

# Ближнепольная сверхвысокочастотная микроскопия

А.Н. Резник

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Н.Новгород.  
e-mail: reznik@ipm.sci-nnov.ru

**Введение.** Ближнепольная (БП) микроскопия – это способ диагностики, разрешающая способность которого не зависит от рабочей длины волны устройства  $\lambda$ , а определяется размером апертуры зонда  $D$ . Уже к концу 1990-х были созданы БП микроскопы (БПМ) микронного и субмикронного разрешения. В самое последнее время появились первые образцы БПМ, имеющие  $D \sim 30$  нм. Для приборов диапазона СВЧ соотношение  $D/\lambda$  составляет  $10^{-5} - 10^{-6}$ , т.е. устройства обладают «глубоким» субволновым разрешением. Важно, что БП микроскопия это бесконтактная неразрушающая диагностика. Наибольшие перспективы применения БПМ связывают с твердотельной микро- и нано-электроникой, хотя, соответствующие методы интересны также для материаловедения, дефектоскопии, медицины, фундаментальных исследований и др.

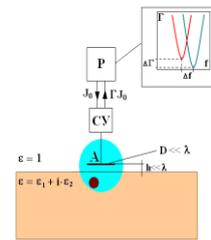
**Принцип.** Субволновое разрешение многим кажется недостижимым в принципе. Еще Рэлей в конце 19-го века установил, что разрешающая способность микроскопа  $\Delta x$  не может превышать  $\lambda/2$ . Критерий Рэля это одна из иллюстраций принципа Гейзенберга, связывающего точность определения местоположения  $\Delta x$  фотона с неопределенностью соответствующей проекции его импульса  $\Delta p_x$  соотношением  $\Delta x \cdot \Delta p_x \geq 2\pi\hbar$ , где  $\hbar$  - постоянная Планка. Согласно дисперсионному уравнению, волновое число  $k=k_0=2\pi/\lambda$  есть величина постоянная для волны заданной  $\lambda$ . Поэтому при рассеянии фотонов в максимальном диапазоне углов имеем  $0 \leq \Delta k_x \leq k_0$ . Учитывая, что  $p_x = \hbar k_x$ , получим  $\Delta x \geq \lambda/2$ , т.е. возможность достижения разрешения  $\Delta x \ll \lambda$ , казалось бы, противоречит одному из основных физических законов. Однако приведенные рассуждения справедливы для обычных фотонов, потоки которых создают электромагнитные волны. Надо учесть, что дисперсионное соотношение  $k=k_0$  выполняется в трехмерном пространстве, где  $k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$ , тогда как соотношение неопределенности справедливо для каждой из  $x, y, z$ -компонент векторов координаты и импульса. Пусть  $k_y=0$ , а  $k_z=i\gamma$ . В этом случае  $k_x = \sqrt{k_0^2 + \gamma^2}$  теперь уже больше  $k_0$ . Значения  $\gamma$  не ограничены, поэтому  $\Delta k_x \approx \gamma$ , если  $\gamma \gg k_0$ . Подставляя в соотношение неопределенности максимальную величину  $\Delta k_x$ , имеем  $\Delta x \geq 2\pi/\gamma$ . Видим, что разрешающая способность оказывается сколь угодно высокой -  $\Delta x \ll \lambda$ . Таким виртуальным фотонам в классической физике соответствуют электромагнитные поля, называемые эванесцентными (или прижатыми). Если создать на плоскости  $z=0$  переменное электрическое поле с

амплитудой  $E(x) = E_0 \exp(ik_x x)$ , где  $k_x = \gamma \gg k_0$ , то это поле не будет распространяться вдоль координаты  $z$  в виде бегущей волны, а будет экспоненциально спадать, как  $E(z) = E_0 \exp(-\gamma z)$ . Масштаб изменения поля с расстоянием от источника  $\delta = \gamma^{-1} \ll \lambda$ , т.е. поле локализовано вблизи источника, откуда его другое название – ближнее.

Источником БП является антенна с апертурой  $D \ll \lambda$ . В СВЧ диапазоне такие антенны практически не применяются в качестве излучателей волн из-за низкой эффективности. Большая часть энергии генератора поглощается в подводящих цепях, и лишь малая ее доля преобразуется в излучение. Что же касается БПМ, то его волновая излучательная способность значения не имеет, поэтому микро-антенны идеально подходят в качестве источников БП. Устройство БПМ схематически показано на рис.1. Антенна микроскопа окружена оболочкой из БП. Если в эту область поместить контрастный объект, то регистрирующим прибором будет зафиксирован отклик. Размер области локализации поля примерно равен  $D$ , что и определяет разрешение.

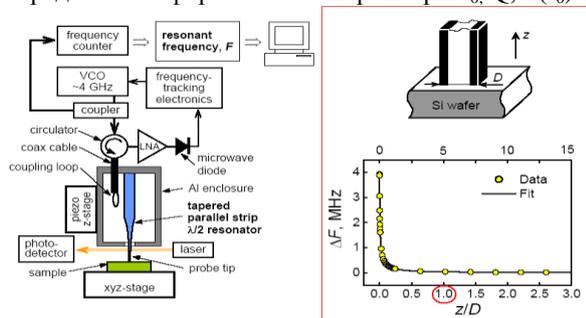
Уточним понятие отклика БПМ. Если запитать антенну, непосредственно через волновод от генератора, коэффициент отражения  $\Gamma$  системы будет близок к 1. Реакция на объект сведется к отклонению  $\Gamma$  от 1 не более чем в 3-4-ом знаке после запятой, что довольно трудно зарегистрировать. Если же подключить антенну к генератору через согласующее устройство, то можно добиться очень малого отражения от входа  $\Gamma \sim 10^{-4} - 10^{-5}$ . Выполнить это удастся на определенной (резонансной) частоте  $f_0$ , т.е. согласующее устройство вместе с антенной является резонатором. Если диэлектрическая  $\epsilon$  или магнитная  $\mu$  проницаемость исследуемого образца неоднородна, то в процессе сканирования антенной, за счет возмущения ближнего поля, входной импеданс антенны  $Z$  будет меняться. Это приведет к искажению частотной характеристики микроскопа в виде сдвига резонансной частоты на  $\Delta f = f - f_0$ , изменения добротности  $\Delta Q$  и рассогласования  $\Delta \Gamma$ . Измерение параметров  $\Delta f$ ,  $\Delta Q$ ,  $\Delta \Gamma$  и есть регистрация отклика БПМ.

**Пример устройства.** Достаточно современный прибор диапазона  $\lambda = 7,5$  см ( $f_0 = 4$  ГГц), производства фирмы Solid State Measurements Inc. (США),



**Рис.1.** Схема БПМ. На вставке – частотный отклик в отсутствие (синий) и при наличии (красный) контрастного объекта.

схематически показан на рис.2. Основной элемент прибора – зонд выполнен в виде отрезка двухпроводной линии. Линия представляет собой кварцевый стержень в форме параллелепипеда, на две противоположные грани которого нанесены металлические пленки. Конец стержня сужен до сечения торца  $\sim 5 \times 5$  мкм, который и служит апертурой  $D$ . Резонансная длина волны определяется из условия  $L = \lambda / 2\sqrt{\epsilon}$ , где  $\epsilon \approx 4$  близко к проницаемости кварца,  $L$  - длина стержня. Проводящий кожух, окружающий зонд, выполняет защитную функцию. Возбуждение резонатора осуществляется с помощью индуктивной петли, продетой сквозь кожух. Мощность СВЧ подводится по коаксиальному волноводу к петле. Меняя положение и угол поворота петли, можно добиться минимального отражения  $\Gamma$  от резонатора на частоте  $f_0$ . Электронная схема, собранная на выходе прибора, призвана измерить функцию  $\Gamma(f)$  и определить информативные параметры  $f_0$ ,  $Q$ ,  $\Gamma(f_0)$ .

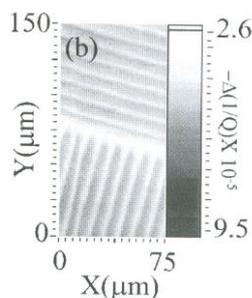


**Рис.2.** Схема БП микроскопа. На вставке - пример регистрации зависимости  $f_0(z)$ . Образец – пластина из низкоомного кремния.

Пример зависимости  $f_0(z)$  показан на вставке к рис.2. По оси ординат отложено смещение частоты  $\Delta f$ , относительно  $f_0$  в отсутствие контакта с образцом. На оси абсцисс указана высота  $z$  относительно минимального расстояния до поверхности  $\sim 80$  нм. Максимальный отклик  $\Delta f \approx 4$  МГц ( $\sim 10^{-3} f_0$ ) регистрируется при  $z=0$ . С увеличением  $z$  отклик резко падает, так что 50%-ое изменение  $f_0$  приходится на диапазон  $z < 200$  нм.

**Применения.** Первые применения БПМ были связаны с получением изображений различных объектов. При этом не ставилась цель измерить распределение проницаемости вещества в абсолютных единицах. Задачи были более скромные – обнаружить скрытые дефекты, либо исследовать разрешающую способность БПМ и т.п.

Пример решения последней задачи показан на рис.3. Использована периодическая структура в виде сочетания металлических и диэлектрических полосок с известным периодом.



**Рис.3.** Изображение и тестовой структуры.

Измеряемый в процессе сканирования отклик изображен различными оттенками серого цвета. Если полосы на изображении разделяются, то разрешение микроскопа выше, чем полпериода структуры, если сливаются - ниже. По данным рис.3 разрешающая способность микроскопа не хуже 5 мкм.

В последние 15 лет на первый план вышла проблема получения количественной информации об исследуемых структурах. Предложенные подходы можно разбить на три категории. 1) Полуэмпирические методы, опирающиеся на некоторую физическую модель БПМ. 2) Эмпирические методы, использующие калибровочные измерения. 3) Методы, основанные на компьютерном моделировании системы зонд - объект.

Методы второй категории эффективны лишь для объемно-однородных образцов. В этом случае калибровочными эталонами могут служить образцы также однородные, но с известными электродинамическими параметрами. Однако однородные образцы представляют весьма ограниченный интерес в электронике. Объектами исследования здесь обычно служат структуры, сочетающие диэлектрические, полупроводящие и проводящие слои. К таким системам практически невозможно подобрать калибровочные эталоны.

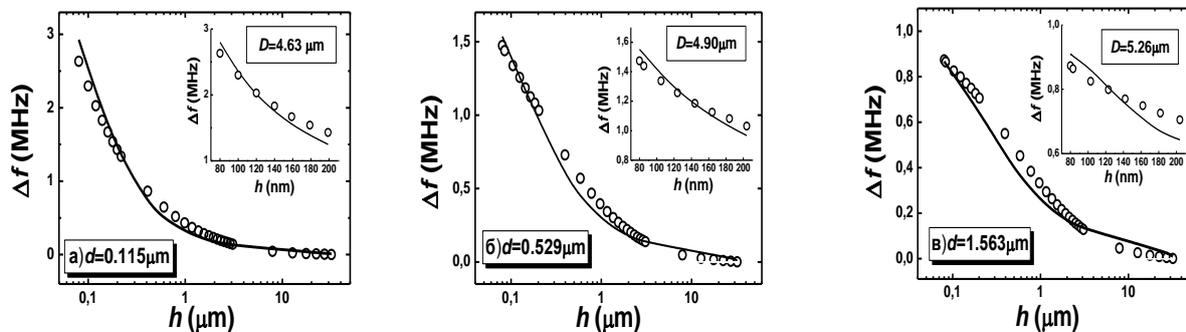
Компьютерному моделированию БПМ посвящено большое число работ. Алгоритмы численного решения уравнений электродинамики, основанные на методах конечных элементов, в последние годы получили революционное развитие и пользуются большой популярностью. Многие авторы отмечали, что расчет БПМ этим способом требует больших затрат машинного времени и памяти даже мощных компьютеров. Моделирование осуществляется путем дискретной записи уравнений Максвелла на конечномерной пространственно-временной сетке. В задачах микроскопии элементарная ячейка сетки должна быть микроскопической, а область, на которой решается задача - макроскопической. В результате приходится оперировать с огромными массивами данных, вследствие чего растет время счета и объем памяти.

Представляется, что в обозримом будущем наибольшее значение для БП микроскопии будут иметь полуэмпирические методы первой группы. Ключевая задача, возникающая в процессе их разработки – построение теории БПМ.

**Теория.** Достаточно полной и пользующейся всеобщим признанием теории БПМ еще не создано. Существует несколько моделей, описывающих взаимодействие зонда БПМ со структурами. Среди них есть достаточно простые, имеющие весьма ограниченную применимость, и довольно общие, претендующие на универсальное описание широкого класса объектов и устройств. К числу последних относится модель, разработанная нами в [1]. Зонд БПМ предложено рассматривать, как антенну малых электрических размеров. Теория таких антенн давно разработана и подтверждена

практикой. Новшество состоит в том, что в микроскопии применяются антенны микронных и субмикронных размеров, по своим функциональным качествам и конструктивным особенностям мало похожие на традиционные СВЧ антенны. Кроме того, в теории антенн основное внимание уделялось их излучательным характеристикам, которые не представляют интереса для микроскопии. Наконец, излучение

Экспериментальной проверке теории посвящена работа [4], где использован микроскоп, показанный на рис.2. В качестве тестовых структур взяты диэлектрические пленки окиси кремния ( $\epsilon=3,93$ ), нанесенные на проводящие подложки из низкоомного кремния. Толщина пленок  $d=0,1-1,5$  мкм. Для каждой структуры измерялись и рассчитывались зависимости  $\Delta f(h)$ , примеры которых представлены на рис.4. Можно видеть



**Рис.4.** Результаты расчетов (сплошные кривые) и измерений (значки) зависимостей  $\Delta f(h)$  для диэлектрических пленок различной толщины  $d$ . На вставках – те же зависимости в диапазоне высот  $h = 80 - 200$  нм. Расчеты выполнены при оптимальном для каждого образца значении параметра  $D$ .

антенн обычно рассматривалось в однородной окружающей среде. В микроскопии теория должна позволять рассчитывать отклик устройства на некоторый объект (неоднородность), помещенный в ближнюю зону антенны. Таким образом, необходим расчет антенны в неоднородном окружении.

Построение общей теории для произвольного 3D-объекта невозможно, т.к. соответствующая дифракционная задача не имеет решения. Исключение составляет слабоконтрастная среда, где  $\epsilon(\mathbf{r})=\epsilon_0+\Delta\epsilon(\mathbf{r})$ , причем  $\Delta\epsilon\ll\epsilon_0$ . Для контрастного объекта специальной формы (сферической) решение также получено. На этом пути изучены важные характеристики БПМ – разрешающая способность, чувствительность и др. [2,3]. Указанные результаты не исчерпывают, однако, проблему количественной характеристики 3D-объектов.

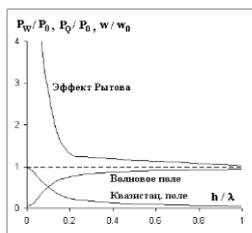
Диагностика одномерных структур  $\epsilon=\epsilon(z)$  допускает построение общей теории. Отметим, что одномерными мы называем структуры, имеющие размеры латеральных неоднородностей  $L\gg D$ . Метод расчета базируется на известном решении задачи распространения плоской волны в слоистой среде. Этот подход обобщен нами в [1] на антенны микроскопов, излучающие не только волновые, но также и квазистатические (ближние) поля. Создан компьютерный алгоритм, позволяющий вычислить комплексный импеданс антенны  $Z$  для произвольного профиля  $\epsilon(z)$ . Антенна включена в качестве нагрузки  $Z$  в цепь согласующего резонатора. Расчет резонатора дает частотный отклик БПМ для заданной функции  $\epsilon(z)$ , по которому вычисляются информативные параметры  $f_0$ ,  $Q$ ,  $\Gamma$  и их вариации, обусловленные изменением  $\epsilon(z)$ .

достаточно хорошее соответствие результатов при правильном выборе параметра  $D$  в расчетах, причем оптимальное значение  $D$ , как выяснилось, зависит от характеристик тестируемой структуры. Среднее значение  $D\approx 5$  мкм, как и следовало ожидать, близко к геометрическому размеру апертуры зонда.

**Метод.** На базе развитой теории разработан метод бесконтактного неразрушающего определения сопротивления  $R_{sh}$  полупроводниковых пленок, напыляемых на диэлектрическую подложку [12]. Экспериментальные исследования выполнены при помощи резонансного зонда диапазона 3 ГГц с апертурой  $\sim 1$  мм. В качестве тестовых структур взяты n-GaN пленки толщиной 0,4-2 мкм с  $R_{sh} = 0,03-15$  К $\Omega$ , выращенные на сапфировой подложке. Для определения «подгоночных» параметров теоретической модели мы использовали универсальную систему калибровочных эталонов – объемно однородные пластины кремния различной степени легирования. Точность метода оценена путем сравнения данных БП тестирования с измерениями  $R_{sh}$  на постоянном токе по методу Ван-дер-Пау. Средняя точность определения  $R_{sh}$  оказалась не хуже 20%.

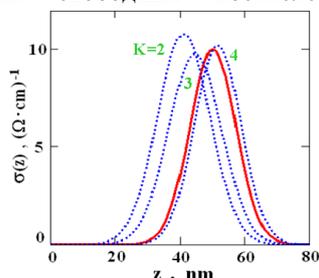
**Томография.** Электромагнитная томография – это восстановление трехмерных пространственных распределений проницаемостей  $\epsilon/\mu$  по данным дистанционного зондирования. БПМ дает двумерные изображения путем сканирования поверхности объекта. По глубине  $z$  формируется интегральный отклик, содержащий информацию об осредненных проницаемостях в интервале  $0<z<\delta$ . Таким образом, задача БП томографии (БПТ) – восстановление глубинных профилей  $\epsilon(z)/\mu(z)$ .

Идея БПТ восходит к нашей работе [5]. Принцип БПТ иллюстрирует рис.5. Глубиной зондирования  $\delta$  можно управлять, варьируя параметры БПМ – например, размер  $D$ , или частоту  $f_0$ . Проводя измерения с разных глубин  $\delta_i$  ( $i = 1, 2, \dots, N$ ), можно восстановить профиль  $\epsilon(z)$  (пусть  $\mu=1$ ). Это достигается путем решения обратной задачи в рамках теории, устанавливающей связь между данными измерений и профилем  $\epsilon(z)$ . Первоначально, БПТ была продемонстрирована нами для слабо неоднородных одномерных сред [5]. Построение теории [1], не накладывающей ограничений на профиль  $\epsilon(z)$ , позволило распространить БПТ на сильноконтрастные структуры. Обратные задачи БПТ являются математически некорректными и нелинейными. Для стабилизации решения разработан компьютерный алгоритм, минимизирующий специальным образом организованный функционал «невязки» с использованием априорной информации об искомом профиле [6].



**Рис.7.** Принимаемая мощность  $P$  и плотность энергии  $w$ , как функции расстояния до излучающей поверхности.

Перспективы БПТ мы связываем, в частности, с определением проводимости  $\sigma(z)$  полупроводниковых нано-структур, которая при некоторых условиях может быть пересчитана в профиль концентрации свободных носителей заряда  $N(z)$ . Профилометрия  $\sigma(z)$ ,  $N(z)$  – важная проблема полупроводниковых технологий, возникающая при селективном легировании, изготовлении проводящих структур и др. Перепады  $N$  и  $\sigma$  при этом составляют 3-5 порядков на масштабах 10-100 нм. Возможности БПТ видны из результатов компьютерного моделирования [6] на рис.6. Система зондов с апертурами  $D=3-15$  мкм обеспечивает восстановление профилей с разрешением по глубине  $\sim 10$  нм. По нашим оценкам, БПМ – это единственный прибор, потенциально способный решить проблему профилометрии  $N(z)$  в полупроводниках бесконтактно, без разрушения, с нанометровым разрешением.



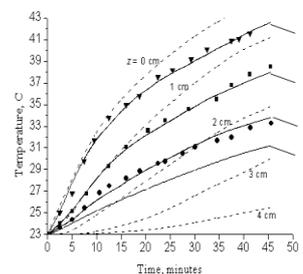
**Рис.6.** Восстановление профиля  $\sigma(z)$  системой из  $K=2, 3, 4$  зондов. Параметры зондов  $f_0=90$  ГГц,  $D_{1-4} = 3, 5, 10, 15$  мкм.

Интересен для БПТ экспериментально обнаруженный и интерпретированный нами в [7] эффект, согласно которому антенна БПМ имеет две характерных глубины зондирования – ближнюю –  $\delta_x$  и дальнюю –  $\delta_r$ . Различным информативным

параметрам БПМ отвечают разные глубины: частоте  $f_0 - \delta_x$ , добротности  $Q - \delta_r$ . В результате, простые монотонные профили  $\sigma(z)$  могут быть восстановлены по измерениям одним зондом фиксированного размера  $D$ . Моделирование восстановления такого профиля –  $\sigma(z)$  легированной полупроводниковой пленки на высокоомной подложке, выполнено в [6].

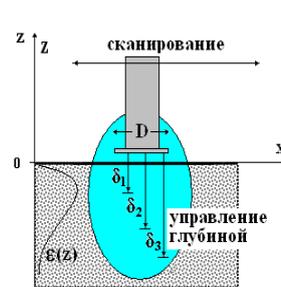
**Радиометрия.** Имеет дело с волновым электромагнитным полем теплового происхождения, излучаемым нагретыми телами. Ближняя (квазистационарная) компонента теплового поля (КТП) теоретически предсказана С.М.Рытовым в 1950-е годы. Им же показано резкое возрастание интенсивности КТП вблизи поверхности излучающего тела. Развитие в 1970-е годы контактной радиометрии, казалось бы, должно было привести к экспериментальному обнаружению КТП, чего не случилось. Парадокс разрешился в результате исследования взаимодействия КТП с приемной антенной. Выяснилось [8], что принимаемая антенной мощность, складывающаяся из ближнеполевой ( $P_Q$ ) и волновой ( $P_W$ ) компонент, в сумме не превышает Планковскую интенсивность  $P_0$  (см. рис.7). При условиях:  $D/\lambda \ll 1$ ,  $h/\lambda \ll 1$ , имеем  $P_Q \gg P_W$ . Несмотря на это, КТП не может быть зарегистрировано по измерениям мощности, принимаемой от однородно нагретого тела, т.к.  $P_Q + P_W = P_0$ .

Характерный параметр теплового поля – глубина выхода  $\delta$  из излучающей среды. Для волнового поля в проводящих средах это толщина скин-слоя  $\delta_w = \delta_{sc}$ . Для КТП, как выяснилось, глубина  $\delta_Q$  зависит от параметров приемной антенны  $D$ ,  $h$ , причем  $\delta_Q(D, h) < \delta_{sc}$ . Указанное обстоятельство использовано нами для экспериментальной регистрации КТП. При  $\lambda=30$  см измерялась яркостная температура  $T_y$  неоднородно нагретой воды [9], которая есть продукт осреднения физической



**Рис.8.** Динамика  $T_y$  по измерениям различными антеннами.  $D=6$  (1);  $20$  (2);  $52$  мм (3);  $D \rightarrow \infty$  (4).

температуры  $T(z)$  в интервале  $0 < z < \delta$ . Результаты измерения временной динамики  $T_y(t)$  воды, нагреваемой с поверхности, показывают (рис.8), что с уменьшением размера антенны  $D$  уменьшается глубина  $\delta$  (вклад в  $T_y$  более глубоких (холодных) слоев воды падает), что свидетельствует о возрастающем вкладе КТП в



**Рис.5.** Принцип БПТ

регистрируемый сигнал. Подобный эффект, сначала обнаруженный в [10,11], стал первым экспериментальным свидетельством реальности КТП.

Описанное явление было положено в основу метода определения глубинного профиля температуры  $T(z)$ . Ранее эта обратная задача решалась для проводящих сред по измерениям теплового излучения на нескольких  $\lambda$  - использовалась зависимость  $\delta_{sc}(\lambda)$ . Измерение КТП дает новые способы управления глубиной  $\delta$ , за счет зависимости  $\delta_Q(D, h)$ . На рис.10 представлены примеры восстановления профилей  $T(z)$  в некоторые моменты  $t$  по данным измерений тремя антеннами на рис.9. Предложенный метод термометрии может найти применение в медицине.

Проблема БП радиометрии – эффективность (КПД) антенн малых электрических размеров. В процессе наших исследований применялись антенны с  $D/\lambda > 2 \cdot 10^{-2}$ , имевшие КПД  $> 0,5$ . С уменьшением размера антенн КПД неизбежно будет падать, что затруднит измерение КТП. Поэтому вопрос о возможности использования БПМ в радиометрии остается открытым.

**Заключение.** В настоящее время БП микроскопия это динамично развивающаяся область науки и техники. Большинство важных результатов не отражено в данном кратком изложении. Затронуты лишь некоторые проблемы, по которым проводились наши основные исследования. Ряд актуальных направлений, где автором также велась работа (нелинейная микроскопия, применения БПМ в медицине, акустическая БП локация), здесь не освещен.

#### Список литературы

1. *A.N.Reznik, N.V.Yurasova*. Electrodynamics of microwave near-field probing: Application to medical diagnostics // J. Appl. Phys. 2005. V. 98. 114701.
2. *М.А.Галин, А.Н.Резник*. Ближнепольная сверхвысокочастотная локация объекта сферической формы // РЭ. 2009. Т.54, №3. С.275-285.

3. *М.А.Галин, А.Н.Резник*. Дифракция квазистатического поля антенны на шаре в задачах ближнепольной сверхвысокочастотной локации // РЭ. 2010. Т.55, №7. С.785-796.

4. *A.N.Reznik, V.V.Talanov*. Quantitative model for near-field scanning microwave microscopy: Application to metrology of thin film dielectrics // Rev. Sci. Instrum. 2008. V. 79, № 11. 113708.

5. *А.Н.Резник, Н.В.Юрасова*. Ближнепольная СВЧ томография биологических сред // ЖТФ. 2004. Т. 74, № 4. С. 108-116.

6. *A.N.Reznik, I.A.Shereshevsky, N.K.Vdovicheva*. The near-field microwave technique for deep profiling of free carrier concentration in semiconductors. // J. Appl. Phys. 2011. V. 109. 094508.

7. *А.Н.Резник, И.А.Шерешевский, Н.К.Вдовичева*. Радиационные эффекты в ближнепольной сверхвысокочастотной диагностике // РЭ. 2008. Т. 53, № 6. С. 656-664.

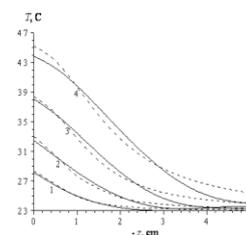
8. *А.Н.Резник, Н.В.Юрасова*. Эффекты квазистационарного теплового поля в контактной радиометрии // Изв. вузов. Радиофизика. 2001. Т. 44, № 12. С. 1039-1045.

9. *A.N.Reznik, V.L.Vaks, N.V.Yurasova*. Quasistationary field of thermal emission and near-field radiometry // Phys. Rev. E. 2004. V. 70, № 5. 056601.

10. *К.П.Гайкович, А.Н.Резник*. Эффект ближнего поля теплового радиоизлучения // П. ЖЭТФ. 2000. Т.72, № 11. С. 792-796.

11. *К.П.Гайкович, А.Н.Резник, V.L.Vaks, N.V.Yurasova*. New effect in near-field thermal emission // Phys. Rev. Lett. 2002. V.88. № 10. 104302.

12. *A.N.Reznik, E.V.Demidov*. Quantitative determination of sheet resistance of semiconducting films by microwave near-field probing // J. Appl. Phys. 2013 (accepted).



**Рис.9.** Восстановленные профили  $T(z)$ .