

09;12

## Обнаружение контрастных образований внутри биологических сред при помощи ближнепольной СВЧ диагностики

© А.Н. Резник, Н.В. Юрасова

Институт физики микроструктур РАН,  
603950 Нижний Новгород, Россия  
e-mail: reznik@ipm.sci-nnov.ru

(Поступило в Редакцию 21 апреля 2005 г.)

На основе теоретических и экспериментальных исследований продемонстрированы возможности применения ближнепольной локации (БПЛ) СВЧ диапазона для обнаружения злокачественной опухоли внутри биологической ткани. Теоретический анализ выполнен при помощи развитой теории БПЛ плоскостных сред. Экспериментальная проверка теории осуществлена в условиях зондирования водной среды с контролируемой диэлектрической проницаемостью. Произведены расчеты регистрируемых контрастов опухоли, основанные на модельных представлениях о диэлектрических свойствах здоровых и пораженных тканей человека. Экспериментально исследованы природа и уровень фоновых контрастов, сопутствующих ближнепольным измерениям. Предложена оптимальная измерительная схема, позволяющая снизить маскирующее влияние фоновых контрастов. Получены двумерные изображения контрастного объекта, моделирующего опухоль, в зависимости от глубины его погружения в водную среду. Изучены перспективы применения БПЛ для диагностики подповерхностной температуры.

PACS: 61.66.Nq, 52.80.Pi

### Введение

Исследования, посвященные СВЧ диагностике биологических сред, активно проводятся на протяжении последних 2–3 десятилетий. Существенно более высокая проникающая способность волн СВЧ в человеческое тело по сравнению с волнами оптического и инфракрасного диапазонов делает соответствующие методы особенно перспективными для обнаружения различных подповерхностных аномалий, связанных с воспалениями и опухолями. В частности, в работе [1] на основе анализа большого количества публикаций сделан весьма оптимистический прогноз о том, что в самое ближайшее время применение СВЧ систем для диагностики злокачественной опухоли (карциномы) молочной железы станет реальностью. В этой же работе перечислены факторы, определяющие необходимость разработки новых методов обнаружения карциномы. Причины, по которым именно данное заболевание является наиболее перспективным для СВЧ диагностики, заключаются, во-первых, в высоких контрастах диэлектрической проницаемости карциномы на СВЧ по сравнению со здоровыми тканями, во-вторых, в более высокой прозрачности груди для СВЧ, чем многих других тканей (таких как мышцы, мозг и пр.), в-третьих, в большей доступности груди для неинвазивных исследований по сравнению с внутренними органами. Кроме того, грудь представляет собой достаточно однородную среду, внутри которой легче распознать компактную неоднородность, каковой и является опухоль.

Для решения рассматриваемой задачи исследуются перспективы применения методов пассивной и активной радиолокации. Пассивная СВЧ радиометрия основана на приеме собственного теплового излучения, испускаемо-

го из глубины тела. При этом измеряемый радиояркий контраст обусловлен повышенной на 2–3°C температурой опухоли относительно здоровой ткани [2,3]. Исследования возможностей применения тепलोкации в медицине начались сравнительно давно [4–7] и продолжаются в настоящее время [8–10]. Пассивная СВЧ томография позволяет локализовать по глубине очаг с повышенной температурой за счет управления уровнем выхода излучения. Обычно это делается путем приема излучения на нескольких длинах волн [7–10]. Недавно в работе [11] продемонстрированы новые возможности пассивной томографии, связанные с измерением ближнепольной компоненты теплового излучения, которые в принципе могут быть использованы и в медицинской диагностике.

Существенный прогресс в последние годы достигнут в разработке активных методов обнаружения карциномы. Эти методы используют тот факт, что опухоль представляет собой сильную локальную неоднородность диэлектрической проницаемости в довольно однородной окружающей среде и, следовательно, является источником рассеянных волн. Для локализации такой неоднородности в двух- (2D) или трехмерном (3D) пространстве используется два принципиально различных способа. Один из них основан на восстановлении изображения исследуемого объекта по измерениям поля рассеяния излучения от нескольких источников, проводимым в дискретных точках пространства. Революционные достижения в данной области произошли в результате разработки компьютерных алгоритмов решения подобной некорректной нелинейной обратной задачи [12–15]. Серьезная проблема, которую приходится преодолевать при реализации метода, заключается еще и в том, что рассеянный искомым неоднородностью сигнал необ-

ходимо селективировать на фоне более сильных полей рассеяния от поверхности тела и окружающих антенн, а также сигнала прямого прохождения от источника к приемнику. Оптимизм по поводу преодоления вышеуказанных трудностей на практике связан с тем, что в работах [16–19] продемонстрирована успешная реализация метода не только на численных моделях, но и в лабораторных экспериментах с фантомом, имитирующим человеческое тело. Более того, в работе [20] выполнены первые клинические испытания метода на здоровых пациентах. Другой метод [21–23] использует для радиолокации ультракороткие импульсы длительностью  $\sim 200$  ps, формируемые за счет широкой частотной полосы ( $\sim 10$  GHz) передаваемого излучения. В более поздней модификации этого метода применена еще и многопозиционная передача сигнала [24]. В результате данная техника позволила локализовать передаваемое излучение в объеме  $\sim 1$  см<sup>3</sup>, что соответствует размеру опухоли, детектируемой по измерению сигнала обратного рассеяния. Трудности, с которыми сталкивается данный метод, связаны с сильной временной дисперсией исследуемой среды, что приводит к расплыванию волнового пакета. Чтобы устранить данный эффект, принимаемый сигнал подвергается сложной процедуре коррекции, которая использует априорную информацию о диэлектрической проницаемости тканей груди. Кроме того, как и в первом методе, из принимаемого сигнала приходится устранять маскирующее влияние „артефактов“, обусловленных отражением от поверхности. В настоящее время авторы данного метода успешно продемонстрировали его возможности как в численном моделировании [21–24], так и в экспериментах с фантомами [25,26].

Все перечисленные направления находятся в настоящее время в стадии интенсивных исследований, но присущие каждому методу технические сложности пока не привели к их быстрому внедрению в медицинскую практику. В связи с этим поиск альтернативных возможностей является особенно актуальным. К числу таких методов можно отнести ближнеполюсную (БП) диагностику СВЧ диапазона [27], которая интенсивно развивается в последние годы в приложении к проблемам микроэлектроники, дефектоскопии, материаловедения и пр. [28–33]. Ключевым элементом ближнеполюсного локатора (БПЛ) является зонд с размером апертуры  $D$ , намного меньшим длины волны  $\lambda$  СВЧ излучения. Возмущение исследуемой неоднородностью структуры квазистационарного (ближнего) поля в окрестности апертуры приводит к изменению импеданса зонда, которое регистрируется с помощью той или иной измерительной схемы. Таким образом, с помощью БПЛ фиксируется интегральный отклик по некоторой области 3D-пространства, в которой сосредоточено ближнее поле. Разрешающая способность устройства в двухмерном пространстве определяется размером апертуры  $D$ , а соответствующее изображение получается сканированием по поверхности объекта. Характерным свойством БПЛ является исключительно высокая чувствительность к

вариациям диэлектрической проницаемости в ближней зоне, благодаря чему современные БПЛ в СВЧ диапазоне могут работать при  $D/\lambda < 10^{-5}$  [34,35]. Разрешающая способность этих БПЛ составляет  $\sim 1$   $\mu$ m и менее, вследствие чего их часто называют ближнеполюсными микроскопами. С помощью техники ближнеполюсной локации (БПЛ) обычно исследуются 2D-распределения диэлектрической проницаемости вдоль поверхности исследуемых сред [30,31,34,35]. Эти устройства также применяются для измерения  $\epsilon$  сред, однородных по глубине. В частности, подобными методами были изучены диэлектрические свойства здоровых тканей человеческого тела и злокачественных опухолей [1]. В большинстве подобных измерений (ссылки содержатся в [1]) использован зонд в виде открытого конца коаксиального кабеля [36]. Для зондирования подповерхностных неоднородностей  $\epsilon$ , вызванных, в частности, таким заболеванием, как карцинома, БПЛ пока не применялись.

Результаты работы [37] указывают на достаточно хорошие перспективы применения БПЛ в медицине, в частности в проблеме обнаружения карциномы. В этой работе мы показали, что эффективная глубина зондирования БПЛ определяется диэлектрическими свойствами исследуемой среды и параметрами измерительного устройства  $D$ ,  $\lambda$ . В частности, для жировой ткани в диапазоне волн 40–60 см уже при размерах  $D \sim 1$ –2 см достигаются значительные глубины зондирования:  $d_{\text{эф}}$   $\sim 2$ –4 см. Работа в диапазоне  $D/\lambda \sim 10^{-2}$ , хотя и снижает разрешающую способность, позволяет не только повысить  $d_{\text{эф}}$ , но и создать необходимый запас по чувствительности устройства. Дело в том, что амплитуда квазистационарного поля резко спадает с расстоянием от апертуры [35]. Следует ожидать, что и отклик на локальную неоднородность  $\epsilon$  будет уменьшаться с ее удалением от поверхности. Отметим, что в работе [37] продемонстрирована принципиальная возможность восстановления глубинного профиля диэлектрической проницаемости  $\epsilon(z)$ , которая реализуется путем управления глубиной  $d_{\text{эф}}$  за счет изменения параметров устройства  $D$ ,  $\lambda$  вполне аналогично тому, что делается в радиотепловой диагностике [7–9,11]. Задача восстановления  $\epsilon(z)$  является одномерной и в ряде случаев может быть сведена к обращению уравнения Фредгольма 1-го рода [37]. Такие обратные задачи достаточно хорошо изучены [38] и, хотя являются некорректными, решаются существенно проще, чем обратные задачи в трехмерном пространстве. Можно надеяться, что восстановление профиля  $\epsilon(z)$  в сочетании со сканированием поверхности тела позволит локализовать опухоль в 3D-пространстве.

Цель данной работы состоит в оценке перспектив применения БПЛ для обнаружения карциномы. Как показал выполненный в работах [1,26] анализ экспериментальных данных, злокачественная опухоль представляет собой сильноконтрастное образование, действительная и мнимая части  $\epsilon$  которой могут в 2–5 раз превышать окружающий фон. По этой причине развитая в [37]

теория БП локации слабонеоднородной среды (для которой  $\Delta\epsilon \ll \epsilon$ , где  $\Delta\epsilon$  — возмущение диэлектрической проницаемости, а  $\epsilon$  — ее фоновое значение) не может быть применена к рассматриваемой задаче. В этой связи первая часть работы посвящена разработке электродинамической модели диагностики сильнонеоднородных слоистых сред, для которых  $\Delta\epsilon = \Delta\epsilon(z) \geq \epsilon$ . В экспериментальной части работы описан созданный макет БПЛ и приведены его характеристики. Одна из задач выполненных экспериментов состоит в оценке точности (справедливости) модельных представлений, лежащих в основе развитой теории. Соответствующие выводы сделаны на основе сопоставления экспериментальных данных с результатами расчетов. Другой важный вопрос, который исследован экспериментально, заключается в определении величины и механизма образования фоновых контрастов, которые предположительно будут соответствовать БП диагностике биологической среды. Именно превышение отклика БПЛ над фоновым уровнем позволит сделать вывод о наличии чужеродного объекта (опухоли) под поверхностью исследуемой среды.

Как было отмечено выше, температурная диагностика биологических сред также может служить средством обнаружения опухолей. Этот принцип исследования сред используется в радиометрических методах. Кроме того, температурный контроль очень важен при лечении онкологических заболеваний методом гипертермии. Данный метод заключается в локальном нагреве опухоли на несколько градусов. В работе [37] на основании теоретических расчетов показано, что с помощью активной БПЛ вполне могут регистрироваться малые изменения температуры внутри человеческого тела. В данной работе температурный отклик БПЛ исследован экспериментально, что позволило оценить перспективы применения соответствующих методов для температурной диагностики биологических тканей.

## Диэлектрические свойства биологических тканей

В настоящее время диэлектрические свойства биологических сред в СВЧ диапазоне находятся в стадии интенсивных исследований. В работе [1] содержится обзор уже имеющихся экспериментальных данных. Известно, что спектр действительной и мнимой частей  $\epsilon = \epsilon' - i\epsilon''$  той или иной биологической ткани в значительной мере определяется содержанием воды. В частности, ткань груди по своему составу близка к жировой ткани, отличающейся сравнительно малым водозапасом. Именно это свойство и определяет относительно высокую проникающую способность полей СВЧ в подобные среды. У различных индивидуумов значения диэлектрической проницаемости одних и тех же тканей могут значительно отличаться друг от друга (вплоть до 100%) [39]. В такой ситуации для разного рода электродинамических расчетов полезно иметь модель средней проницаемости различных тканей, которая

позволяла бы получать достоверную оценку  $\epsilon$  в широком спектральном интервале. Подобная модель предложена в работе [37]. Согласно этой модели, биологическая среда состоит из двух компонент: сухого диэлектрика и воды с проницаемостью  $\epsilon_d$  и  $\epsilon_w$ . Диэлектрическая проницаемость  $\epsilon$  двухкомпонентной смеси определяется из уравнения

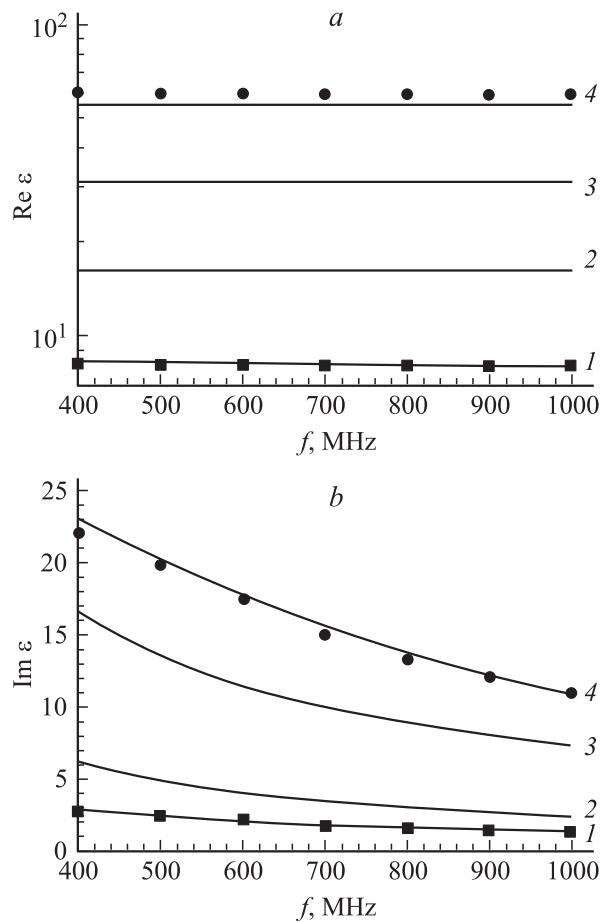
$$\rho \frac{\epsilon_w(f, T, S) - \epsilon}{\epsilon_w(f, T, S) + 2\epsilon} + (1 - \rho) \frac{\epsilon_d - \epsilon}{\epsilon_d + 2\epsilon} = 0, \quad (1)$$

где  $\rho$  — объемное содержание воды в смеси.

Проницаемость воды как функция частоты  $f = \omega/2\pi$ , температуры  $T$  и солёности  $S$  рассчитывается по формуле

$$\epsilon_w(f, T, S) = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_S(S, T) - \epsilon_\infty}{1 + j\omega\tau(S, T)} - j \frac{\sigma(S, T)}{\omega\epsilon^0}, \quad (2)$$

где  $\epsilon^0 = 1/36\pi \cdot 10^{-9}$  F/m,  $\epsilon_\infty = 4.9$  — оптическая проницаемость, а эмпирические формулы для расчета статической проницаемости  $\epsilon_S$ , времени релаксации  $\tau$  и проводимости  $\sigma$  в зависимости от параметров  $T, S$  приведены в [40].



**Рис. 1.** Действительная (а) и мнимая (б) части диэлектрической проницаемости здоровых и пораженных тканей в зависимости от частоты (1 —  $\rho = 35$ , 2 — 45, 3 — 60, 4 — 82%). Линии — результаты расчета, значки — экспериментальные данные [37]. Для всех теоретических зависимостей  $\epsilon_d = 1.2$ .

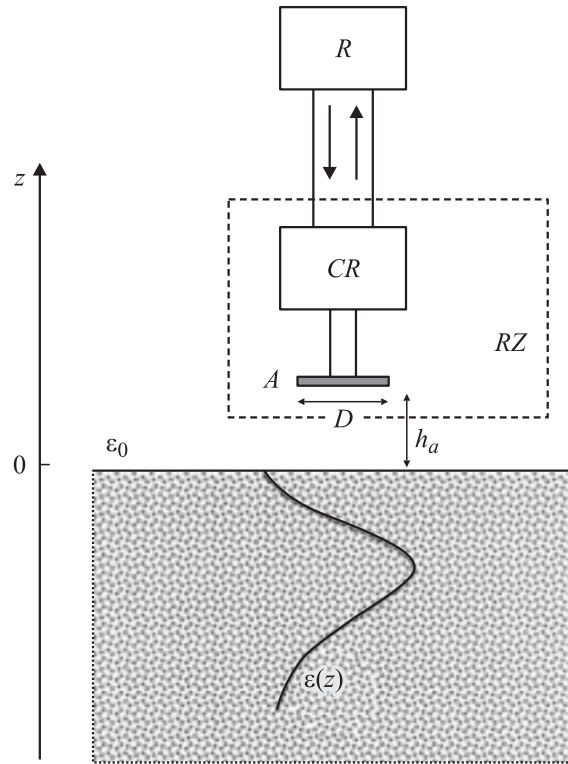
В работе [37] показано, что при соответствующем выборе значений  $S$  и  $\rho$  для различных видов биологических тканей удается получить частотные зависимости действительной и мнимой частей  $\epsilon$ , хорошо соответствующие экспериментальным данным при нормальной температуре  $T \approx 37^\circ\text{C}$ . На рис. 1, *a, b* приведены примеры расчета по формулам (1), (2) функций  $\text{Re}(\epsilon(f))$  и  $\text{Im}(\epsilon(f))$  для жировой и мышечной тканей вместе с соответствующими данными измерений [39] (кривые 1, 4).

Согласно сложившимся представлениям, карцинома груди обладает существенно большим водозапасом, чем окружающие ее здоровые ткани [1,26]. Максимальное содержание воды в опухоли оказывается таким, что  $\epsilon$  достигает значений, характерных для мышечной ткани, а соответствующее приращение  $\rho$  составляет  $\sim 50\%$ . Таким образом, кривые 4 на рис. 1, *a, b* отвечают максимальным значениям параметров  $\text{Re}(\epsilon)$  и  $\text{Im}(\epsilon)$  опухоли. В этом случае контраст  $|\epsilon|$  опухоли относительно здоровой ткани достигает 5:1. Большой разброс экспериментальных данных, приведенных в [1], свидетельствует о том, что  $\epsilon$  пораженных тканей может испытывать значительные вариации от случая к случаю, однако в подавляющем большинстве реализаций контраст проницаемости оказывается не менее 2:1. Промежуточные значения параметров  $\text{Re}(\epsilon)$ ,  $\text{Im}(\epsilon)$  показаны на рис. 1, *a, b* спектральными зависимостями 2, 3. Отметим, что значительные контрасты проницаемости являются одной из основных побудительных причин для применения СВЧ диагностики к рассматриваемой проблеме. Так, для рентгеновской или ультразвуковой локации соответствующие контрасты не превышают единиц процентов.

Как уже отмечалось, другим важным стимулом для применения СВЧ является сравнительно высокая прозрачность жировой ткани для электромагнитных волн этого диапазона, которая характеризуется глубиной скин-слоя  $d_{\text{sk}} = \lambda / (4\pi \text{Im} \sqrt{\epsilon})$ . Используя значения  $\epsilon$  на рис. 1, *a, b* (кривые 1), нетрудно получить для волн  $\lambda = 30\text{--}60\text{ см}$  оценку  $d_{\text{sk}} \approx 7\text{--}12\text{ см}$ . В работе [37] показано, что эффективная глубина зондирования БПЛ оказывается меньше, чем  $d_{\text{sk}}$ , и зависит от параметров антенны  $D$  и  $h_a$ . Оценка предельных глубин обнаружения опухоли является одной из задач данной работы.

### Диагностика слоисто-неоднородных сред

Электродинамическую задачу ближнеполюсной локации плоскостройной среды исследуем для схемы устройства, уже рассмотренной нами в работе [37] и показанной на рис. 2. Резонансный зонд имеет антенну, апертура которой расположена в однородном верхнем полупространстве ( $z > 0$ ) с чисто действительной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_0$ . Исследуемая среда представляет собой полупространство  $z < 0$  с вертикальным профилем комплексной проницаемости  $\epsilon(z) = \epsilon'(z) - i\epsilon''(z)$ . В отличие от [37], где рассматривалась слабонеоднородная среда, в данной работе



**Рис. 2.** Схема ближнеполюсных измерений: *A* — антенна, *CR* — согласующий резонатор, *R* — рефлектометр, *RZ* — резонансный зонд.

никаких ограничений на функцию  $\epsilon(z)$  не накладыва-ется. Неоднородности среды в окрестности апертуры антенны приводят к изменению ее входного импеданса  $Z = R + iX$  за счет возмущения окружающего квази-стационарного электромагнитного поля. В результате меняется спектр коэффициента отражения излучения от входа антенны  $R_0(f)$ , измеряемый с помощью панорамного рефлектометра.

Задача состоит в расчете отклика локатора  $R_0(f)$  на произвольное возмущение профиля  $\epsilon$ . С этой целью используем эквивалентную схему зонда, предложенную в [41] (рис. 3). Отрезок двухпроводной линии с волновым сопротивлением  $Z_l$ , нагруженный на одном конце импедансом антенны  $Z$  и разомкнутый на другом, играет роль согласующего резонатора зонда. Система возбуждается в плоскости *A–A* с помощью волноводной линии с импедансом  $Z_0$ , в которую отводится и отраженная мощность.

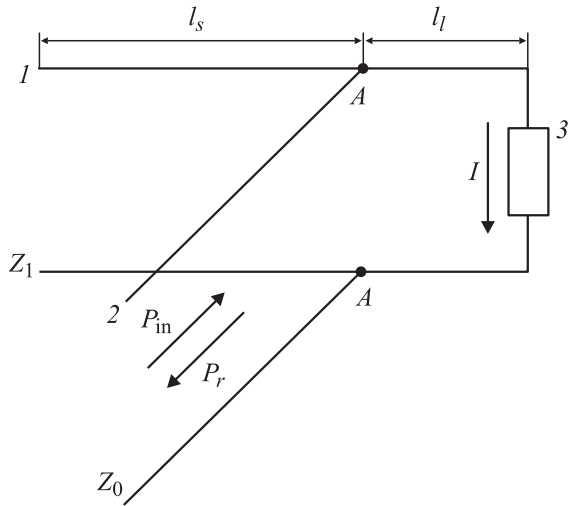
Коэффициент отражения мощности от входа системы рассчитывается по формуле

$$R_0 = \left| \frac{Z_{\text{in}} - Z_0}{Z_{\text{in}} + Z_0} \right|^2, \quad (3)$$

где

$$Z_{\text{in}} = \frac{Z_1 Z_2}{Z_1 + Z_2}$$

— входной импеданс, определяемый параллельным соединением нагрузок  $Z_1, Z_2$  в плоскости *A–A*, которые в



**Рис. 3.** Эквивалентная схема антенны: 1 — согласующая линия, 2 — подводящая линия, 3 — нагрузка,  $P_{in}$  — мощность падающего излучения,  $P_r$  — отраженная мощность.

свою очередь находятся по формуле пересчета импедансов от концов линии ко входу антенны,

$$Z_1 = -iZ_l \operatorname{ctg}(k_l l_s), \quad (4a)$$

$$Z_2 = Z_l \frac{-iZ \operatorname{ctg}(k_l l_l) + Z_l}{-iZ_l \operatorname{ctg}(k_l l_l) + Z}, \quad (4b)$$

где  $k_l$  — постоянная распространения линии.

Дальнейшая задача заключается в расчете импеданса  $Z$  антенны, расположенной над границей раздела однородного и неоднородного полупространств. Общепринятый подход к решению подобных задач состоит в вычислении интегралов от соответствующих квадратов окружающих антенну электрического  $\mathbf{E}$  и магнитного  $\mathbf{H}$  полей, которые через энергетические соотношения связаны с действительной и мнимой частями  $Z$  (см., например, [42])

$$R = R_d + R_r \\ = \frac{2}{|I|^2} \left( \frac{\omega}{8\pi} \int_V \operatorname{Im} \varepsilon |\mathbf{E}|^2 dV + \frac{c}{8\pi} \int_S \operatorname{Re} [\mathbf{E} \cdot \mathbf{H}^*] d\mathbf{S} \right), \quad (5a)$$

$$X = X_L - X_C \\ = \frac{2}{|I|^2} \frac{2\omega}{16\pi} \left( \int_V |\mathbf{H}|^2 dV - \int_V \operatorname{Re} \varepsilon |\mathbf{E}|^2 dV \right), \quad (5b)$$

где  $I$  — электрический ток, протекающий через определенное сечение антенны;  $\varepsilon = \varepsilon(z)$  при  $z < 0$  и  $\varepsilon = \varepsilon_0$  при  $z > 0$  (рис. 2).

Активная часть импеданса антенны (5a) определяется поглощением в нижнем полупространстве ( $R_d$ ) и уходящим в верхнее полупространство излучением ( $R_r$ ). При вычислении первого слагаемого в (5a) интегрирование производится по области  $z < 0$ , поскольку только здесь

$\operatorname{Im} \varepsilon \neq 0$ , а для второго слагаемого (5a) поверхность интегрирования представляет собой плоскость, расположенную на произвольной высоте над антенной. Реактанс (5b) определяется полями во всем окружающем пространстве, причем индуктивный  $X_L$  и емкостной  $X_C$  импедансы пропорциональны запасенной энергии полей  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{E}$  соответственно.

Будем считать, что электромагнитное поле антенны генерируется сторонними полями, распределенными на апертуре антенны и имеющими отличные от нуля компоненты  $\mathbf{E}_a(\mathbf{r}) = E_a(r)\mathbf{y}_0$ ,  $\mathbf{H}_a(\mathbf{r}) = H_a(r)\mathbf{x}_0$ . В дальнейших расчетах мы полагаем, что

$$H_a(r) = E_a(r) = E_0 \exp(-4r^2/D^2). \quad (6)$$

Аппроксимация сторонних источников (6) предполагает, что масштаб  $D$  является характерным собственным параметром зонда, который по порядку величины соответствует геометрическому размеру апертуры, но не равен ему в точности, поскольку зависит от конструктивных особенностей конкретной антенны и способа ее запитки. Отметим, что для сторонних источников типа (6) при малых электрических размерах антенны  $D \ll \lambda$  характерно отношение  $X_L < X_C$ , т.е. импеданс антенны представляет собой емкостную нагрузку в эквивалентной схеме на рис. 3 ( $\operatorname{Im} Z < 0$ ). С уменьшением электрического размера  $D/\lambda \rightarrow 0$  для таких антенн характерно  $|\operatorname{Im} Z| \rightarrow \infty$ ,  $\operatorname{Re} Z \rightarrow 0$ . В соответствии с распределением источников (6) возбуждающий антенну ток имеет электрическую и магнитную компоненты, ортогональные друг другу и направленные вдоль осей  $x$  и  $y$  соответственно, причем

$$I_e = \frac{c}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} H_a(x=0, y) dy, \\ I_m = \frac{c}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} E_a(x, y=0) dx.$$

С учетом (6) имеем

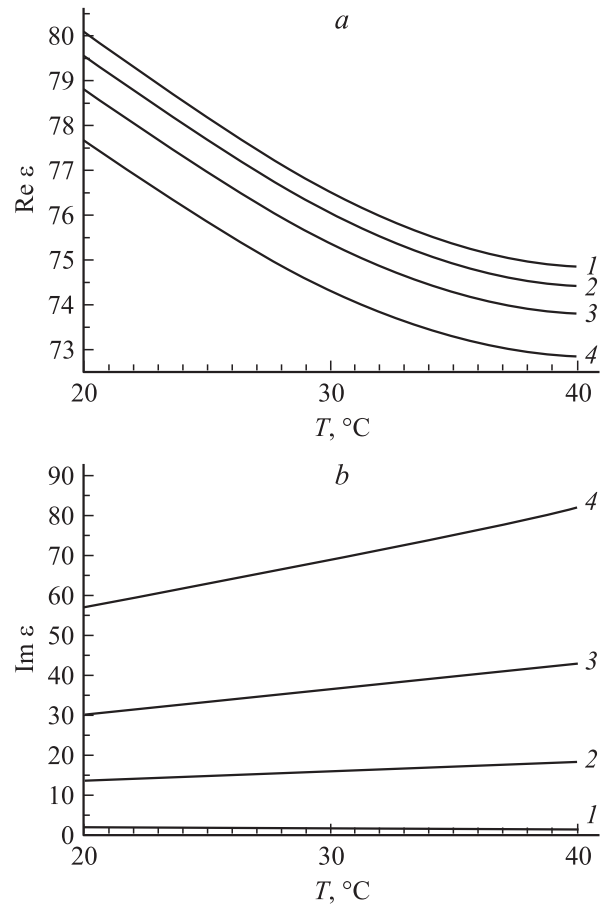
$$I_e = I_m = I = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{c}{4\pi} E_0 D,$$

где  $I$  — сторонний ток в формулах (5a), (5b).

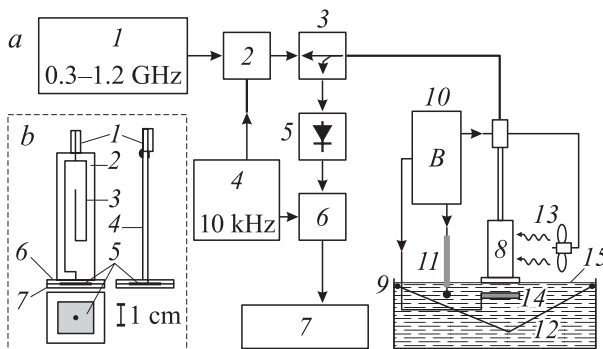
Итак, задача расчета импеданса антенны  $Z$  свелась к определению полей заданных на апертуре сторонних источников в окружающем неоднородном пространстве. Естественно, что при вычислении  $Z$  принципиален учет квазистационарных полей антенны. Методика расчета полей приведена в Приложении. Подстановка импеданса  $Z(f)$  в (3), (4) для определенной частоты электромагнитного поля  $f$  дает отклик БПЛ на конкретное распределение  $\varepsilon(z)$  в виде зависимости  $R_0(f)$ , соответствующей заданному профилю диэлектрической проницаемости.

## Схема эксперимента и оборудование

Лабораторная установка схематически приведена на рис. 4. В качестве исследуемой среды использована вода. Этот выбор продиктован, с одной стороны, тем, что диэлектрические свойства биологических тканей определяются в первую очередь их водозапасом. Поэтому выводы относительно работоспособности диагностической системы, полученные для водной среды, с известной степенью достоверности могут быть перенесены и на биологические среды. В выполненных экспериментах поверхность воды была изолирована от рабочей поверхности антенны тонкой полиэтиленовой пленкой. В этих условиях и по механическим свойствам (упругость, гибкость и т.п.) изучавшийся объект напоминал человеческое тело. С другой стороны, одной из целей данной работы было сопоставление теоретических и экспериментальных результатов, в связи с чем исследуемый объект должен был обладать контролируемой и изменяемой в достаточно широких пределах диэлектрической проницаемостью. Вода вполне удовлетворяет указанным требованиям, что можно видеть на рис. 5, где представлены зависимости параметров  $\text{Re } \epsilon$  и  $\text{Im } \epsilon$  от температуры  $T$  и солёности  $S$  на частоте 500 МГц. Расчеты на рис. 5 выполнены по формуле (2), которая, согласно [40], обеспечивает точность не хуже 1%. В выполненных экспериментах проницаемость водной среды управлялась контролируемым изменением параметров  $S$  и  $T$  в пределах, указанных на рис. 5 и оказавшихся вполне достаточными для регистрации соответствующих откликов БПЛ. В процессе температурных измерений наряду с однородным нагревом воды создавали также глубинный профиль  $T(z)$ . С помощью проволочного нагревателя мощностью  $P_n \approx 40 \text{ W}$ , расположенного на



**Рис. 5.** Действительная (а) и мнимая (б) части диэлектрической проницаемости воды для различных значений температуры и солёности. 1 —  $S = 0$ , 2 — 2, 3 — 5, 4 — 10 г/л.



**Рис. 4.** Схема эксперимента. а — измерительная система и объект исследования: 1 — генератор СВЧ, 2 — амплитудный модулятор, 3 — направленный ответвитель, 4 — генератор звуковых частот, 5 — детектор, 6 — синхронный приемник, 7 — устройство регистрации, 8 — зонд, 9 — кювета с водой, 10 — устройство управления высотой, 11 — контактный термометр, 12 — проволочный нагреватель, 13 — устройство охлаждения зонда, 14 — контейнер с водой, 15 — полиэтиленовая пленка; б — ближнепольный зонд: 1 — коаксиальный вход, 2 — диэлектрическая подложка, 3 — металлическая полоска, 4 — металлический экран, 5 — апертура, 6 — диэлектрическая подложка, 7 — изолирующая прокладка.

поверхности воды, формировался монотонно убывающий в глубину профиль  $T(z, t)$ , изменяющийся также и с течением времени  $t$ . При фиксированной мощности  $P_n$  и постоянной начальной температуре воды  $T_0 = \text{const}$  профили  $T(z, t)$  были предварительно измерены с помощью контактного датчика температуры с интервалами  $\Delta z = 0.5 \text{ cm}$ ,  $\Delta t = 1 \text{ min}$  от момента включения нагревателя. В ряде экспериментов решалась задача обнаружения контрастного объекта, помещенного на различные глубины в водную среду. В этих измерениях искомым объектом служил тонкостенный пластиковый контейнер, закрытый сверху тонкой полиэтиленовой пленкой и заполненный водой с солёностью, отличной от окружающего фона. Следует отметить, что в температурных измерениях важную роль играет стабилизация по температуре резонатора зонда. В противном случае в процессе переноса тепла между исследуемым объектом и резонатором изменяется температура последнего, что может вносить трудноконтролируемые искажения в частотную характеристику зонда. Проблема температурной стабилизации решалась путем установки зонда на металлический радиатор, охлаждавшийся миниатюрным вентилятором.

Основным элементом диагностической системы являлся зонд в виде компактного микрополоскового резонатора с шириной полоска  $w = 2$  мм. В цепь резонатора была включена антенна, которая в процессе измерений приводилась в контакт с исследуемой средой (другими словами, антенна являлась элементом, чувствительным к изменениям диэлектрической проницаемости среды). Апертурой служила металлизированная площадка с линейным размером  $D_0 = 1.5$  см, расположенная на подложке из стеклотекстолита толщиной 1 мм. С внешней стороны антенна изолировалась от окружающего пространства диэлектрической пластиной, такой же как подложка. В качестве разделяющего диэлектрика микрополоскового резонатора использовался ФЛАН-10 толщиной 1 мм. Настройка зонда на резонанс осуществлялась при плотном контакте апертуры с поверхностью воды путем последовательного укорачивания свободного конца полоска резонатора. В результате проведенной настройки резонансная частота зонда составила  $f_0 \approx 500$  МГц, а коэффициент отражения  $R_0(f_0) \approx 10^{-2}$  в условиях контакта антенны с поверхностью пресной воды ( $S = 0$  г/л) при комнатной температуре ( $T \approx 22^\circ\text{C}$ ). Как будет видно далее, зависимость параметров зонда  $f_0$ ,  $R_0(f_0)$  от температуры и солёности воды принципиальна для выполненных экспериментов.

Частотный отклик зонда регистрировался с помощью панорамного рефлектометра. Излучение мощностью  $\sim 0.4$  мВт подводилось от перестраиваемого по частоте генератора СВЧ на коаксиальный вход зонда. Отраженная зондом мощность через направленный ответвитель подавалась на квадратичный детектор. Для повышения чувствительности рефлектометра сигнал СВЧ модулировался по амплитуде с помощью задающего генератора звуковых частот при частоте модуляции 10 кГц. Сигнал с выхода детектора регистрировался с помощью синхронного приемника при постоянной времени выходного устройства 1 с. Калибровка рефлектометра производилась с помощью системы эталонных нагрузок с коэффициентами стоячей волны КСВ, равными 1.05, 1.2, 1.4, 2, которые подключались ко входу рефлектометра вместо зонда. Точность измерения частоты СВЧ составила  $\sim 10$  кГц. Минимально измеримый коэффициент отражения  $R_0^{\min} \approx 10^{-4}$  ограничивался характеристиками направленного ответвителя.

## Диагностика однородного полупространства

Одной из целей выполненных исследований была экспериментальная проверка развитой теории БПЛ. Тестирование однородной водной среды, имеющей границу раздела с воздухом, представляет собой простейший случай приложении данной теории. В процессе расчетов и измерений нас интересовало искажение амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) резонансного зонда под действием изменения температуры и солёности воды. Под АЧХ в данном случае понимается частотная

зависимость коэффициента отражения  $R_0(f)$ , искомыми параметрами которой являются резонансная частота  $f_0$  и коэффициент отражения в минимуме  $R_m = R_0(f_0)$ .

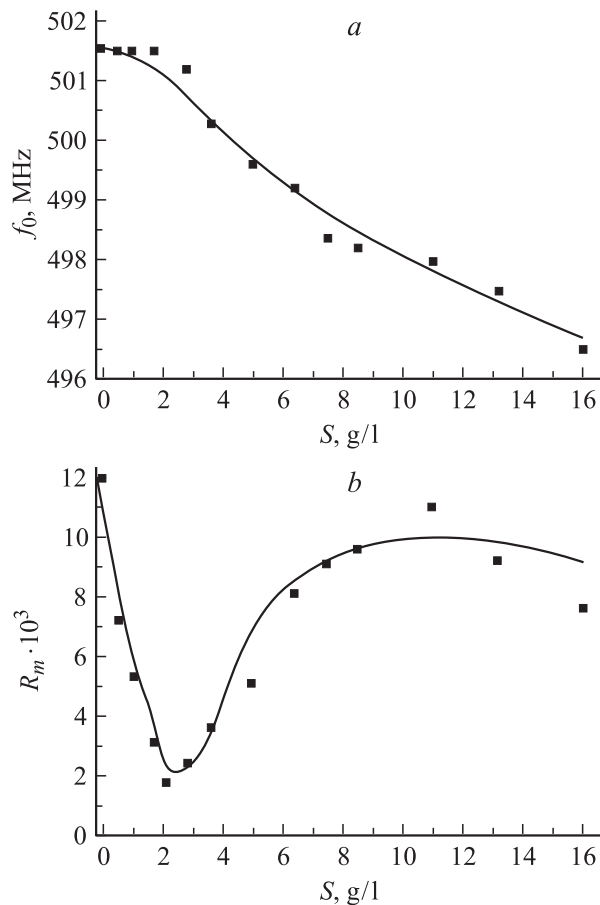
Основным параметром, определяющим частоту  $f_0$  в эквивалентной схеме зонда на рис. 3, является полная длина  $l = l_l + l_s$  двухпроводной линии. В этой схеме антенна малых электрических размеров служит емкостной нагрузкой  $\text{Im} Z = X < 0$ , причем в случае  $D \ll \lambda$ , как правило, имеем  $|X| \ll Z_l$ . При этом условии, согласно результатам работы [41], частота  $f_0$  определяется приближенным соотношением

$$l \approx \frac{c}{2\sqrt{\epsilon_d} f_0} \left( 1 - \frac{Z_l}{\pi|X|} \right), \quad (7)$$

где  $\epsilon_d$  — эквивалентная проницаемость разделяющего диэлектрика микрополосковой линии.

Из формулы (7) следует, что нагрузка приводит к некоторому укорочению резонансной длины  $l_r$  отрезка линии относительно полуволнового резонанса  $\Lambda/2$  ( $\Lambda = c/\sqrt{\epsilon_d} f_0$ ), характерного для разомкнутой на обоих концах линии, т.е.  $l_r = \Lambda/2 - \Delta l_r$ , где  $\Delta l_r = (\Lambda Z_l)/(2\pi|X|) \ll \Lambda$ . Иными словами, емкостная нагрузка создает эквивалентное удлинение линии, смещающее частоту  $f_0$  вниз. С увеличением солёности воды  $S$  растет ее проницаемость  $\epsilon$  (рис. 5, *a, b*), а следовательно, увеличивается емкость нагрузки (падает  $|X|$ ). В результате с ростом  $S$  уменьшается частота  $f_0$ , что и наблюдается в расчетах и измерениях, показанных на рис. 6, *a*. Важным параметром, определяющим конкретную величину реактанса  $X$ , является размер апертуры  $D$ . В выполненных расчетах мы учли, что антенна отстоит от поверхности воды на расстояние  $h_a = 1$  мм и окружена диэлектриком (стеклотекстолитом) с проницаемостью  $\epsilon_0 = 7.5$  (рис. 4). В расчетах приняты следующие параметры микрополосковой линии, определенные по справочнику [43]: импеданс линии  $Z_l = 34 \Omega$ , проницаемость  $\epsilon_d = 6.9$ , тангенс угла потерь диэлектрика  $\text{tg} \delta = 1.5 \cdot 10^{-3}$ , поверхностное сопротивление медных полосков  $R_s = 2.8 \cdot 10^{-2} \Omega$  при  $f \approx 500$  МГц. Наилучшее соответствие результатов расчета зависимости  $f_0(S)$  измерениям, показанным на рис. 6, *a*, достигнуто при  $l = 47$  мм,  $\Delta l = l_l - l_s = 3$  мм,  $D = 10$  мм.

На рис. 6, *b* приведены рассчитанная и измеренная зависимости  $R_m(S)$ . Параметром, регулирующим согласование зонда, является величина асимметрии включения двухпроводной линии, определяемая в схеме на рис. 3 разницей длин плеч  $\Delta l = l_l - l_s$ , составляющих полную длину резонатора  $l$ . Наблюдаемая немонотонная зависимость  $R_m(S)$  объясняется следующим образом. Микрополосковый резонатор зонда настраивался путем необратимого укорочения свободного конца полосковой линии при контакте апертуры с пресной водой ( $S = 0$  г/л). Теоретически идеальное согласование ( $R_m = 0$ ) достигается в том случае, если на частоте  $f_0$  выполнено условие  $\text{Re} Z_{\text{in}} = Z_0$ . Однако на практике идеального согласования не достигалось, а настройка резонатора осуществлялась до уровня  $R_m \approx 10^{-2}$ . При



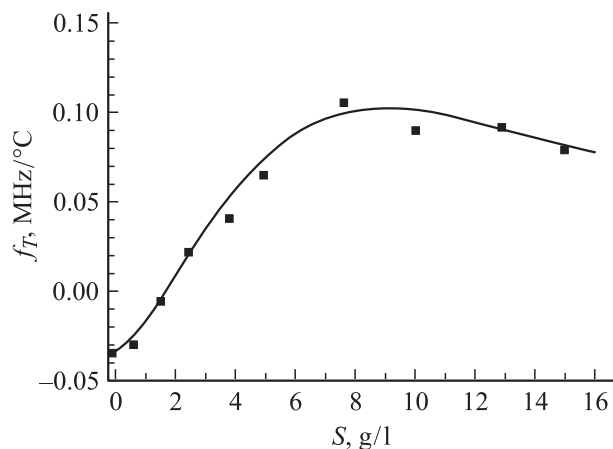
**Рис. 6.** Резонансная частота (а) и минимальный коэффициент отражения (б) зонда в зависимости от солености воды (линии — результаты расчета, значки — экспериментальные данные).

изменении импеданса антенны  $Z$  с ростом солености  $S$  первоначально происходила тонкая подстройка резонатора, которая улучшала его согласование до уровня  $R_m \approx 10^{-3}$ , наблюдавшегося при  $S \approx 2$  г/л. Дальнейшее изменение  $Z$  с ростом  $S > 2$  г/л приводило к некоторому рассогласованию зонда, сопровождавшемуся ростом  $R_m$ .

Интересной особенностью обладает отклик зонда на изменение температуры воды, который характеризуется параметром  $f_T$  — величиной сдвига резонансной частоты  $\Delta f_0$  при изменении  $T$  на  $1^\circ\text{C}$ . Из расчетов на рис. 5 можно видеть, что рассматриваемым вариациям температуры  $\Delta T < 10^\circ\text{C}$  соответствуют малые изменения диэлектрической проницаемости  $|\Delta\epsilon/\epsilon| \ll 1$ . Тогда при однородном нагреве воды имеем  $\Delta f_0 \sim \Delta T$  [37], т.е.  $f_T = \Delta f_0/\Delta T$ . Результаты расчетов и измерений зависимости параметра  $f_T(S)$  представлены на рис. 7. Видно, что при  $S_0 \approx 1.8$  г/л функция  $f_T(S)$  меняет знак, проходя через значение  $f_T(S_0) = 0$ . Такое поведение объясняется тем, что при  $S = S_0$  производная функции  $\text{Im } \epsilon(T)$  воды меняет знак (рис. 5, б). Нетрудно понять, что реактанс антенны  $|X|$  увеличивается с ростом глубины проникновения поля в исследуемую среду, которая в свою очередь является убывающей функцией  $\text{Im } \epsilon$ . Это

и определяет наблюдаемую особенность зависимости  $f_T(S)$ , причем рост  $\text{Im } \epsilon$  с температурой при  $S > S_0$ , как и следует ожидать, приводит к смещению  $f_0$  вниз ( $f_T > 0$ ). И наоборот, падение  $\text{Im } \epsilon$  при  $S < S_0$  сдвигает  $f_0$  вверх ( $f_T < 0$ ).

Рассматривая представленные на рис. 6 и 7 результаты расчетов и измерений в целом, можно заключить, что развитая теория адекватно описывает все основные свойства отклика БП локатора, которые наблюдались в выполненных экспериментах. Важно, что достаточно хорошее соответствие всех полученных экспериментальных и теоретических зависимостей достигается при одних и тех же значениях электродинамических и геометрических параметров, которые выбраны нами в качестве характеристик использованного устройства. В частности, найденное значение эквивалентного размера апертуры  $D \approx 10$  мм оказалось примерно в 1.5 раза меньше геометрического размера  $D_0$ . Тот факт, что  $D < D_0$ , объясняется характерным для электрически малых антенн неравномерным распределением амплитуды сторонних токов по апертуре, спадающим от центра к краям. Заметим, что полученное соотношение  $D_0/D \approx 1.5$  уже наблюдалось нами в работе [11], где ближнеполюсные антенны применялись для радиотеплолокации водной среды. Этот вывод интересен тем, что неизвестное распределение сторонних токов на апертуре антенны заменено нами модельной функцией (6) с одним характерным параметром  $D$ . При этом с помощью лишь одного значения  $D$  нам удалось описать всю совокупность экспериментальных данных, полученных при разных значениях диэлектрической проницаемости исследуемой среды. Можно предположить, что полученная величина  $D$  является собственным параметром зонда, который не зависит от  $\epsilon$ . Неизменность геометрических ( $l, \Delta l, D$ ) и электродинамических ( $Z_l, \epsilon_d, \text{tg } \delta, R_S$ ) параметров системы при изменении проницаемости окружающего пространства важна для практического использования подобных устройств, поскольку позволяет проводить их калибровку по отдельным значениям  $\epsilon$



**Рис. 7.** Сдвиг резонансной частоты зонда при изменении температуры воды (линия — результаты расчета, значки — экспериментальные данные).

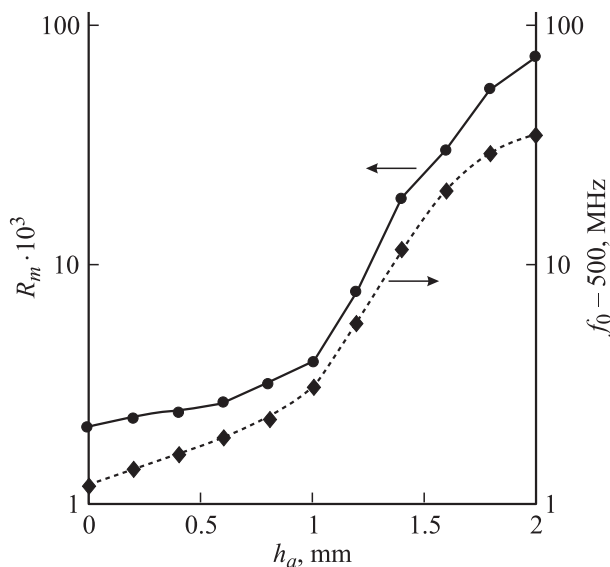


эталонных объектов. Естественно, данный вывод нуждается в дополнительной экспериментальной проверке в условиях вариаций диэлектрической проницаемости в более широких пределах.

Полученное хорошее соответствие теории и эксперимента позволяет утверждать, что выполненные далее расчеты для биологической среды дают достоверную оценку перспектив обнаружения аномалий внутри таких сред.

## Обнаружение контрастного объекта

Представленные на рис. 6 экспериментальные данные демонстрируют существенное влияние диэлектрических свойств среды на резонансную характеристику зонда. Следует ожидать, что попадание контрастного объекта, расположенного под поверхностью среды, в зону видимости антенны также приведет к искажению зависимости  $R_0(f)$ . Очевидно, что характер и величина этого искажения отличаются от полученных для однородного полупространства и зависят от глубины погружения объекта, его размеров и величины контраста  $\epsilon$ . Однако наличие измеримых эффектов еще не является достаточным условием для обнаружения подповерхностных неоднородностей. Важным здесь является вопрос об артефактах, с которыми приходится сталкиваться в процессе этой работы. В частности, для ближнеполевой локации, проводимой при контакте антенны с гибкой поверхностью, существенную роль играют флуктуации отклика  $R_0(f)$  от контакта к контакту. Представление о характере этих эффектов можно получить из рис. 8. На этом рисунке показаны результаты измерений зависимостей параметров  $R_m$  и  $f_0$  от положения антенны  $h_a$  относительно поверхности водной среды. За величину  $h_a = 0$



**Рис. 8.** Минимальный коэффициент отражения зонда и резонансная частота при различных значениях высоты антенны над поверхностью,  $S = 3$  г/л.

принято некоторое условное положение при достаточно плотном контакте антенны с поверхностью. Увеличение  $h_a$  в пределах  $0 < h_a < 1$  мм вело к уменьшению давления апертуры на поверхность, хотя при этом и сохранялся визуальный контакт антенны с поверхностью. При  $h_a > 1$  мм наблюдался заметный зазор между поверхностями апертуры и воды, что сопровождалось скачком производной зависимостей  $R_m(h_a)$ ,  $f_0(h_a)$  на рис. 8. Вместе с тем, если сравнить крутизну функций  $R_m(h_a)$  и  $f_0(h_a)$  на начальном участке при  $h_a < 0.5$  мм с характером изменения этих параметров под влиянием вариаций диэлектрической проницаемости (рис. 6), становится ясно, что только изменение  $R_m$  вблизи точки наилучшего согласования (при  $S \approx 2$  г/л) может существенно превосходить уровень паразитных „контактных“ эффектов. Зонд БП локатора должен быть настроен таким образом, что при контакте с однородной средой коэффициент отражения  $R_m$  достигает минимально возможного значения. Тогда попадание в зону видимости антенны контрастного объекта приведет к резкому росту  $R_m$  за уровень фоновых флуктуаций (аналогично зависимости, представленной на рис. 6, b), что свидетельствует о присутствии искомого объекта.

Сделанный вывод подтвердился в процессе выполненных экспериментов по обнаружению погруженного объекта, показанного на рис. 4. Выбрана соленость воды  $S \approx 2$  г/л, соответствующая минимуму  $R_m$  для данного зонда (рис. 6, b). В контейнер, имитировавший контрастный объект, была помещена вода при  $S = 0$  г/л, которой соответствует наибольшее значение  $R_m$  на рис. 6, b. Двумерные распределения  $R_m(x, y)$  получены при сканировании зондом поверхности с шагом 0.5 см. Примеры распределений  $R_m(x, y)$  при различных глубинах погружения объекта  $h$  показаны на рис. 9. Как и следовало ожидать, регистрируемый контраст падает с глубиной, однако вплоть до  $h = 2$  см можно видеть вполне различимые изображения объекта. Среднеквадратичный уровень фоновых флуктуаций параметра  $R_m$  относительно среднего значения  $\langle R_m \rangle$  рассчитывался как  $\delta_R = ((R_m - \langle R_m \rangle)^2)^{1/2}$  для тех областей изображений, где искомым объектом находился вне зоны видимости антенны. Найденное значение  $\delta_R / \langle R_m \rangle \approx 0.2$  характеризует пороговую величину контрастов, которые могут быть обнаружены предложенным методом. Отметим, что паразитные флуктуации резонансной частоты  $f_0$  от точки к точке, составившие в выполненных экспериментах  $\delta f \approx 0.5$  МГц, маскируют контрасты от объекта уже при  $h \geq 0.5$  см, если в качестве источника информации использовать измерения частоты  $f_0$ .

Обнаруженная особенность в характере искажений частотного отклика  $R(f)$  при контакте антенны с гибкой поверхностью может объясняться следующим образом. Случайные искривления поверхности на контакте вносят „паразитные“ поправки главным образом в реактивную часть импеданса антенны, что сказывается прежде всего на резонансной частоте  $f_0$ . Параметр согласования  $R_m = R(f_0)$  определяется в первую очередь поглощением проникающего в среду квазистационарного поля

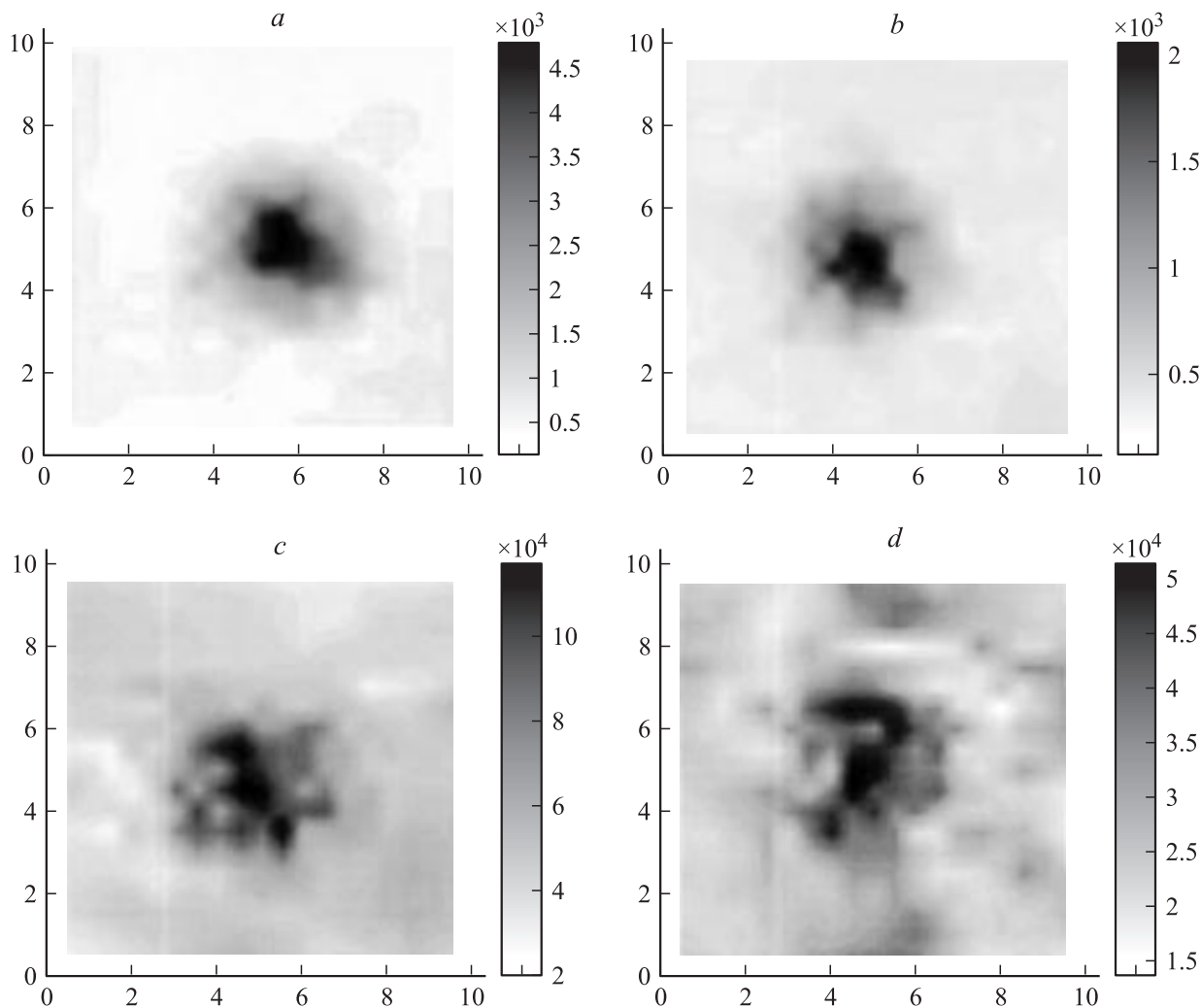


Рис. 9. Двумерные изображения погруженного объекта ( $a - h = 0.5$ ;  $b - 1$ ,  $c - 1.5$ ,  $d - 2$  см).

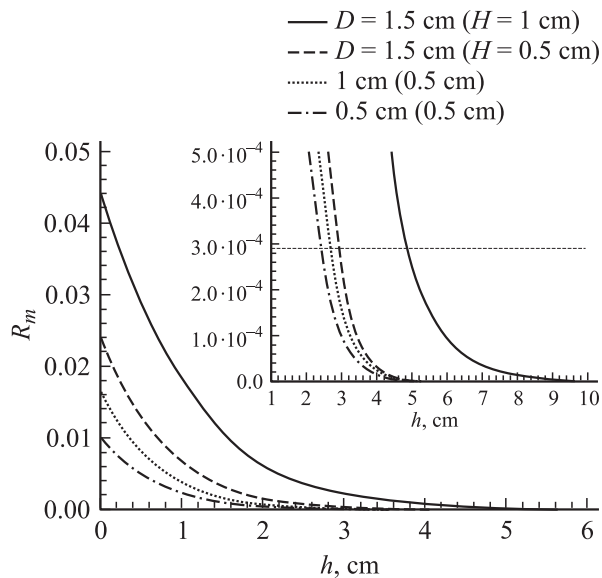
антенны, которое является более устойчивым к малым искажениям формы поверхности. Таким образом, в проблеме обнаружения подповерхностных аномалий  $\epsilon$  решающее значение имеет правильный выбор параметра, который регистрируется в качестве отклика БП зонда. Выполненные модельные эксперименты показали, что при соответствующей конструкции зонда измерение  $R_m$ , вероятно, позволит обнаружить опухоли, расположенные на достаточно больших глубинах в теле человека.

## Расчеты для биологической среды

Перспективы применения рассматриваемого метода для обнаружения опухолей мы оценили с помощью развитой теории БПЛ слоистых сред. Опухоль моделировалась плоским слоем толщины  $H$ , верхняя граница которого располагалась на глубине  $h$  от поверхности однородного полупространства. Диэлектрические проницаемости здоровой жировой ткани  $\epsilon_{bf}$  и опухоли  $\epsilon_c$  были рассчитаны с помощью предложенной модели биологической среды. Объемное содержание воды  $\rho$  составляло

в них 0.35 и 0.6 соответственно (рис. 1). В результате при нормальной температуре и длине волны  $\lambda = 60$  см было получено:  $\epsilon_{bf} = 8.2 - 2.4i$  и  $\epsilon_c = 31.2 - 13.4i$ .

В расчетах „обнаружение“ опухоли проводилось по схеме, предложенной в результате выполненных экспериментальных исследований. Первоначально для антенны заданного размера  $D$ , находившейся в контакте с однородным полупространством, вычислялся импеданс  $Z$ , который служил нагрузкой в эквивалентной схеме на рис. 3. Геометрические параметры  $l, \Delta l$  согласующего резонатора выбирались таким образом, чтобы на частоте  $f_0 = 500$  MHz достигалось идеальное согласование  $R_m(f_0) = 0$ . Затем в однородное полупространство включался слой („опухоль“), что приводило к некоторому рассогласованию зонда на смещенной резонансной частоте  $f'_0$ . Другими словами, при наличии „опухоли“ оказывалось  $R_m(f'_0) > 0$ . Полученное значение  $R_m(f'_0)$  принималось за отклик БПЛ на „опухоль“. Примеры вычисления коэффициента отражения зонда  $R_m$  на резонансной частоте в зависимости от размера антенны, а также от глубины  $h$  и толщины слоя  $H$ , моделирующего



**Рис. 10.** Коэффициент отражения зонда в зависимости от глубины расположения опухоли для разных размеров антенны и толщины слоя, моделирующего пораженную область.

опухоль, представлены на рис. 10. В качестве критерия обнаружения примем условие  $R_m > \delta_R$ , означающее, что при наличии опухоли в зоне видимости антенны величина  $R_m$  должна превышать уровень фоновых флуктуаций  $\delta_R$ . За оценку этого уровня мы приняли величину  $\delta_R = 2.9 \cdot 10^{-4}$ , определенную в процессе экспериментальных исследований. Из расчетов на рис. 10 можно видеть, что рассматриваемый метод позволяет обнаруживать небольшие опухоли с  $H \approx 5$  mm, расположенные на глубинах  $\approx 2-3$  cm. С увеличением размера опухоли до 10 mm глубина обнаружения повышается до 5 cm.

## Температурная диагностика

Как показали расчеты и измерения (рис. 7), БП локатор является прибором, чувствительным к изменениям температуры биологических и водных сред, которая наряду с соленостью влияет на диэлектрическую проницаемость. Однако в диапазоне температурных вариаций  $\Delta T < 5^\circ\text{C}$ , которые только и могут представлять интерес для биологических объектов, речь идет о весьма малых контрастах  $\epsilon$ , не превышающих 2–3%. К сожалению, отмеченные выше фоновые контрасты, сопутствующие БП локации мягких поверхностей, препятствуют абсолютным измерениям температур рассматриваемым способом. Вместе с тем для ряда практических задач интерес представляют изменения температуры внутри исследуемой среды за достаточно короткий промежуток времени, которые могут быть получены на основе относительных измерений. К числу таких задач относится температурный контроль в процессе лечения онкологических заболеваний гипертермией. В данной проблеме наибольший интерес представляет изменение

глубинного профиля  $T(z)$  при кратковременном (не более 10–15 min) локальном нагреве тела.

Выполненные в данной работе экспериментальные исследования показали, что „паразитные“ контактные эффекты не создают помех относительным измерениям при БП локализации водной среды. В процессе измерений антенна приводилась в контакт с поверхностью однородной водной среды при температуре  $T_0 \approx 22^\circ\text{C}$ , после чего включался нагреватель, с помощью которого формировался профиль приращения температуры  $\Delta T(t, z)$ . Для увеличения чувствительности БП локатора к вариациям коэффициента отражения измерения проводились на склоне резонансной кривой, т.е. при некоторой отстройке фиксированной рабочей частоты  $f_r$  относительно  $f_0$ . При таком способе регистрации основной вклад в приращение коэффициента отражения  $\Delta R$  дает смещение  $\Delta f_0$  частоты  $f_0$ , которое происходит под действием связанных с нагревом вариаций  $\epsilon$ . Как показано в работе [37], в диапазоне температур  $\Delta T \leq 10^\circ\text{C}$  рассматриваемый БП термометр является линейным прибором. В этом случае при однородном нагреве воды на величину  $\Delta T_0$

$$\Delta R_0 \approx f_T (\partial R_0(f) / \partial f) \Big|_{f=f_r} \Delta T_0, \quad (8)$$

где коэффициент температурной чувствительности  $f_T = \Delta f_0 / \Delta T$ . Результаты измерений параметра  $f_T$  в зависимости от солености воды  $S$  показаны на рис. 7.

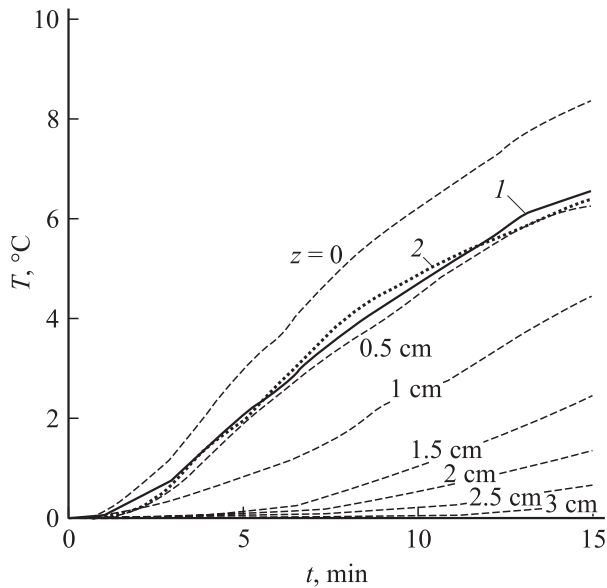
В процессе диагностики глубинного профиля  $\Delta T(z, t)$  фиксировались изменения коэффициента отражения  $\Delta R(t)$ , которые пропорциональны среднеглубинной температуре

$$\Delta T_{\text{av}} = \int_{-\infty}^{\infty} dz \Delta T(z) K(z). \quad (9)$$

Ядро  $K$  интегрального уравнения (9) определяет эффективную глубину зондирования  $d_{\text{eff}} = \left| \int_{-\infty}^0 dz z K(z) \right|$  [37]. Для определения зависимости  $\Delta T_{\text{av}}(t)$  из измерений  $\Delta R(t)$  производилась калибровка БП локатора по однородно нагретой на  $\Delta T_0$  воде. При таком способе калибровки в соответствии с (8) имеем

$$\Delta T_{\text{av}} = \frac{\Delta R(t)}{\Delta R_0} \Delta T_0. \quad (10)$$

Важно, что для калибровки мы использовали ту же самую среду, что и для последующих измерений, поскольку параметр  $f_T$  в (8) зависит от диэлектрических свойств исследуемой среды (для воды в первую очередь от солености, как видно из рис. 7). Чувствительность БП термометра  $\delta_T$  ограничивалась собственными шумами рефлектометра. Специфический характер зависимости  $f_T(S)$  (рис. 7) позволил провести температурные измерения с достаточной точностью только в диапазоне  $S \geq 4$  g/l. При таких значениях  $S$  и постоянной интегрирования на выходе синхронного приемника  $\tau = 1$  s чувствительность составила  $\delta_T \approx 0.1^\circ\text{C}$ .



**Рис. 11.** Динамика среднеглубинной температуры. 1 — измерения, 2 — расчет. Штриховые линии — динамика температур на различных глубинах  $z$ .

Пример полученной зависимости  $\Delta T_{\text{av}}(t)$  для  $S = 5 \text{ г/л}$  представлен на рис. 11, где также приведены зависимости  $\Delta T(t, z)$ , измеренные контактным датчиком температуры на ряде уровней  $z$  с интервалом  $5 \text{ мм}$ . На этом же рисунке приведена теоретическая зависимость  $\Delta T_{\text{av}}(t)$ , полученная с помощью развитой теории с использованием глубинных профилей диэлектрической проницаемости  $\varepsilon(z, t)$ . Расчеты  $\varepsilon$  выполнены по формуле (2) для температурных распределений  $T(z, t) = T_0 + \Delta T(z, t)$ . Из рис. 11 можно видеть, что БП термометр является измерителем проинтегрированной по глубине температуры, причём характерный масштаб осреднения по глубине в приведенном примере составил  $d_{\text{eff}} \approx 0.9 \text{ см}$ . Следствием такого осреднения является то, что  $T_{\text{av}} < T(z = 0)$ , поскольку в  $T_{\text{av}}$  дает вклад не только поверхность, но также и достаточно глубокие (более холодные) слои воды. Указанное свойство позволяет использовать БП термометр для восстановления профиля  $T(z)$  с помощью проведения одновременных измерений при нескольких различных значениях  $d_{\text{eff}}$ . В работе [37], где данный метод обоснован теоретическими расчетами, показано, что глубиной  $d_{\text{eff}}$  можно управлять путем изменения рабочей длины волны зонда, размера его апертуры либо высоты над поверхностью. Продemonстрированное здесь хорошее соответствие результатов расчета и эксперимента подтверждает принципиальную возможность подобной диагностики.

## Заключение

В данной работе теоретически и экспериментально обоснована возможность обнаружения контрастных объектов, расположенных под поверхностью биологиче-

ских тканей средствами БПЛ диапазона СВЧ. Мы продемонстрировали перспективность применения данной техники для обнаружения злокачественной опухоли в женской груди. По таким параметрам, как излучаемая СВЧ мощность, чувствительность, разрешающая способность, глубина зондирования, техника БПЛ отвечает условиям указанной задачи. В последние годы проблема обнаружения опухоли вызывает значительный интерес у специалистов в области микроволн. С другой стороны, к настоящему времени методы БПЛ широко применяются для зондирования сред различной физической природы. Тем не менее возможность применения БПЛ к рассмотренной здесь задаче до сих пор не была убедительно обоснована. Основным фактором, препятствующим внедрению техники БПЛ в медицинскую диагностику, являются, на наш взгляд, фоновые флуктуации, возникающие при контакте зонда с поверхностью исследуемой среды. В данной работе показано, что эта трудность может быть в значительной мере преодолена за счет оптимальной настройки зонда и правильного выбора регистрируемого параметра отклика. Естественно, что окончательные выводы о перспективности БП диагностики биологических сред могут быть сделаны только после испытаний в реальных условиях.

Несмотря на широкое практическое применение, полноценная теория БПЛ до настоящего времени не была построена, на что указано, например, в обзоре [27]. Такого рода теория должна позволять для заданной конструкции устройства рассчитать отклик БПЛ на вариацию диэлектрической проницаемости исследуемой среды. При этом наиболее интересна ситуация, когда среда неоднородна, поскольку именно неоднородности  $\varepsilon$  являются главным объектом для радиолокации. В данной работе вместе с более ранней публикацией [37] сделана попытка построения подобной теории. Достигнутое хорошее соответствие теоретических и экспериментальных результатов свидетельствует об адекватности представлений, положенных в основу теории. Ввиду сложности соответствующих электродинамических задач мы ограничились пока случаем плоскостной среды. Это создает определенные ограничения в применении развитой теории к проблеме обнаружения опухоли. Поскольку горизонтальные размеры опухолей оказываются одного порядка с линейными размерами апертур зондов, полученные в данной работе оценки регистрируемых контрастов, по-видимому, несколько завышены. Учитывая сказанное, очевидным дальнейшим развитием теории является ее обобщение на случай трехмерных неоднородностей  $\varepsilon$ .

Среди большого числа возможных конструкций БПЛ [27–36] мы рассмотрели лишь одну, сводящуюся к эквивалентной схеме на рис. 3. Естественно, что для каждого варианта построения БПЛ требуется отдельный анализ. В зависимости от типа устройства пути построения теории также могут видоизменяться, хотя общим пунктом всех подобных теорий является решение электродинамической задачи о возмущении квазистационарного поля зонда исследуемой средой.

Авторы признательны В.Л. Ваку за содействие работе, а также Г.М. Альтшуллеру, С.А. Басову, С.В. Пономареву за помощь в постановке экспериментов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 03-02-16086).

## Приложение. Расчет электромагнитного поля

Для нахождения электромагнитного поля сторонних источников, заданных на апертуре антенны, представим неоднородную среду в виде кусочно-однородной. Считаем, что при  $z < 0$  среда состоит из  $N$  однородных плоских слоев одинаковой толщины  $d$  с проницаемостями

$$\varepsilon_i = (\varepsilon(z_{i-1}) + \varepsilon(z_i))/2, \quad i = 1, 2, \dots, N. \quad (A1)$$

Значению  $i = 0$  соответствует проницаемость  $\varepsilon_0$  однородного верхнего полупространства  $z > 0$ . Величину  $N$  целесообразно выбрать из условия  $Nd \gg d_{sk}$ , поскольку неоднородности среды, лежащие на глубинах  $|z| \gg d_{sk}$  (реально  $|z| > 3d_{sk}$ ), заведомо не оказывают влияния на импеданс антенны  $Z$ . Тогда при  $z < -Nd$  считаем, что среда однородна и имеет проницаемость  $\varepsilon_{N+1} = \varepsilon(z = -Nd) = \text{const}$ .

Электромагнитное поле, создаваемое антенной в каждой точке  $(\mathbf{r}, z)$  окружающего неоднородного пространства, выразим через распределение сторонних источников (6) и функцию Грина данной задачи

$$\begin{cases} E_j(\mathbf{r}, z, h_a) \\ H_j(\mathbf{r}, z, h_a) \end{cases} = -\frac{c}{4\pi} \iint d^2r_1 G_j^{E,H}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1, z, h_a) E_a(\mathbf{r}_1). \quad (A2)$$

Функции  $\mathbf{G}^{E,H}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1, z, h_a) = \mathbf{G}_e^{E,H}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1, z, h_a) + \mathbf{G}_m^{E,H}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1, z, h_a)$  представляют собой электрическое ( $\mathbf{G}^E$ ) и магнитное ( $\mathbf{G}^H$ ) поля, создаваемые элементарными электрическим ( $e$ ) и магнитным ( $m$ ) диполями, расположенными на апертуре антенны и ориентированными вдоль компонент токов  $I_{e,m}$  соответственно (т.е. вдоль осей  $x$  и  $y$ ). Интегрирование в (A2) проводится по площади апертуры. Далее перейдем к соответствующим преобразованиям Фурье по поперечным координатам  $\mathbf{r}$  и воспользуемся соотношениями

$$\begin{aligned} & \iint_{-\infty}^{+\infty} \left\{ |\mathbf{E}(\mathbf{r}, z, h_a)|^2 \right\} d^2r \\ & \iint_{-\infty}^{+\infty} \left\{ |\mathbf{H}(\mathbf{r}, z, h_a)|^2 \right\} d^2r \\ & = \frac{c^2}{4} \iint_{-\infty}^{+\infty} \sum_{j=1}^3 \left\{ |G_j^E(\boldsymbol{\kappa}, z, h_a)|^2 \right\} |E_a(\boldsymbol{\kappa})|^2 d^2\boldsymbol{\kappa}, \quad (A3) \end{aligned}$$

чтобы вычислить входящие в (5,а), (5,б) интегралы ( $\boldsymbol{\kappa} = \kappa_x \mathbf{x}_0 + \kappa_y \mathbf{y}_0$  — поперечные волновые числа,  $d^2\boldsymbol{\kappa} = d\kappa_x d\kappa_y$ ). Тогда активная и реактивная компоненты

импеданса принимают вид

$$\begin{aligned} R &= \frac{2}{|I|^2} \frac{c^2}{4} \left[ \frac{\omega}{8\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \text{Im} \varepsilon(z) dz \iint_{-\infty}^{+\infty} \sum_{j=1}^3 |G_j^E(\boldsymbol{\kappa}, z, h_a)|^2 \right. \\ & \times |E_a(\boldsymbol{\kappa})|^2 d^2\boldsymbol{\kappa} + \frac{c}{8\pi} \iint_{-\infty}^{+\infty} \text{Re} (G_x^E(\boldsymbol{\kappa}, z, h_a) G_y^{H*}(\boldsymbol{\kappa}, z, h_a) \\ & \left. - G_y^E(\boldsymbol{\kappa}, z, h_a) G_x^{H*}(\boldsymbol{\kappa}, z, h_a)) |E_a(\boldsymbol{\kappa})|^2 d^2\boldsymbol{\kappa} \right], \quad (A4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} X &= \frac{2}{|I|^2} \frac{\omega}{8\pi} \frac{c^2}{4} \int_{-\infty}^{+\infty} dz \iint_{-\infty}^{+\infty} \sum_{j=1}^3 (|G_j^H(\boldsymbol{\kappa}, z, h_a)|^2 \\ & - \text{Re} \varepsilon(z) |G_j^E(\boldsymbol{\kappa}, z, h_a)|^2) |E_a(\boldsymbol{\kappa})|^2 d^2\boldsymbol{\kappa}, \quad (A5) \end{aligned}$$

где в соответствии с (6)  $E_a(\boldsymbol{\kappa}) = (E_0 \pi D^2 / 4) \times \exp(-D\boldsymbol{\kappa}/4)^2$ .

Формулы (A4), (A5) описывают вклад в импеданс волновой и квазистационарной компонент поля, которым соответствуют области интегрирования  $\kappa^2 = \kappa_x^2 + \kappa_y^2 \leq k_0^2$  и  $\kappa^2 = \kappa_x^2 + \kappa_y^2 > k_0^2$ , где  $k_0 = 2\pi/\lambda$  — волновое число в вакууме.

Далее электромагнитные поля диполей представляются в виде суперпозиции полей  $TE(\parallel)$ - и  $TM(\perp)$ -поляризаций  $\mathbf{G}^{E,H} = \mathbf{G}_{e\parallel}^{E,H} + \mathbf{G}_{m\parallel}^{E,H} + \mathbf{G}_{e\perp}^{E,H} + \mathbf{G}_{m\perp}^{E,H}$ . Поля пространственных гармоник соответствующих поляризаций в каждом слое  $z_i < z < z_{i+1}$  могут быть найдены с помощью рекуррентных соотношений:  $TE$ -поляризация

$$\begin{aligned} \mathbf{G}_i^E(\boldsymbol{\kappa}, z, h_a) &= \frac{A_i}{2\pi c} \left( -\mathbf{x}_0 \frac{\kappa_y}{\kappa} + \mathbf{y}_0 \frac{\kappa_x}{\kappa} \right) \\ & \times (\exp(jk_i z) + \Gamma_i \exp(-jk_i z)) \exp\left(-i\sqrt{k_0^2 - \kappa^2} h_a\right), \quad (A6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathbf{G}_i^H(\boldsymbol{\kappa}, z, h_a) &= \frac{A_i}{2\pi c} \left[ \left( \mathbf{x}_0 \frac{\kappa_x}{\kappa} + \mathbf{y}_0 \frac{\kappa_y}{\kappa} \right) \right. \\ & \times \frac{\sqrt{\varepsilon_i k_0^2 - \kappa^2}}{k_0} (\exp(jk_i z) + \Gamma_i \exp(-jk_i z)) + \mathbf{z}_0 \frac{\kappa}{k_0} \\ & \left. \times (\exp(jk_i z) - \Gamma_i \exp(-jk_i z)) \right] \exp\left(-i\sqrt{k_0^2 - \kappa^2} h_a\right), \end{aligned}$$

$$\Gamma_i = \frac{\rho_n^i \sqrt{\varepsilon_i k_0^2 - \kappa^2} - \rho_i \sqrt{\varepsilon_i} k_0}{\rho_n^i \sqrt{\varepsilon_i k_0^2 - \kappa^2} + \rho_i \sqrt{\varepsilon_i} k_0} \exp(2jk_i z_i),$$

$$A_{i+1} = A_i \frac{\exp(jk_i z_i) + \Gamma_i \exp(-jk_i z_i)}{\exp(jk_{i+1} z_i) + \Gamma_{i+1} \exp(-jk_{i+1} z_i)},$$

$$\rho_n^i = \rho_{i+1} \frac{\sqrt{\varepsilon_{i+1}} k_0}{\sqrt{\varepsilon_{i+1} k_0^2 - \kappa^2}} \frac{1 + \Gamma_{i+1} \exp(-2jk_{i+1} z_i)}{1 - \Gamma_{i+1} \exp(-2jk_{i+1} z_i)}, \quad (A7)$$

ТМ-поляризация

$$\mathbf{G}_i^E(\boldsymbol{\kappa}, z, h_a) = \frac{A_i}{2\pi c} \left[ \left( x_0 \frac{\kappa_x}{\kappa} + y_0 \frac{\kappa_y}{\kappa} \right) \frac{\sqrt{\varepsilon_i k_0^2 - \kappa^2}}{\varepsilon_i k_0} \right. \\ \left. \times (\exp(jk_i z) + \Gamma_i \exp(-jk_i z)) + z_0 \frac{\kappa}{\varepsilon_i k_0} (\exp(jk_i z) - \Gamma_i \exp(-jk_i z)) \right] \exp\left(-i\sqrt{k_0^2 - \kappa^2} h_a\right), \quad (\text{A8})$$

$$\mathbf{G}_i^H(\boldsymbol{\kappa}, z, h_a) = \frac{A_i}{2\pi c} \left( x_0 \frac{\kappa_y}{\kappa} - y_0 \frac{\kappa_x}{\kappa} \right) (\exp(jk_i z) + \Gamma_i \exp(-jk_i z)) \exp\left(-i\sqrt{k_0^2 - \kappa^2} h_a\right),$$

$$\Gamma_i = \frac{\rho_n^i \sqrt{\varepsilon_i} k_0 - \rho_i \sqrt{\varepsilon_i k_0^2 - \kappa^2}}{\rho_n^i \sqrt{\varepsilon_i} k_0 + \rho_i \sqrt{\varepsilon_i k_0^2 - \kappa^2}} \exp(2jk_i z_i),$$

$$A_{i+1} = A_i \frac{\sqrt{\varepsilon_i k_0^2 - \kappa^2}}{\sqrt{\varepsilon_{i+1} k_0^2 - \kappa^2}} \frac{\sqrt{\varepsilon_{i+1}}}{\sqrt{\varepsilon_i}} \\ \times \frac{\exp(jk_i z_i) + \Gamma_i \exp(-jk_i z_i)}{\exp(jk_{i+1} z_i) + \Gamma_{i+1} \exp(-jk_{i+1} z_i)},$$

$$\rho_n^i = \rho_{i+1} \frac{\sqrt{\varepsilon_{i+1} k_0^2 - \kappa^2}}{\sqrt{\varepsilon_{i+1} k_0}} \frac{1 + \Gamma_{i+1} \exp(-2jk_{i+1} z_i)}{1 - \Gamma_{i+1} \exp(-2jk_{i+1} z_i)}, \quad (\text{A9})$$

где

$$i = 0, 1, \dots, N; \quad \rho_i = 1/\sqrt{\varepsilon_i}; \quad k_i = \sqrt{\varepsilon_i k_0^2 - \kappa^2}.$$

Вычисления по формулам (A6)–(A9) производят в следующей последовательности:

$$\rho_N(\Gamma_{N+1} = 0) \Rightarrow \Gamma_N(\rho_N) \Rightarrow \rho_{N-1}(\Gamma_N) \Rightarrow \dots \Rightarrow \rho_0(\Gamma_1) \\ \Rightarrow \Gamma_0(\rho_0) \Rightarrow A_1(\Gamma_0, \Gamma_1, A_0 = A_{0\parallel, \perp}) \\ \Rightarrow A_2(\Gamma_1, \Gamma_2, A_1) \Rightarrow \dots \Rightarrow A_{N+1}(\Gamma_N, \Gamma_{N+1}, A_N), \quad (\text{A10})$$

где

$$A_{0\parallel} = \frac{\kappa_x}{\kappa} \frac{k_0 + \sqrt{k_0^2 - \kappa^2}}{\sqrt{k_0^2 - \kappa^2}}; \\ A_{0\perp} = \frac{\kappa_y}{\kappa} \frac{k_0 + \sqrt{k_0^2 - \kappa^2}}{\sqrt{k_0^2 - \kappa^2}};$$

$X(Y)$  означает, что величина  $X$  определяется по найденному ранее  $Y$ .

Отметим также, что количество слоев  $N$  и их толщина  $d$  выбираются таким образом, что при увеличении  $N$  (уменьшении  $d$ ) в 2 раза изменение импеданса не превышает некоторую заданную погрешность.

## Список литературы

- [1] Fear E.C., Hagness S.C., Meaney P.M. et al. // IEEE Microwave Mag. 2002. Vol. 3. N 1. P. 48–56.
- [2] Carr K.L. // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1989. Vol. 37. P. 1862–1869.
- [3] Bocquet B., van de Velde J.C., Mamouni A. et al. // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1990. Vol. 38. P. 791–793.
- [4] Enander B., Larson G. // Electron. Lett. 1974. Vol. 10. P. 317–318.
- [5] Edrich J. // J. Microwave Power. 1979. Vol. 14. P. 95–104.
- [6] Myers P.C., Sadowsky N.L., Barrett A.H. // J. Microwave Power. 1979. Vol. 14. P. 105–115.
- [7] Гайкович К.П., Сумин М.И., Троицкий П.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1988. Т. 31. № 9. С. 1104–1112.
- [8] Maruyama K., Mizushima S., Sugiura T. et al. // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 2000. Vol. 48. P. 2141–2147.
- [9] Jacobsen S., Stauffer P.R. // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 2002. Vol. 50. P. 1737–1746.
- [10] Bardati F., Marrocco G., Tognolatti P. // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 2004. Vol. 52. P. 1917–1924.
- [11] Reznik A.N., Vaks V.L., Yurasova N.V. // Phys. Rev. E. 2004. Vol. 70. 056601 (11 p).
- [12] Caorsi S., Gagnani G.L., Pastorino M. // IEEE Trans. Med. Imag. 1993. Vol. 12. P. 232–239.
- [13] Joachimowicz N., Pichot C., Hugonin J.P. // IEEE Trans. Antennas Propagat. 1991. Vol. 39. P. 1742–1752.
- [14] Semenov S.Y., Bulyshev A.E., Souvorov A.E. et al. // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1998. Vol. 46. P. 133–141.
- [15] Liu Q.H., Zhang Z.Q., Wang T.T. et al. // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 2002. Vol. 50. P. 123–133.
- [16] Meaney P.M., Fanning M.W., Li D. et al. // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 2000. Vol. 48. P. 1841–1853.
- [17] Meaney P.M., Paulsen K.D., Chang J.T. // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1998. Vol. 46. P. 31–45.
- [18] Li D., Meaney P.M., Paulsen K.D. // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 2003. Vol. 51. P. 1179–1186.
- [19] Fang Q., Meaney P.M., Paulsen K.D. // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 2004. Vol. 52. P. 1866–1875.
- [20] Poplack S.P., Paulsen K.D., Hartov A. et al. // Radiology. 2004. Vol. 231. P. 571–580.
- [21] Hagness S.C., Taflove A., Bridges J.E. // IEEE Trans. Biomed. Eng. 1998. Vol. 45. P. 1470–1479.
- [22] Fear E.C., Stuchly M.A. // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 2000. Vol. 48. P. 1854–1863.
- [23] Fear E.C., Li X., Hagness S.C., Stuchly M. // IEEE Trans. Biomed. Eng. 2002. Vol. 49. P. 812–822.
- [24] Bond E.J., Li X., Hagness S.C., Van Veen B.D. // IEEE Trans. Antennas Propagat. 2003. Vol. 51. P. 1690–1705.
- [25] Fear E.C., Still J., Stuchly M.A. // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 2003. Vol. 51. P. 887–892.
- [26] Li X., Davis S.K., Hagness S.C. et al. // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 2004. Vol. 52. P. 1856–1865.
- [27] Rosner B.T., van der Weide D.W. // Rev. Sci. Instrum. 2002. Vol. 73. N 7. P. 2505–2525.
- [28] Tabib-Azar M., Pathak P.S., Ponchak G., LeClari S.R. // Rev. Sci. Instrum. 1999. Vol. 70. P. 2783–2792.
- [29] Steinhauer D.E., Vlahacos C.P., Wellstood F.C. et al. // Appl. Phys. Lett. 1999. Vol. 75. P. 3180–3182.

- [30] Golosovsky M., Galkin A., Davidov D. // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1996. Vol. 4. P. 1390–1392.
- [31] Anlage S.M., Steinhauer D.E., Vlahacos C.P. et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 1999. Vol. 9. P. 4127–4132.
- [32] Anlage S.M., Vlahacos C.P., Dutta S., Wellstood F.C. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 1997. Vol. 7. P. 3686–3689.
- [33] Talanov V.V., Moreland R.L., Scherz A. et al. // Mat. Res. Soc. Proc. 2004. Vol. 812. P. F5.11.1–6.
- [34] Takeuchi I., Wei T., Duewer E. et al. // Appl. Phys. Lett. 1997. Vol. 14. N 71. P. 2026–2028.
- [35] Abu-Teir M., Golosovsky M., Frenkel A. et al. // Rev. Sci. Inst. 2001. Vol. 72. P. 2073–2079.
- [36] Stuchly S.S., Sibbald C.L., Anderson J.M. // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1994. Vol. 42. P. 192–198.
- [37] Резник А.Н., Юрасова Н.В. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 4. С. 108–116.
- [38] Тихонов А.Н., Гончарский А.В., Степанов В.В., Ягола А.Г. Регуляризирующие алгоритмы и априорная информация. М.: Наука, 1983. 200 с.
- [39] Gabriel S., Lau R.W., Gabriel C. // Phys., Med., Biol. 1996. Vol. 41. N 11. P. 2251–2269.
- [40] Klein L.A., Swift C.T. // IEEE Trans. Ant. Propagat. 1977. Vol. 25. N 1. P. 104–110.
- [41] Климов А.Ю., Красильник З.Ф., Резник А.Н. и др. // Сверх-пров.: физ., хим., техн. 1993. Т. 6. № 11–12. С. 2150–2159.
- [42] Марков Г.Т., Сазонов Д.М. Антенны. М.: Энергия, 1975. 528 с.
- [43] Справочник по расчету и конструированию СВЧ полосковых устройств / Под ред. В.И. Вольмана. М.: Радио и связь, 1982. 328 с.