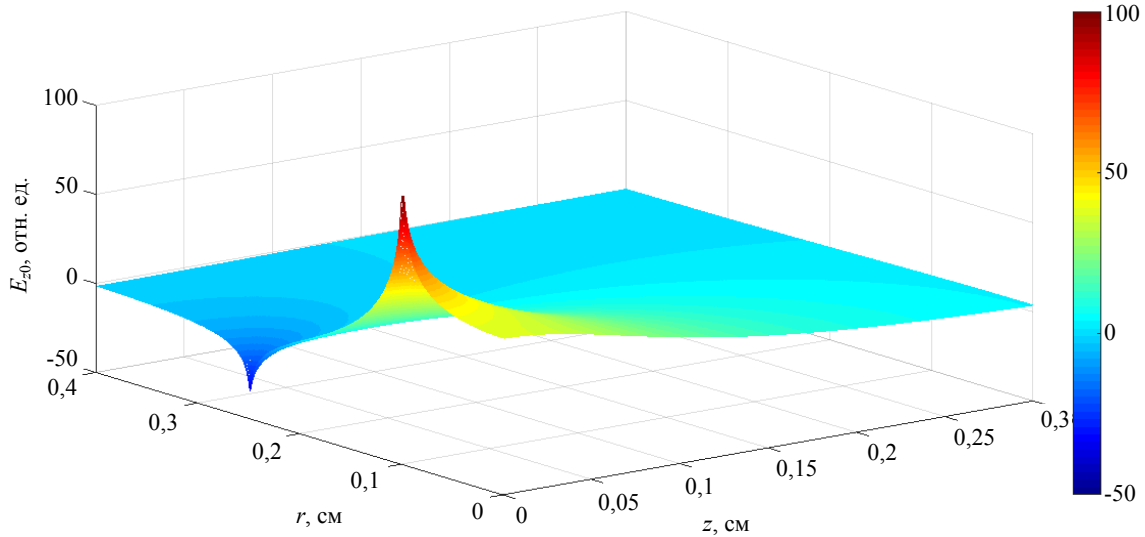


Рис. 6. Пространственная структура компоненты E_{z0} краевого электрического поля цилиндрического конденсатора с бесконечным металлическим фланцем ($r_1 = 1$ мм, $r_2 = 2,5$ мм).

На рис. 5 и 6 представлен численный расчёт E_{r0} и E_{z0} компонент электрического поля вне цилиндрического конденсатора с бесконечным металлическим фланцем. Радиус внутреннего проводника составлял $r_1 = 1$ мм, радиус внешнего проводника – $r_2 = 2,5$ мм. Видно, что в плоскости раскрыва радиальная компонента поля E_{r0} отлична от нуля только в зазоре между внешним и внутренним проводником конденсатора. По величине E_{r0} совпадает с полем E_c в конденсаторе без учёта краевого эффекта. E_{z0} компонента монотонно растёт по координате r , достигает максимума при $r = r_1$, затем уменьшается, меняет знак в точке $r = r^*$ и достигает минимума при $r = r_2$. По мере удаления от плоскости раскрыва электрическое поле спадает с характерным масштабом порядка зазора между внутренней и внешней обкладками конденсатора.

Поверхностная плотность заряда σ_{out} на торце центрального проводника определяется в соответствии с граничным условием:

$$\sigma_{out} = \frac{1}{4\pi} D_{z0}, \quad 0 \leq r \leq r_1 \quad (40)$$

где D_{z0} – аксиальная компонента вектора индукции электрического поля, причем $D_{z0} = \epsilon E_{z0}$. В соответствии с этим, полный заряд q_{out} на торце центрального проводника равен:

$$q_{out} = \frac{\epsilon}{2} \int_0^{r_1} E_z(z=0) r dr. \quad (41)$$

Внутри конденсатора электрическое поле можно представить в виде суперпозиции однородного радиального электрического поля E_c , соответствующего (23), и поправки \vec{E}_p , обусловленной краевым эффектом. В первом приближении силовые линии поля \vec{E}_p являются продолжением аксиального поля E_{z0} в плоскости раскрыва внутрь конденсатора: линии поля \vec{E}_p , имеющие начало на поверхности центрального проводника, соответствуют полю E_{z0} при $r_1 < r < r^*$, линии \vec{E}_p , оканчивающиеся на поверхности внешнего цилиндра, соответствуют полю E_{z0} при $r^* < r < r_2$.

Качественно структура силовых линий \vec{E}_p представлена на рис. 7. Пунктирной линией показана «нулевая» силовая линия, упирающаяся в точку r^* в плоскости торца. Полю \vec{E}_p соответствует дополнительная плотность заряда σ_{in} на поверхности центрального проводника внутри конденсатора и, соответственно, дополнительный заряд q_{in} :

$$q_{in} = \iint_{S_1} \sigma_{in} ds, \quad (42)$$

где S_1 – боковая поверхность центрального проводника.

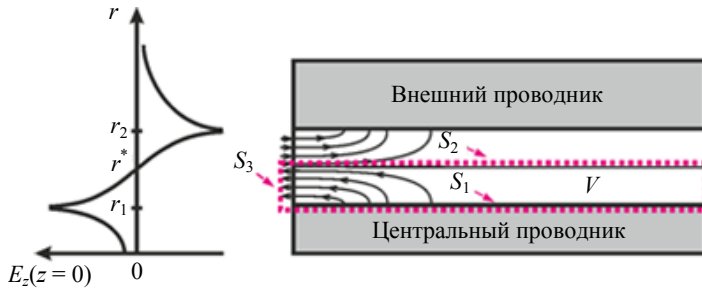


Рис. 7. Структура силовых линий \vec{E}_p . Справа показана качественная картина силовых линий электрического поля E_p внутри цилиндрического конденсатора, обусловленного краевым эффектом. Слева иллюстрируется E_z компонента электрического поля в плоскости раскрыва.

Для нахождения q_{in} рассмотрим область V внутри конденсатора, содержащую силовые линии поля \vec{E}_p , оканчивающиеся на центральном проводнике (см. рис. 7). Трубочатая поверхность S , ограничивающая область V , состоит из поверхности s_1 центрального проводника, поверхности S_2 , соответствующей «нулевым» силовым линиям поля \vec{E}_p , и кольцом S_3 в плоскости раскрыва с внутренним радиусом r_1 и внешним r^* .

Для поверхности S применим теорему Гаусса. Поскольку в области V отсутствуют заряды, поток вектора индукции поля \vec{E}_p через поверхность S равен нулю:

$$\iint_S \epsilon_c \vec{E}_p d\vec{s} = 0. \quad (43)$$

В плоскости торца конденсатора, в силу непрерывности нормальной компоненты индукции электрического поля, получаем связь между \vec{E}_p и полем вне конденсатора:

$$\epsilon_c (\vec{E}_p)_z \Big|_{s_1} = \epsilon_1 E_{z0} \Big|_{s_3}. \quad (44)$$

На поверхности центрального проводника имеем соотношение:

$$\epsilon_c (\vec{E}_p)_r \Big|_{s_1} = 4\pi\sigma_{in}. \quad (45)$$

Поток поля \vec{E}_p через поверхность S_2 равен нулю. В соответствии с (44) и (45), учитывая азимутальную симметрию, перепишем (43) в следующем виде:

$$\int_{s_1} 4\pi\sigma_{in} ds - 2\pi \int_{r_1}^{r^*} \epsilon E_{z0} r dr = 0. \quad (46)$$

Откуда с учётом (42) получаем выражение:

$$q_{in} = \frac{\epsilon}{2} \int_{r_1}^{r^*} E_{z0}(z=0) r dr. \quad (47)$$

Таким образом, учёт краевого эффекта приводит к появлению дополнительного заряда на поверхности центрального проводника и на его торце, который определяет краевую ёмкость C_0 цилиндрического конденсатора:

$$C_0 = \frac{q_{in} + q_{out}}{\Delta U}. \quad (48)$$

Учитывая (41) и (47), получаем значение:

$$C_0 = \frac{1}{\Delta U} \frac{\epsilon}{2} \int_0^{r^*} E_z(z=0) r dr. \quad (49)$$

При наличии неоднородной составляющей комплексной диэлектрической проницаемости среды $\epsilon_1(\vec{r})$ в первом порядке теории возмущений для потенциала ϕ_1 имеем:

$$\text{div}[\epsilon \nabla \phi_1] = -\text{div}[\epsilon_1(\vec{r}) \nabla \phi_0], \quad (z > 0) \quad (50)$$

с граничным условием

$$\phi_1(r) \Big|_{z=0} = 0. \quad (51)$$

Правую часть уравнения (50) можно рассматривать в виде объёмной плотности заряда $\rho_1(\vec{r})$ в полупространстве $z > 0$.

Плоскость торца конденсатора является эквипотенциальной поверхностью, которую можно «заметаллизировать», и для нахождения $\phi_1(\vec{r})$ воспользоваться методом электрических изображений

$$\varphi_1(\vec{r}) = \frac{1}{\varepsilon} \iiint_{V_\infty} \frac{(\rho_1(\vec{r}) + \rho_i(\vec{r}'))}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d\vec{r}' \quad (52)$$

где V_∞ – область, соответствующая безграничному пространству, занятого исследуемой средой; $\rho_i(\vec{r})$ – объемная плотность зарядов изображения, причем $\rho_i(r, \phi, -z) = -\rho_1(r, \phi, z)$.

Поверхностная плотность заряда σ_1 в плоскости торца связана с $\varphi_1(\vec{r})$ соотношением

$$C_1 = \frac{1}{2\pi^2 \Delta U} \int_0^{r^*} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \Phi(r', \phi', z', r, \phi) dr' d\phi' dz' d\phi dr \quad (54)$$

$$\Phi = \frac{\vec{E}_0(r', z') \nabla' \varepsilon_1(r', \phi', z') z' r r'}{\sqrt{(z'^2 + r^2 + r'^2 - 2rr' \cos(\phi - \phi'))^3}}. \quad (55)$$

В результате, согласно (49), (54) и (55), краевая ёмкость цилиндрического конденса-

Перейдя в интеграле (52) к цилиндрической системе координат, с учётом зеркальной симметрии объёмной плотности заряда относительно плоскости $z = 0$, соответствующей торцу конденсатора, получаем поправку C_1 к краевой ёмкости цилиндрического конденсатора, обусловленную неоднородной компонентой комплексной диэлектрической проницаемости среды:

тора C_x в случае неоднородной среды определяется следующим соотношением:

$$C_x = \frac{1}{\Delta U} \frac{\varepsilon}{2} \int_0^{r^*} E_{z0}(z=0) r dr + \frac{1}{2\pi^2 \Delta U} \int_0^{r^*} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{\vec{E}_0(r', z') \nabla' \varepsilon_1(r', \phi', z') z' r r'}{\sqrt{(z'^2 + r^2 + r'^2 - 2rr' \cos(\phi - \phi'))^3}} dr' d\phi' dz' d\phi dr. \quad (56)$$

Выражение (56) связывает зондирующую краевую ёмкость цилиндрического конденсатора с металлическим фланцем с неоднородной в пространстве комплексной диэлектрической проницаемости среды.

Обратная задача ближнеполюсной СВЧ-томографии для системы резонансных датчиков с разными глубинами зондирования

Обратную задачу ближнеполюсной СВЧ-томографии рассмотрим на примере сред неоднородных только по глубине, то есть у которых комплексная диэлектрическая проницаемость зависит только от координаты z . Исходными данными для нахождения глубинного профиля $\varepsilon(z)$ служат результаты сканирования над поверхностью среды системой датчиков с разными глубинами зондирования. Имеем следующие выражения:

$$\delta\omega_i = -\text{Im} q_i + \left[(\text{Re} q_i)^2 + 2 \frac{\text{Re} q_i}{Q_{0i}} \right] \quad (57)$$

$$\max(\Gamma_i) = \frac{1}{(1 + Q_{0i} \text{Re} q_i)^2} - \frac{\text{Im} q_i}{(1 + Q_{0i} \text{Re} q_i)^2} \quad (58)$$

$i = 1 \dots n$

где n – число датчиков, $\delta\omega_i$ и $\max(\Gamma_i)$ соответственно относительный сдвиг резонансной частоты и коэффициент прохождения при резонансе для i -го датчика.

$$q_i = \frac{Z_{xi}^{(1)}}{\rho} \left(\frac{1}{\frac{\omega_{0i}}{c} l_i + \frac{1}{2} \sin(2\psi_i)} \right) \times \times \cos^2 \left(\frac{\omega_{0i}}{c} l_i + \psi_i \right), \quad (59)$$

здесь l_i , ω_{0i} – соответственно длина и собственная резонансная частота i -го датчика, фаза ψ_i определяется индуктивностью L_i магнитной рамки резонатора: $\psi_i = \text{arctg}(\omega_{0i} L_i / \rho)$.

Комплексный импеданс $Z_{xi}^{(1)}$ определяется емкостью C_{xi} :

$$Z_{xi}^{(1)} = \left(i\omega_{0i}(1 + \delta\omega_i)L_{xi} + \frac{1}{i\omega_{0i}(1 + \delta\omega_i)C_{ki}} + \frac{1}{i\omega_{0i}(1 + \delta\omega_i)C_{xi}(\epsilon_s)} \right)^{-1} - \left(i\omega_{0i}L_{xi} + \frac{1}{i\omega_{0i}C_{ki}} + \frac{1}{i\omega_{0i}C_{xi}(1)} \right)^{-1}. \tag{60}$$

Таким образом, система уравнений (57)–(60) позволяет найти комплексную величину измерительной емкости датчика $C_{xi}(\epsilon_s)$.

В соответствии с (56), при контакте i -го датчика с неоднородной средой с комплексной диэлектрической проницаемостью $\epsilon_s = \epsilon + \epsilon_1(z)$, ($\epsilon = \text{const}$), где $\epsilon_1(\vec{r})$ – малое отклонение от ϵ , измерительная емкость записывается в виде:

$$C_{xi} = \epsilon\alpha_i + \tilde{F}_i(\epsilon_1) \tag{61}$$

где

$$\alpha_i = \frac{1}{2} \frac{1}{\Delta U} \int_0^{r_i^*} E_{zi}(z=0) r dr \tag{62}$$

$$\tilde{F}_i(\epsilon_1) = \int_0^\infty B_i(z') \frac{d}{dz'} \epsilon_1(z') dz' \tag{63}$$

$$B_i(z') = \frac{1}{2\pi^2 \Delta U} \int_0^{r_i^*} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{E_{zi}(r', z')}{\sqrt{(z'^2 + r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \phi')^3}} z' r' dr' d\phi' dr. \tag{64}$$

Таким образом, (61)–(64) представляет собой систему уравнений для нахождения комплексной диэлектрической проницаемости среды ϵ_s . Задача (61)–(64) является некорректной, что характерно для большинства обратных задач. Для ее решения необходимо знать априорную информацию о глубинной структуре неоднородной среды.

Для кожи характерно монотонное увеличение диэлектрической проницаемости и проводимости тканей с глубиной с последующим выходом на некоторое постоянное значение, соответствующее подкожно жировому слою и мышечным тканям. Именно данную априорную информацию мы будем использовать при нахождении глубинного профиля $\epsilon_s(z)$. Задача (61)–(64) в общем случае сложна, однако если $\epsilon_s(z)$ можно представить в виде плоскостойкой среды, то решение системы уравнений (61)–(64) упрощается.

В модели плоскостойкой среды монотонный профиль $\epsilon_s(z)$ заменяется слоистой структурой, состоящей из $(n - 2)$ слоёв равной толщины $\Delta h = h/(n - 2)$ и следующего за ними слоя неограниченной толщины. Комплексная диэлектрическая проницаемость каждого слоя ϵ_i ,

$i = 1 \dots n - 1$, здесь n – число резонансных датчиков с разными глубинами зондирования.

Диэлектрическая проницаемость такой структуры можно представить в виде линейной комбинации ступенчатых функций Хэвисайда:

$$\epsilon_s = \epsilon_1 \text{step}(z) + (\epsilon_2 - \epsilon_1) \text{step}(z - \Delta h) + (\epsilon_3 - \epsilon_2) \text{step}(z - 2\Delta h) + \dots + (\epsilon_{n-1} - \epsilon_{n-2}) \text{step}(z - (n-1)\Delta h). \tag{65}$$

Если принять, что в нулевом порядке метода возмущений среда имеет диэлектрическую проницаемость $\epsilon = \epsilon_1$, то справедливо выражение:

$$\epsilon^{(1)}(z) = (\epsilon_2 - \epsilon_1) \text{step}(z - \Delta h) + (\epsilon_3 - \epsilon_2) \text{step}(z - 2\Delta h) + \dots + (\epsilon_{n-1} - \epsilon_{n-2}) \text{step}(z - (n-1)\Delta h). \tag{67}$$

Подставляя (65) в (61) и учитывая, что $\frac{d}{dz} \text{step}(z - z_0) = \delta(z - z_0)$, получаем систему линейных алгебраических уравнений относительно ϵ_i :

$$\begin{aligned}
C_{xi} = & \varepsilon_1 (\alpha_i - B_i (\Delta h)) + \\
& + \varepsilon_2 (B_i (\Delta h) - B_i (2\Delta h)) + \\
& \varepsilon_3 (B_i (2\Delta h) - B_i (3\Delta h)) + \dots + \\
& + \varepsilon_{n-1} (B_i ((n-2)\Delta h) - B_i ((n-1)\Delta h)), \\
& i = 1 \dots n.
\end{aligned} \quad (68)$$

Первые $n - 1$ уравнения при помощи метода Крамера позволяют найти $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \dots, \varepsilon_{n-1}$ как функцию Δh . При помощи оставшегося уравнения для найденных $\varepsilon_i(\Delta h)$ можно определить толщину слоев Δh .

Применительно к двухслойной структуре система уравнений для определения $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \Delta h$ выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned}
C_{xi} = & \varepsilon_1 (\alpha_i - B_i (\Delta h)) + \varepsilon_2 B_i (\Delta h) \\
& i = 1 \dots n.
\end{aligned} \quad (69)$$

Экспериментальные результаты

Основой для развития метода резонансной ближнеполюсной СВЧ-томографии послужили исследования по ближнеполюсной СВЧ-диагностике различных биологических тканей с помощью резонансных датчиков. Диагностической информацией о патологических изменениях биологических тканей являлась их интегральная диэлектрическая проницаемость на глубине зондирования датчика. Была показана эффективность метода резонансного ближнеполюсного СВЧ-зондирования для неинвазивной диагностики хронических кожных дерматозов [11–18], для экспресс-диагностики жизнеспособности трансплантатов [18–20, 14], для неинвазивной диагностики меланомы кожи [21–23], для диагностики тканей при термическом поражении [24].

В работах [14, 18] были проведены измерения электродинамических характеристик кожи 32 больных псориазом, 10 больных атопическим дерматитом, 13 больных красным плоским лишаем (КПЛ). При этом использовался датчик с глубиной зондирования 0,2 мм, который фиксировал интегральную диэлектрическую проницаемость тканей эпидермиса. Исследования проводились в условиях клиники совместно с научными сотрудниками ФГУ «Нижегородский научно-исследовательский кожно-венерологический институт».

В экспериментах локализованный очаг заболевания изучался по следующей методике. Измерительная емкость датчика прикладывалась к центральной части патологической области, к ее границе и непосредственно к здоровой коже. Исследования больных проводились до лечения, а также в процессе и по окончании терапии. Было установлено, что диэлектрическая проницаемость и проводимость кожи у дерматологических больных (псориаз, атопический дерматит, красный плоский лишай) ниже, чем у здоровой кожи. По мере выздоровления диэлектрическая проницаемость и проводимость тканей в области очагов поражений у всех трёх групп больных приближалась к показаниям здоровой кожи [14, 18].

При обострении различия между электродинамическими характеристиками здоровой и больной кожи были более выражены при псориазе. В стадии регресса диэлектрическая проницаемость и проводимость тканей кожи при атопическом дерматите и псориазе были идентичны. Таким образом, диагностическая значимость метода резонансного ближнеполюсного СВЧ-зондирования в случае псориаза и атопического дерматита имеет место лишь в активной фазе.

При исследовании электродинамических характеристик кожи больных красным плоским лишаем (КПЛ) было установлено, что при совпадении диэлектрической проницаемости тканей при псориазе и КПЛ проводимость кожи при этих заболеваниях отличаются в 2 раза. Таким образом, проводить диагностику при псориазе и КПЛ можно на любых стадиях заболевания.

Применительно к диагностике меланомы кожи проводилась отработка метода резонансного ближнеполюсного СВЧ-зондирования на удаленных в ходе оперативного вмешательства тканях кожи, содержащих доброкачественные и злокачественные новообразования: родинка, кератома, меланома. В каждой группе заболеваний было пять человек. Глубина зондирования датчика составляла 1,1 мм. По данным гистологического исследования поверхностный рельеф кожи в области пигментных новообразований были идентичны здоровой коже. Кроме этого, интегральная на глубине зондирования диэлектрическая проницаемость тканей родинки и здоровой кожи

практически не имеют отличий, однако диэлектрическая проницаемость тканей меланомы примерно в 2 раза меньше, чем у здоровой кожи, а в случае кератомы – примерно в 1,3 раза [21–23].

Наряду с изучением кожных патологий в [21–23] проводились исследования глубинной структуры здоровой кожи. Было показано, что интегральная (средняя) диэлектрическая проницаемость и проводимость тканей кожи растет с увеличением глубины зондирования ближнепольной измерительной системы. Это свидетельствует об увеличении диэлектрической проницаемости и проводимости тканей кожи по мере удаления от ее поверхности.

В работе [24] была показана эффективность резонансной ближнепольной СВЧ-томографии для диагностики тканей при термическом поражении. Выполненные исследования позволили заключить, что проведение ближнепольного СВЧ-зондирования кожи с определением интегральной комплексной диэлектрической проводимости среды на разных глубинах (до 5 мм) информативно в оценке глубины и степени поражения тканей. Это открывает перспективы для создания на основе указанной технологии нового неинвазивного способа диагностики состояния кожи, ориентированного на широкий спектр задач как экспериментальной, так и клинической комбустиологии.

Интегральные значения комплексной диэлектрической проницаемости кожи с разных глубин зондирования в рамках ближнепольной СВЧ-томографии являются данными для решения обратной задачи по восстановлению ее глубинной структуры. Знание изменений глубинной структуры тканей кожи в области патологии существенно расширит диагностические возможности ближнепольной СВЧ-диагностики.

Экспериментальная апробация резонансной ближнепольной СВЧ-томографии проводилось на примере задачи по обнаружению контрастных локализованных образований (неоднородностей) в однородной проводящей среде. В качестве неоднородности использовался прямоугольный параллелепипед размером $8 \times 8 \times 10$ мм, вырезанный из тефлона ($\epsilon_2 = 2,1$). Параллелепипед располагался в спирту ($\epsilon_1 = 24 - i10$), глубина залегания неод-

нородности относительно поверхности спирта варьировалась в пределах от 0 до 10 мм. Контрастность диэлектрической проницаемости неоднородности составляла 12:1. Применительно к данной задаче было изготовлено три резонансных датчика, зондирующий элемент которых выполнен в виде краевой емкости цилиндрического конденсатора. Собственные резонансные частоты датчиков составляли 700 МГц, добротности ~ 370 . Длины цилиндрических конденсаторов датчиков равнялись 5 мм, радиусы r_1 внутренних проводников составляли 1 мм, радиусы r_2 внешних – соответственно 1,5; 2,5; 3,5 мм. При контакте с поверхностью спирта сдвиг резонансных частот датчиков составлял 3 МГц. Величины измерительных емкостей C_x датчиков, рассчитанные с помощью (49), представлены в таблице. В экспериментах измерительные емкости располагались на границе раздела спирт–воздух. Размеры параллелепипеда выбраны из условия, что его длина и ширина превышали характерный масштаб локализации поля измерительных систем, а толщина была больше глубин их зондирования. Это обстоятельство позволяло использовать модель двухслойной среды для определения электродинамических характеристик неоднородности по результатам измерения параметров резонансных характеристик датчиков, расположенных над ее центральной областью.

Таблица

Величины рассчитанных измерительных емкостей C_x датчиков

Номер датчика	r_1 , мм	r_2 , мм	C_x , ф	h_{zond} , мм
1	1	1,5	$2,98 \times 10^{-14}$	1,4
2	1	2,5	$2,97 \times 10^{-14}$	2,4
3	1	3,5	$3,25 \times 10^{-14}$	3,4

Основной характеристикой резонансных датчиков является их максимальная глубина зондирования h_{zond} . Для ее определения исследовалось поведение резонансных кривых датчиков при разной глубине h залегания неоднородности. На рис. 8 представлены экспериментальные графики зависимости резонансной частоты f датчиков от расстояния h . Минимальный сдвиг резонансной частоты от-

носителем собственной наблюдался при непосредственном контакте измерительной емкости с образцом ($h \approx 0$), далее сдвиг частоты резко возрастал с увеличением h до значений h порядка зазора между внутренней и внешней обкладками цилиндрической емкости. При дальнейшем увеличении h частотный сдвиг продолжал увеличиваться, но по более медленному закону и выходил на постоянное значение f_s , соответствующее однородному полупространству, заполненному спиртом. Точность измерения сдвига резонансной частоты Δf_i в эксперименте близка к 10 кГц. Значение h , при которой резонансная частота датчика отличается от f_s на величину $10\Delta f_i = 100$ кГц, будем называть максимальной глубиной зондирования h_{zond} . В соответствии с рис. 8 величины h_{zond} составляют 1,4, 2,4 и 3,4 мм соответственно для первого, второго и

третьего датчика. Стоит отметить, что h_{zond} естественно зависит как от добротности резонатора ближнепольного датчика и геометрических размеров его измерительной емкости, так и от электродинамических характеристик тестируемой среды. Очевидно, что одним из характерных масштабов локализации поля измерительной емкости является расстояние между обкладками цилиндрической емкости. Поэтому при достаточной чувствительности приемной аппаратуры и при фиксированном радиусе r_1 центрального проводника, увеличение радиуса r_2 внешнего проводника сопровождается ростом максимальной глубины зондирования h_{zond} (см. рис. 8). При фиксированной геометрии измерительной емкости и добротность резонансной системы, h_{zond} уменьшается с уменьшением контрастности неоднородности.

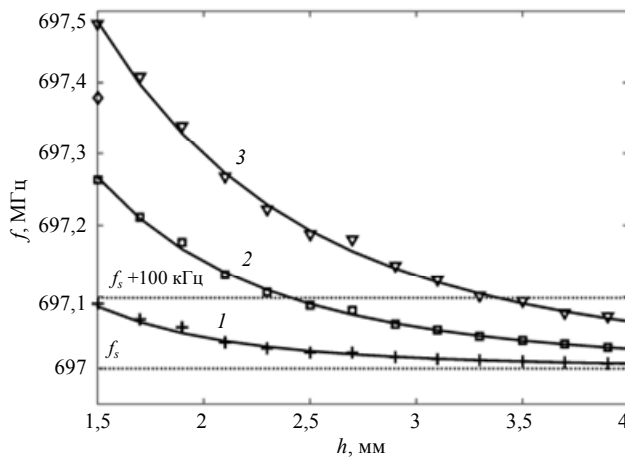


Рис. 8. Сдвиг резонансной частоты датчиков в зависимости от глубины h залегания неоднородности в виде прямоугольного параллелепипеда с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 2,1$, расположенной в спирту ($\epsilon = 24$): (1) – датчик № 1; (2) – датчик № 2; (3) – датчик № 3. Контрастность объекта 12:1.

Для демонстрации возможности получения изображений подповерхностной структуры неоднородных сред проводилось двумерное сканирование области, содержащей тефлоновый параллелепипед. Глубина залегания параллелепипеда составляла 0,5 мм. Измерительные емкости датчиков перемещались по границе раздела спирт–воздух. Для этого использовалась двухкоординатная система линейного перемещения, оснащенная шаговыми двигателями. Шаг по координатам составлял 0,2 мм. Попадание неоднородности в область квазистатического поля измерительной емкости приводило к изменению резонансной частоты датчика и амплитуды сигнала в максимуме резонансной кривой относительно значений, соответствующих полупространству, заполненному спиртом. Очевидно, что

данные изменения будут тем больше выражены, чем больше глубина зондирования измерительной системы. По результатам сканирования для каждого датчика проводился численный расчет двухмерного распределения интегральной диэлектрической проницаемости с помощью развитой в работе электродинамической модели.

Результаты визуализации неоднородности по двумерному распределению интегральной диэлектрической проницаемости среды представлены на рис. 9. Выполненные измерения показывают, что на фоне однородной среды наблюдается контрастное образование, указывающее на присутствие неоднородности. Величина контраста увеличивается с увеличением глубины зондирования датчика. Для датчиков с номером 1 и 3 контрастное образо-

вание имеет прямоугольную форму. В его центральной области диэлектрическая проницаемость постоянна, что соответствует положениям, когда измерительная емкость находится полностью над верхней гранью параллелепипеда. Качественно размер этой области соответствует разнице между длиной (шириной) l неоднородности и диаметром $d = 2r_2$ внешнего проводника измерительной цилиндрической емкости, а размер самого контрастного образования соответствует величине $l + d$. Таким образом, имея априорную информацию, что неоднородность имеет геометрию прямоугольного параллелепипеда, можно определить ее длину и ширину. При

увеличении глубины зондирования датчика происходит увеличение размеров контрастного образования и размытие границ неоднородности. Это отчетливо начинает проявляться, когда $l \sim d$, что имеет место применительно к третьему датчику.

По результатам глубинного зондирования в центральной области неоднородности тремя датчиками с использованием модели двухслойной среды решена обратная задача по восстановлению диэлектрической проницаемости ε_2 и глубины h залегания неоднородности, а также диэлектрической проницаемости ε_1 среды, в которой она расположена. Точности восстановления ε_1 , ε_2 и h составили 8–12 %.

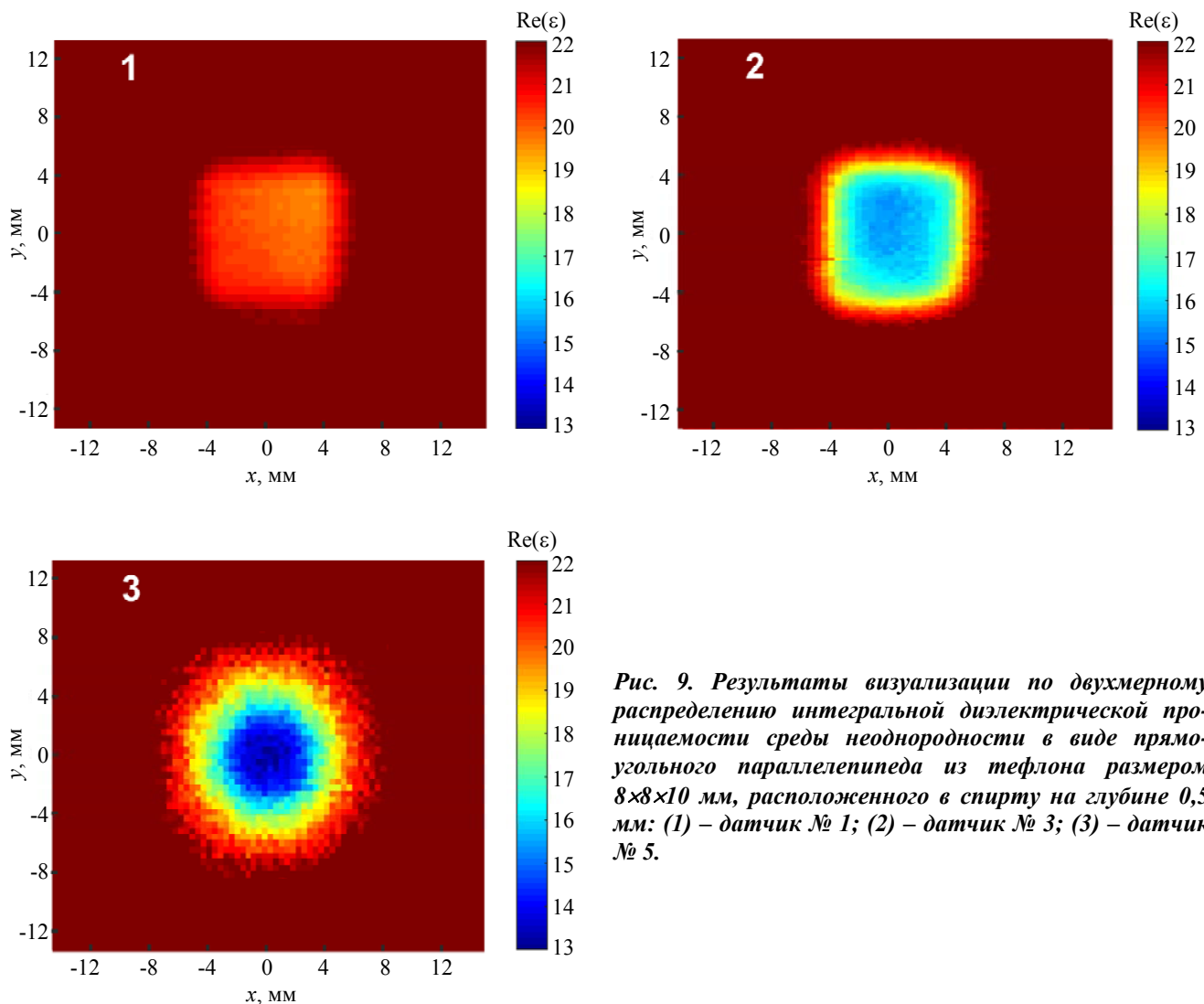


Рис. 9. Результаты визуализации по двумерному распределению интегральной диэлектрической проницаемости среды неоднородности в виде прямоугольного параллелепипеда из тефлона размером $8 \times 8 \times 10$ мм, расположенного в спирту на глубине 0,5 мм: (1) – датчик № 1; (2) – датчик № 3; (3) – датчик № 5.

Заключение

В работе рассмотрены конструкции резонансных измерительных систем для ближнепольной СВЧ-томографии биологических тка-

ней. Ближнепольные датчики выполнены в виде высокочастотного резонатора, нагруженного на зондирующую электрически малую антенну. Глубинное сканирование биологических тканей осуществляется путем ис-

пользования системы резонансных датчиков, ближнепольные антенны которых имеют разный масштаб локализации зондирующего квазистатического электрического поля. Подповерхностная структура исследуемого объекта определяется на основе пространственного распределения его комплексной диэлектрической проницаемости.

Изучен эффект «прижима», характеризующийся зависимостью показаний ближнепольного измерительного датчика от силы его давления на поверхность биообъекта. Найдены конструктивные решения, позволяющие свести к минимуму негативное влияние «прижима» путем использования зондирующего элемента в виде краевой емкости цилиндрического конденсатора, внешняя обкладка которого оканчивается металлическим фланцем.

Представлена электродинамическая модель измерительной системы. Получены выражения, связывающие резонансную частоту датчика и амплитуду сигнала при резонансе соответственно с реактивной и активной составляющими импеданса ближнепольной антенны.

Изучены импедансные свойства зондирующего элемента в виде краевой емкости цилиндрического конденсатора с металлическим фланцем, контактирующей с поверхностью однородного и неоднородного по глубине полупространства. Разработана схема решения обратной задачи для системы датчиков с разными глубинами зондирования применительно к модели плоскостной среды.

Экспериментальная апробация резонансной ближнепольной СВЧ-томографии проводилось на примере задачи по обнаружению контрастных локализованных образований (неоднородностей) в однородной проводящей среде. В качестве неоднородности использовался прямоугольный параллелепипед размером $8 \times 8 \times 10$ мм из тефлона, погруженный в спирт на глубину 0,5 мм (контрастность диэлектрической проницаемости неоднородности составляла 12:1). Исследования выполнялись с помощью трех резонансных датчиков, зондирующий элемент которых выполнен в виде краевой емкости цилиндрического конденсатора. Собственные резонансные частоты датчиков составляли 700 МГц, добротности ~ 370 . Длины цилиндрических конденсаторов

датчиков равнялись 5 мм, радиусы внутренних проводников составляли 1 мм, радиусы внешних – соответственно 1,5, 2,5, 3,5 мм. Экспериментально измеренные максимальные глубины зондирования датчиков составляли 1,4, 2,4 и 3,4 мм. Путем двумерного сканирования области, содержащей тефлоновый параллелепипед, каждым датчиком получены изображения неоднородности в виде контрастного образования на фоне однородной среды, причем контраст образования увеличивался с увеличением глубины зондирования измерительной системы. Показана возможность определения длины и ширины неоднородности.

По результатам глубинного зондирования в центральной области неоднородности тремя датчиками с использованием модели двухслойной среды решена обратная задача по восстановлению диэлектрической проницаемости прямоугольного параллелепипеда и глубины его залегания, а также диэлектрической проницаемости среды, в которой он расположен. Точности восстановления данных величин составили 8–12 %.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-42-520053p_a.

ЛИТЕРАТУРА

1. Taflove A. Computational electrodynamics: The finite-difference time-domain method (Boston-London, Artech House, 1995).
2. Grant J. P., Clarke R. N., Symm G. T., Spyrou N. M. // Phys. Med. Biol. 1988. Vol. 33. No. 5. P. 607.
3. Tamura T., Tenhunen M., Lahtinen T., Repo T., Schwan H. P. // Phys. Med. Biol. 1994. Vol. 39. No. 6. P. 927.
4. Esko Alanen, Tapani Lahtinen, Jouni Nuutinen // Phys. Med. Biol. 1999. Vol. 44. No. 7. P. N169.
5. Sunaga T., Ikehira H., Furukawa S., Shinkai H., Kobayashi H., Matsumoto Y., Yoshitome E., Obata T., Tanada S., Murata H., Sasaki Y. // Phys. Med. Biol. 2002. Vol. 47. No. 1. P. N11.
6. Yanin D. V., Kostrov A. V., Smirnov A. I., Gushchin M. E., Korobkov S. V., Strikovskii A. V., Gundorin V. I., Nazarov V. V., Starodubtsev M. V. // Tech. phys. 2012. Vol. 57. No. 4. P. 468.
7. Yanin D. V., Galka A. G., Kostrov A. V., Smirnov A. I., Strikovskiy A. V., Kuznetsov I. V. // Radiophys. Quant. El. 2014. Vol. 57. No. 1. P. 31.

8. Kondrat'ev I. G., Kostrov A. V., Smirnov A. I., Strikovskiy A. V., Shashurin A. V. // Plasma Phys. Rep. 2002. Vol. 28. No. 11. P. 977.

9. Митры Р. Вычислительные методы в электродинамике. – М.: Мир, 1977. [R. Mittra, *Computer Techniques for Electromagnetics* (Pergamon Press, 1973; Revised, Hemisphere Publishing Corporation, 1987; Mir, Moscow, 1977)].

10. Янин Д. В., Галка А. Г., Смирнов А. И., Костров А. В. // Журнал радиоэлектроники. 2016. № 1. С. 1.

11. Костров А. В., Смирнов А. И., Янин Д. В., Стриковский А. В., Пантелеева Г. А. // Известия РАН. Серия физическая. 2005. Т. 69. № 12. С. 1716.

12. Костров А. В., Смирнов А. И., Пантелеева Г. А., Стриковский А. В., Янин Д. В. / Труды XV Международной Крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (Севастополь. 2005). С. 751–752.

13. Костров А. В., Костров В. А., Смирнов А. И., Стриковский А. В., Янин Д. В. / Труды XVI Международной Крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (Севастополь. 2006). С. 769–770.

14. Янин Д. В., Галка А. Г., Смирнов А. И., Костров А. В., Стриковский А. В. // Успехи прикладной физики. 2014. Т. 2. № 6. С. 555.

15. Костров А. В., Смирнов А. И., Стриковский А. В., Янин Д. В., Пантелеева Г. А., Давоян З. В. / Труды XVII Международной Крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (Севастополь. 2007). С. 726–727.

16. Костров А. В., Смирнов А. И., Стриковский А. В., Янин Д. В., Пантелеева Г. А., Давоян З. В. / Труды VII

международной конференции по теории и технике антенн (Львов. 2009). С. 357–359.

17. Костров А. В., Смирнов А. И., Стриковский А. В., Янин Д. В. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика плазмы. 2007. Т. 13. № 1. С. 209.

18. Костров А. В., Стриковский А. В., Янин Д. В., Смирнов А. И., Загайнов В. Е., Васенин С. А., Дружкова И. Н., Пантелеева Г. А., Давоян З. В. // Альманах клинической медицины. 2008. Т. 17. Ч. 2. С. 96.

19. Миронов С. В., Загайнов В. Е., Васенин С. А., Костров А. В., Стриковский А. В., Янин Д. В. // Медицинский научно-практический журнал «Современные технологии в медицине». 2010. Т. 1 (2). С. 37.

20. Васенин С. В., Дружкова И. Н., Костров А. В., Стриковский А. В., Янин Д. В., Загайнов В. Е. // Медицинский альманах. 2008. № 5. С. 53.

21. Янин Д. В., Галка А. Г., Смирнов А. И., Костров А. В., Стриковский А. В., Орлинская Н. Ю., Епишкина А. А., Гребенкин Е. В. // Журнал радиоэлектроники. 2015. № 1. С. 1.

22. Янин Д. В., Галка А. Г., Костров А. В., Смирнов А. И., Стриковский А. В. / Труды XXIV Международной Крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (Севастополь. 2014). С. 1036–1037.

23. Янин Д. В., Галка А. Г., Смирнов А. И., Костров А. И., Стриковский А. В. / Труды II Всероссийской Микроволновой конференции, Москва, 26–28 ноября 2014 г. С. 503–508.

24. Мартусевич А. К., Янин Д. В., Богомолова Е. Б., Галка А. Г., Клеменова И. А., Костров А. В. // Биомедицинская радиоэлектроника. 2017. № 12. С. 3.

PACS: 87.19.Rf, 52.70.Gw

Resonance measuring systems for near-field microwave tomography of biological tissues

D. V. Yanin, A. G. Galka, and A. V. Kostrov

Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences,
46 Ul'yanov st., Nizhny Novgorod, 603950, Russia
E-mail: door_s@mail.ru

Received November 28, 2018

The paper presents resonance measurement systems for near-field microwave tomography of biological tissues. The features of their design are considered and the technique of deep subsurface sensing is described. The effect of "clamping", characterized by the dependence of the near-field sensor readings on the force of its pressure on the surface of the biological object, is studied. The design solutions are found that allow to minimize the negative impact of "clamping" by using a probe element in the form of a boundary capacitance of a cylindrical capacitor, the outer lining of which ends with a metal flange. The electrodynamic model of measuring system is presented. The impedance properties of the probe element in the form of the boundary capacitance of a cylindrical capacitor with a metal flange in con-

tact with the surface of a homogeneous and inhomogeneous in depth half-space are studied. A scheme for solving the inverse problem for a system of sensors with different sensing depths in relation to the model of a plane-layered medium is developed. Experimental testing of resonant measurement systems and developed mathematical apparatus is carried out on the example of the problem of detection of contrast localized formations (inhomogeneities) in a homogeneous conducting medium.

Keywords: near-field microwave tomography, quasi-static electric field, near-field antenna, resonance, diagnostics, dielectric permeability, conductivity, heterogeneous media, biological tissues.

REFERENCES

1. A. Taflove, *Computational electrodynamics: The finite-difference time-domain method* (Boston-London, Artech House, 1995).
2. J. P. Grant, R. N. Clarke, G. T. Symm, and N. M. Spyrou, *Phys. Med. Biol.* **33** (5), 607 (1988).
3. T. Tamura, M. Tenhunen, T. Lahtinen, T. Repo, and H. P. Schwan, *Phys. Med. Biol.* **39** (6), 927 (1994).
4. Esko Alanen, Tapani Lahtinen, and Jouni Nuutinen, *Phys. Med. Biol.* **44** (7), N169 (1999).
5. T. Sunaga, H. Ikehira, S. Furukawa, H. Shinkai, H. Kobayashi, Y. Matsumoto, E. Yoshitome, T. Obata, S. Tanada, H. Murata, and Y. Sasaki, *Phys. Med. Biol.* **47** (1), N11 (2002).
6. D. V. Yanin, A. V. Kostrov, A. I. Smirnov, M. E. Gushchin, S. V. Korobkov, A. V. Strikovskii, V. I. Gundorin, V. V. Nazarov, and M. V. Starodubtsev, *Tech. Phys.* **57** (4), 468 (2012).
7. D. V. Yanin, A. G. Galka, A. V. Kostrov, A. I. Smirnov, A. V. Strikovskiy, and I. V. Kuznetsov, *Radiophys. Quant. El.* **57** (1), 31 (2014).
8. I. G. Kondrat'ev, A. V. Kostrov, A. I. Smirnov, A. V. Strikovskiy, and A. V. Shashurin, *Plasma Phys. Rep.* **28** (11), 977 (2002).
9. R. Mitra, *Computer Techniques for Electromagnetics* (Pergamon Press, 1973. Revised, Hemisphere Publishing Corporation, 1987).
10. D. V. Yanin, A. G. Galka, A. I. Smirnov, and A. V. Kostrov, *Journal of Radio Electronics*, No. 1, 1 (2016).
11. A. V. Kostrov, A. I. Smirnov, D. V. Yanin, A. V. Strikovskiy, and G. A. Panteleeva, *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics.* **69** (12), 1911 (2005).
12. A. V. Kostrov, A. I. Smirnov, G. A. Panteleeva, A. V. Strikovskiy, and D. V. Yanin, in *Proceedings of 15th International Conference "Microwave & Telecommunication Technology"* (Sevastopol, 2005), pp. 751–752.
13. A. V. Kostrov, V. A. Kostrov, A. I. Smirnov, A. V. Strikovskiy, and D. V. Yanin, in *Proceedings of 16th International Conference "Microwave & Telecommunication Technology"* (Sevastopol, 2006), pp. 769–770.
14. D. V. Yanin, A. G. Galka, A. I. Smirnov, A. V. Kostrov, and A. V. Strikovskiy, *Usp. Prikl. Fiz.* **2** (6), 555 (2014).
15. A. V. Kostrov, A. I. Smirnov, A. V. Strikovskiy, D. V. Yanin, G. A. Panteleeva, and Z. V. Davoyan, in *Proceedings of 17th International Conference "Microwave & Telecommunication Technology"*, (Sevastopol, 2007), pp. 726–727.
16. A. V. Kostrov, A. I. Smirnov, A. V. Strikovskiy, D. V. Yanin, G. A. Panteleeva, and Z. V. Davoyan, in *Proceedings of 7th International Conference on Antenna Theory and Techniques* (Lviv, 2009), pp. 357–359.
17. A. V. Kostrov, A. I. Smirnov, A. V. Strikovskiy, and D. V. Yanin, *Problems of atomic science and technology. Series: Plasma Physics*, No. 1, 13 (2007).
18. A. V. Kostrov, A. V. Strikovskiy, D. V. Yanin, A. I. Smirnov, V. E. Zagainov, S. A. Vasenin, I. N. Druzhkova, G. A. Panteleeva, and Z. V. Davoyan, *Almanah Klinicheskoy Meditsini* **17**, part 2, 96 (2008).
19. V. E. Zagainov, S. V. Mironov, S. A. Vasenin, A. V. Kostrov, A. V. Strikovskiy, and D. V. Yanin, *Meditsinskiy nauchno-prakticheskiy zhurnal "Sovremennii tehnologii v meditsine"*, No. 1-2, 37 (2010).
20. S. A. Vasenin, I. N. Druzhkova, A. V. Kostrov, A. V. Strikovskiy, D. V. Yanin, and V. E. Zagainov, *Meditsinskiy almanah*, No. 5, 53 (2008).
21. D. V. Yanin, A. G. Galka, A. I. Smirnov, A. V. Kostrov, A. V. Strikovskiy, N. Yu. Orlinskaya, A. A. Epishkona, and E. V. Grebenkin, *Journal of Radio Electronics*, No. 1, 1 (2016).
22. D. V. Yanin, A. G. Galka, A. V. Kostrov, A. I. Smirnov, and A. V. Strikovskiy, in *Proceedings of 24th International Conference "Microwave & Telecommunication Technology"*, (Sevastopol, 2014), pp. 1036–1037.
23. D. V. Yanin, A. G. Galka, A. V. Kostrov, A. I. Smirnov, and A. V. Strikovskiy, in *Proceedings of II Microwave Week*, (Moscow, 2014), pp. 503–508.
24. A. K. Martusevich, D. V. Yanin, E. B. Bogomolova, A. G. Galka, I. A. Klemenova, and A. V. Kostrov, *Biomedical Radioelectronics*, No. 12, 3 (2017).