

АЛГОРИТМ РЕКОНСТРУКЦИИ ИЗОБРАЖЕНИЙ В БЛИЖНЕПОЛЕВОЙ СКАНИРУЮЩЕЙ МИКРОВОЛНОВОЙ МИКРОСКОПИИ

Введение

Ближнеполевая сканирующая микроволновая микроскопия (БСММ) является удобным инструментом для решения задач диагностики материалов и элементов микроэлектроники. Ее сущность сводится к измерению интегральных характеристик резонатора, которые обладают высокой чувствительностью к параметрам исследуемого объекта, внесенного в активную зону резонатора. Одним из важных приложений БСММ является неразрушающее и бесконтактное исследование материалов, используемых в микро и нанoeлектронике. Целью такого исследования может быть как получение подробной карты свойств поверхности контролируемого объекта (включая топографию поверхности), так и исследование объемных характеристик материала со значительно большей глубиной проникновения поля по сравнению с оптическими методами. В последнее время удалось значительно повысить разрешающую способность БСММ (менее 1 мкм) в схемах с использованием резонаторных датчиков апертурного типа, в которых в качестве зонда используется заостренный конец центрального проводника коаксиала [1-4].

При использовании такого зонда пространственное разрешение микроскопа увеличивается с уменьшением радиуса его конца. Вместе с тем, с уменьшением угла заострения уменьшается и его передаточная эффективность, и в результате снижается чувствительность. В работе [5] для решения этого противоречия предлагается оптимальная форма заостренного конца зонда. Однако, по сравнению с другими методами микроскопии [6], в БСММ практически не используются возможности численных методов обработки результатов сканирования для повышения разрешающей способности. Ранее нами было показано [7], что использование этих методов в БСММ может в несколько раз повысить качество изображения. Были получены простые оценочные соотношения для предельно достижимой точности реконструкции структуры объекта.

В настоящей работе мы предлагаем новую методику построения алгоритмов реконструкции изображений в БСММ. Ее сущность сводится к двухэтапному применению процедуры "deconvolution" (обратной свертки) и использованию в качестве промежуточного результата реконструкции поля эквивалентных источников. При этом, в отличие от алгоритмов реконструкции, используемых в магнитной и оптической микроскопии, предлагаемая методика учитывает взаимное влияние соседних неоднородностей, что значительно повышает ее эффективность. В связи с этим она может быть использована и в других методах микроскопии в качестве уточненного (нелинейного) алгоритма реконструкции изображений.

Модель взаимодействия датчика с объектом контроля

В наиболее общем случае задача реконструкции изображения в сканирующей микроскопии сводится к решению некорректной задачи:

$$\hat{A}[Z(x, y)] = U(x, y), \quad (1)$$

где $Z(x, y)$ – искомое планарное распределение исследуемого параметра объекта. $U(x, y)$ – двумерный массив измеренных данных, \hat{A} – оператор преобразования, который может содержать случайные слагаемые (шумы), связанные с неточностью измерения. В рассматриваемом ниже примере в качестве $Z(x, y)$ будем использовать отклонение $h(x, y)$ высоты поверхности над заданным нулевым уровнем, а в качестве измеряемого параметра $U(x, y)$ – сдвиг резонансной частоты датчика, изменение его добротности или амплитуду выходного сигнала СВЧ-детектора.

Оператор \hat{A} может быть известен неточно, что связано с неизвестной формой острия зонда и с наличием шумов. В результате задача определения $Z(x, y)$ (задача реконструкции) является некорректной и требует специальных методов решения. В том случае, когда можно пренебречь взаимным влиянием соседних областей в распределении $Z(x, y)$ друг на друга и пренебречь краевыми эффектами, уравнение (1) принимает вид линейного интегрального уравнения Фредгольма первого рода типа свертки [3].

В задачах БСММ такое приближение оказывается слишком грубым. Это связано с тем, что каждая из неоднородностей является источником вторичного поля, которое, взаимодействуя с соседними областями, вносит в результирующий сигнал квадратичные добавки. Ниже построим модель взаимодействия объекта контроля с полем датчика с учетом этих поправок.

В качестве измеряемых параметров в БСММ используют, как правило, сдвиг резонансной частоты или изменение добротности. Результаты сканирования значений одного из них или обоих и являются первичными измеряемыми данными. Эти результаты можно представить в виде двумерной комплексной функции $\delta\tilde{f}/\tilde{f}(x, y)$, где \tilde{f} – комплексное значение резонансной частоты.

Рассмотрим одну из классических задач микроскопии – измерение профиля поверхности. Для простоты будем считать объект однородной пластиной из проводящего диэлектрика с комплексной проницаемостью $\tilde{\epsilon}$. В этом случае из общей формулы для изменения комплексного значения резонансной частоты [4] получим

$$\frac{\delta\tilde{f}'}{\tilde{f}} = \frac{\int (\delta\tilde{\epsilon} \cdot \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_0) dv}{2 \int (\epsilon_0 \cdot \vec{E}_0^2) dv}, \quad (2)$$

где $\delta\tilde{f}'$ – сдвиг комплексного значения резонансной частоты по сравнению с ее значением для гладкой поверхности, а отклонение комплексной диэлектрической проницаемости от $\tilde{\epsilon}$ однородного объекта с гладкой поверхностью отлично от нуля только в областях, соответствующих неровностям \vec{E}_0 и \vec{E}_1 напряженности поля для объектов с гладкой и с шероховатой поверхностью соответственно.

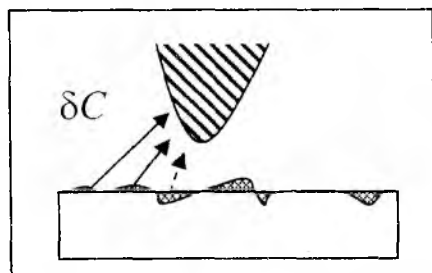


Рис. 1

Выступы или впадины на поверхности можно рассматривать как области, в которых соответственно $\delta\tilde{\epsilon} = \pm(\tilde{\epsilon} - 1)\epsilon_0$, где $\tilde{\epsilon}$ – относительная комплексная диэлектрическая проницаемость материала (рис. 1).

Как было показано в [3], в результате применения методов реконструкции может быть получено пространственное разрешение БСММ, значительно меньшее, чем радиус острия или расстояние от него до объекта контроля.

Поэтому, ориентируясь на расшифровку малых неоднородностей, невозмущенное внешнее поле \vec{E}_0 в пределах каждого выступа или впадины будем считать однородным и ориентированным перпендикулярно поверхности. Численное моделирование поля апертурного датчика показало, что погрешность такого приближения в локальной зоне с характерными размерами порядка расстояния до зонда, не превышает 2 %.

В этом случае распределение зарядов на поверхности каждого выступа или впадины можно заменить эквивалентными электрическими диполями, которые вносят положительную или отрицательную добавку к емкости в полное комплексное сопротивление датчика. В общем случае компоненты дипольного момента, приобретенного диэлектрическим телом в однородном внешнем поле, можно представить в виде $p_i = \beta_{ik} E_k$, где β_{ik} – симметричный тензор поляризуемости тела, а E_k – компоненты локального значения вектора напряженности внешнего поля в рассматриваемой малой области.

При этом следует учитывать, что внешнее поле для каждого из диполей может быть принято равным невозмущенному полю $\vec{E}_0(\vec{r})$ (полю между зондом и гладкой поверхностью объекта), только в том случае, когда мы пренебрегаем влиянием соседних неоднородностей. С учетом взаимного влияния неоднородностей получим

$$[p_i]_n = [\beta_{ik}]_n \left[E_{0k}(\vec{r}_n) + \sum_{m \neq n} G_{jk}(\vec{r}_n - \vec{r}_m) \cdot [p_j]_m \right] \quad (3)$$

Здесь индексы m, n обозначают номера неоднородностей, j, k – координатные индексы, а недиагональные элементы тензора $G_{jk}(\vec{r}_n - \vec{r}_m)$ определяют составляющие поля, индуцированного диполем $[p_k]_m$, находящимся в точке \vec{r}_m , в точке \vec{r}_n . Перейдем к обобщенному тензору $[G_{jk}^*]_{nm}$, формально доопределяя его диагональные элементы как $[G_{jk}^*]_{nn} \equiv -[\beta_{jk}]_n^{-1}$. Тогда получим уравнение

$$-[E_{10k}]_n = [G_{jk}^*]_{nm} [p_j]_m, \quad (4)$$

где по индексам j, m производится суммирование. Отсюда следует, что по аналогии с тензором поляризации $[\beta_{jk}]$ для единичного объекта можно рассматривать обобщенный тензор поляризации для системы объектов в виде

$$[\beta_{jk}^*]_{nm} = -[G_{jk}^*]_{nm}^{-1}, \text{ и записать } [p_j]_m = [\beta_{jk}^*]_{nm} [E_{10k}]_n \quad (5)$$

При решении прямой задачи (определении отклика) его компоненты могут быть рассчитаны независимо от параметров датчика и определяются априорно заданными параметрами каждой из неоднородностей (тензором поляризации $[\beta_{ik}]_n$ и положением условного центра \vec{r}_n). Используя известное соотношение для расчета дипольного момента однородного диэлектрика во внешнем поле $\vec{p} = \int [(\epsilon - 1) / 4\pi] \vec{E}(\vec{r}) dV$, получим

$$\int \delta \epsilon \vec{E}_1 \vec{E}_0 dv = 4\pi \vec{p} \vec{E}_0. \quad (6)$$

Из (2),(5),(6) окончательно получим

$$\frac{\delta \tilde{f}}{\tilde{f}} = K_0 \sum_{m,i,k} [E_{0j}]_m [P_m]_k = K_0 \sum_{m,n,j,k} [E_{0j}]_m [\beta_{jk}^*]_{nm} [E_{0k}]_n, \quad (7)$$

где нормировочный коэффициент $K_0 = 4\pi / \int (\epsilon_0 \cdot \vec{E}_0^2) dv$, а компоненты невозмущенного поля $[E_{0j}]_m$ в области m -й неоднородности определяются параметрами системы датчик – однородный объект. Из этой формулы видно, в частности, что в квадратичном приближении пренебрежение дальней зоной поля влияет в основном только на нормировочный коэффициент K_0 (за счет ограничения области интегрирования).

Отметим, что в рамках принятого приближения малых неоднородностей процедура моделирования состоит из двух независимых этапов: расчет невозмущенного поля в системе датчик – однородный объект и расчет обобщенной матрицы поляризации близко расположенных объектов. Для решения каждой из этих задач существуют хорошо апробированные методики.

Алгоритм реконструкции изображения, полученного в МВМ

В одной из первых попыток использовать алгоритмы реконструкции для повышения пространственного разрешения пространственная передаточная функция феноменологически вводится в виде гауссоиды [7]. Модель сигнала представлена уравнением Фредгольма первого рода, что не позволяет учесть квадратичные эффекты и значительно снижает эффективность метода. Кроме того, стандартный подход к выбору параметра регуляризации не

позволяет в полной мере использовать «размытую» в исходном изображении информацию для его восстановления. Несмотря на это, полученное в результате проведения процедуры реконструкции изображение существенно лучше исходного. Можно рассчитывать, что более точная модель сигнала, описанная выше, и соответствующий двухэтапный алгоритм реконструкции существенно повысят эффективность метода.

В уравнении (7) можно перейти от дискретного набора неоднородностей к непрерывному распределению коэффициентов тензора поляризации $\beta_{jk}^*(x, y)$ и непрерывной функции $E_{0j}(x, y)$, а затем записать его в виде пары интегральных уравнений Фредгольма первого рода.

$$\begin{cases} \frac{\delta \tilde{f}}{\tilde{f}}(x, y) = K_0 E_{0k}(x, y) * P_k(x, y) + \left(\frac{\delta \tilde{f}}{\tilde{f}} \right)_{noise}, \\ P_k(x, y) = \beta_{jk}^*(x, y) * E_{0j}(x, y) \end{cases} \quad (8)$$

где по парным индексам $k; j = 1, 2, 3$ проводится суммирование.

Представление сигнала в таком виде позволяет провести реконструкцию в два этапа: нахождение распределения эквивалентных диполей $P_k(x, y)$ из первого уравнения и тензора поляризации $\beta_{jk}^*(x, y)$ из второго, записанного отдельно для каждой из координат j . Отметим, что в первом уравнении системы (8) отсутствует однозначное решение даже при отсутствии случайного шума. Это связано с тем, что измеренная функция $\delta \tilde{f} / \tilde{f}$ – скалярная, а искомая P_k – векторная. Фактически, можно определить лишь распределение проекций дипольных моментов, соответствующих неоднородностям, на направление внешнего невозмущенного поля в соответствующих точках.

В связи с этим ограничимся рассмотрением случая, когда можно учитывать только нормальную составляющую поля $E_{0norm}(x, y)$. Как упоминалось выше, в центральной области апертуры, которая и вносит основной вклад в суммарный сдвиг частоты и добротности, это приближение выполняется с большой точностью. В этом случае в (8) можно учитывать только нормальную составляющую эквивалентного дипольного момента $P_{n/norm}(x, y)$. С учетом вспомогательных процедур можно представить алгоритм реконструкции в виде следующей последовательности действий.

Предварительные процедуры:

1. Расчет параметров невозмущенного поля в системе датчик – однородный объект, определение нормальной составляющей невозмущенного поля $[E_{0norm}]_{z=h}(x, y)$. Возможно использование приближенного аналитического или численного алгоритмов расчета, а также экспериментальный метод, описанный ниже.

2. Экспериментальное определение параметров шума – априорная информация о спектре шума может быть использована в алгоритме реконструкции для повышения ее качества. Амплитуду шума можно косвенно оценить на основании данных о чувствительности градиентной зависимости.

3. Измерение распределения двумерной комплексной функции $\delta \tilde{f} / \tilde{f}(x, y)$ – результат сканирования сдвига резонансной частоты, добротности (или одной из них), или зависимости $\delta U / U(x, y)$ – амплитуды выходного сигнала.

4. *Первый этап* реконструкции: восстановление профиля эквивалентных диполей.

Из (6), (8) $\int \delta \tilde{E}_1 \vec{E}_0 dv = 4\pi \vec{p} \vec{E}_0$ (6) имеем

$$P_{norm}(x, y) = F^{-1} \left\{ F \left[\frac{\delta \tilde{f}}{\tilde{f}}(x, y) \right] / F [E_{0norm}] \right\} / K_0, \quad (9)$$

где $F; F^{-1}$ обозначено соответственно прямое и обратное двумерное дискретное преобразование Фурье. Отметим, что учет шумов дополнительно требует применения одного из алгоритмов регуляризации на этом этапе. В общем случае они могут быть сведены к процедуре использования сглаживающего функционала $K(w_x; w_y)$.

5. *Второй этап* реконструкции: восстановление параметров тензоров поляризации, соответствующих неоднородностям. Так как мы учитываем только нормальную составляющую дипольного момента, то и тензор поляризации представлен только одной своей компонентой $\beta_{nn} \equiv \beta$. Тогда из (3) получим

$$\beta(x, y) = P_{norm}(x, y) / [E_{0norm}(x, y) + G(x, y) * P_{norm}(x, y)]. \quad (10)$$

6. Восстановление параметров неоднородностей с учетом априорной информации об их форме и свойствах на основании найденного распределения $\beta(x, y)$. Наиболее простым вариантом решения такой задачи является представление неоднородностей в виде эллипсоидов вращения (или даже сфер) с последующим сглаживанием полученного профиля в областях их сопряжения. Более точный результат реконструкции может быть получен на основании априорной информации о свойствах неоднородностей.

Алгоритм реконструкции на основании экспериментального метода определения параметров невозмущенного поля

На практике форма заостренного конца коаксиала не всегда точно известна и расчет параметров невозмущенного поля в системе датчик – однородный объект (в частности, определение нормальной составляющей невозмущенного поля) представляет непростую задачу. В связи с этим разработан метод экспериментального определения этой функции.

Из (7) следует, что, измеряя $\delta\tilde{f}/\tilde{f}(x, y)$ для тестового объекта с известным распределением $\beta(x, y)_{norm}$, можно с учетом погрешности измерений определить и $E_{0norm}(x, y)$, необходимое для реконструкции. Наиболее простые соотношения возникают, когда в качестве тестового объекта использована локальная единичная неоднородность. Ее размер не должен превышать ожидаемого предельного значения разрешающей способности микроскопа, которое можно предварительно оценить [3].

Тогда распределение $\beta(x, y)_{norm}$ можно аппроксимировать δ -функцией и получить

$$\delta\tilde{f}/\tilde{f}(x, y) = K_0\beta_0 E_{0norm}^2(x, y). \quad (11)$$

Или в одномерном случае

$$\delta\tilde{f}/\tilde{f}(x) = K_0\beta_0 E_{0norm}^2(x). \quad (12)$$

Если аппроксимировать форму распределения $E_{0norm}(x, y)$ двумерной гауссоидой, то из (11) следует, что отклик $\delta\tilde{f}/\tilde{f}(x, y)$ также окажется двумерной гауссоидой вдвое меньшей ширины. Фактически, ее значение и определяет пространственное разрешение первичных данных сканирования.

Технически проще измерять не частотный сдвиг (расстройку), а амплитуду комплексного коэффициента передачи. В том случае, когда уровень сигнала изменяется незначительно, мы можем аналитически связать эти параметры. Так, полагая, что вблизи максимума форма резонансной кривой с большой точностью может быть аппроксимирована параболой (квадратичное приближение), получим

$$\frac{U_{max} - U}{U} = c_U \left(\frac{f_R - f_{R0}}{f_{R0}} \right)^2 = c_U (\delta f / f)^2 \quad (13)$$

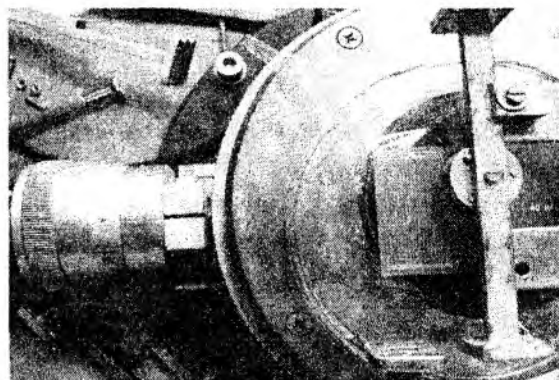
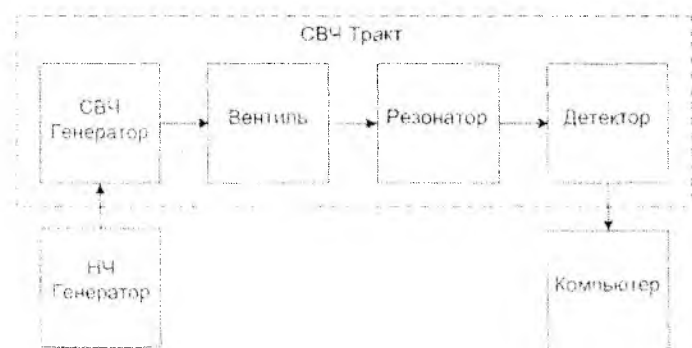
Тогда формула для пересчета выглядит так:

$$E_{\text{полит}}(x) = (c_t \cdot K_0 \beta_0)^{-1} \left(\frac{\delta U}{U} \right) (x). \quad (14)$$

Экспериментальные исследования

На первом этапе экспериментальных исследований была решена задача оценки чувствительности и разрешающей способности лабораторного макета ближнеполевого сканирующего микроволнового микроскопа. Схема и внешний вид макета представлены на рис. 2.

Экспериментальный макет микроволнового микроскопа включает СВЧ генератор восьмимиллиметрового диапазона длин волн, модулируемый по частоте, к которому через ферритовый вентиль подключен резонатор составной структуры, в котором энергия СВЧ поля накапливается в цилиндрическом объеме, возбуждаемом на типе колебаний E_{012} . Взаимодействие с образцом осуществляется через коаксиальную апертуру с центральным проводником в форме иглы. Сигнал с детекторного диода вводится в память компьютера через плату ввода-вывода PCI-1710HG. Дальнейшая обработка результатов осуществляется на компьютере с помощью стандартных математических пакетов.



а

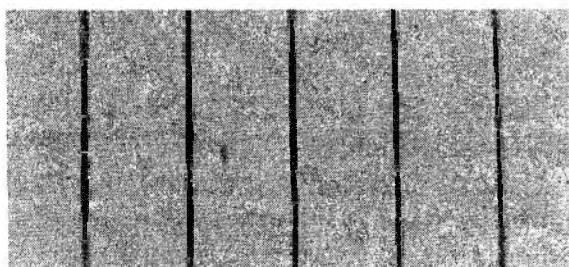
б

Рис. 2

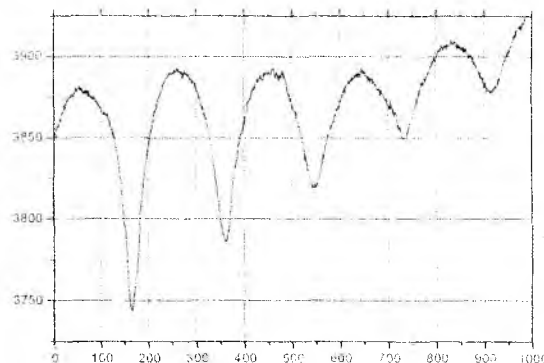
СВЧ резонаторный датчик позиционируется над образцом с помощью шаговых двигателей, управляемых с компьютера через разработанное устройство сопряжения.

Исследования проводились на двух тестовых объектах:

- 1) металлизированные дорожки шириной 60 мкм на расстоянии 1 мм друг от друга на диэлектрической подложке (рис 3, а);
- 2) металлизированная дорожка шириной 2 мм ступенчатого профиля.



а



б

Рис. 3

На рис. 3, б показан результат сканирования тестового объекта (рис. 3, а) датчиком, размещенным на расстоянии около 0,1 мм над объектом. В процессе сканирования отрезка дли-

ной 6 мм это расстояние увеличивается, вследствие чего уменьшается отклик от одинаковых дорожек. Учитывая, что зависимость высоты от шага сканирования линейна, можно использовать эти результаты для определения нормальной составляющей электрического поля на разных высотах.

На рис. 4, а показан результат сканирования тестового объекта 2 датчиком, расположенным на высоте 0,04 мм. Видно, что при уменьшении высоты сканирования соответственно увеличивается разрешающая способность и становится возможным воспроизведение реального профиля объекта.

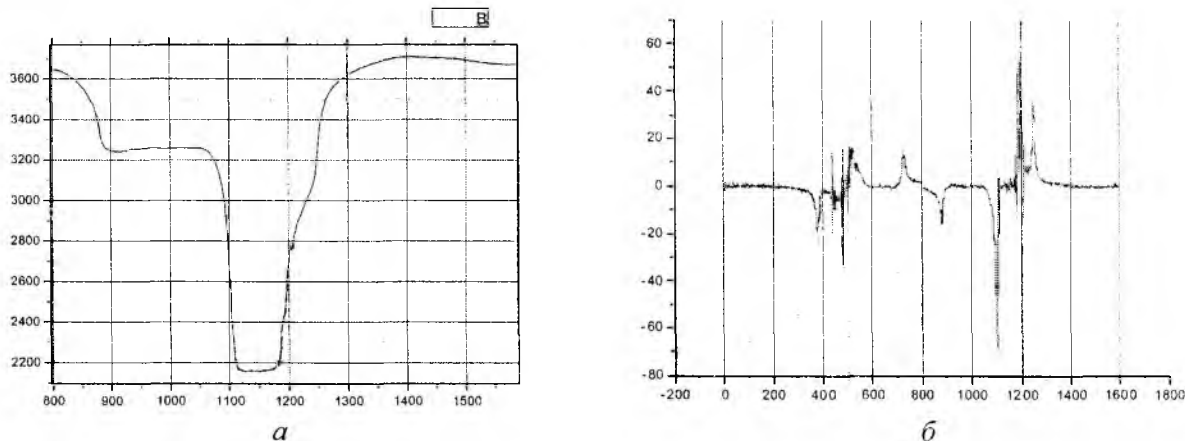


Рис. 4

Предварительная обработка результатов сканирования (фильтрация и вычисление производной) дает возможность с большой точностью определить места переходов между металлизированной дорожкой и диэлектриком (рис. 4, б). Разрешающая способность при этом может быть оценена как смещение, при котором два пика будут различаться (их сумма дает впадину между ними). Этот параметр для полученных результатов составляет 3 шага сканирования по 1 μm .

Выводы

Результаты предварительных экспериментальных исследований показывают принципиальную возможность реализации микроволновой микроскопии материалов, объектов и сред в приложении к наноэлектронике.

Результаты теоретического анализа позволяют рассчитывать на значительный прогресс в повышении качества изображений, получаемых методами БСММ. Это связано с разработкой двухэтапного алгоритма реконструкции, который до сих пор не применялся в этой области.

В целом можно рассчитывать на улучшение качества изображений в микроволновой микроскопии в 3-10 раз по сравнению с существующими аналогами, в зависимости от уровня шумов и имеющейся априорной информации об объекте.

Список литературы 1. Richard A. Kleismit, Marian K.Kazimierchuk, Gregory Kozlovski. Sensitivity and Resolution of Evanescent Microwave Microscope // IEEE transaction on microwave theory and techniques. Vol 54. No.2. 2006. 2. Litov M.B., Nemirko A.P., Matous K.M. Image Reconstruction in Electric Impedance Tomography Using the Modified Back Projection Method // Pattern Recognition and Image Analysis. V. 5. No 1, 1995. Pp.125-130. 3. Гордиенко Ю.Е., Мельник С.И., Слипченко Н.И. Информационное направление повышения разрешающей способности микроволновой микроскопии // Радиотехника. 2006. №147. С. 157-163. 4. Брандт А.А. Исследование диэлектриков на СВЧ. М.: Физматгиз, 1963. 404 с. 5. Jooyoung Kim, Myung Sik Kim, Kiejin Lee, Jaekwang Lee, Deokjoon Cha and Barry Friedman. Development of a near-field scanning microwave microscope using a tunable resonance cavity for high resolution // Meas. Sci. Technol. No 14. 2003. P 7-12. 6. Батыгин В.В., Топтыгин И.Н. Сборник задач по электродинамике. М.: Наука. Гл.ред.физ.-мат. лит.,1970. 504с. 7. Gaikovich K.P., Nozdrin Yu.N., Reznik A.N., Vaks V.L. Reconstruction of subsurface dielectric structure by Microwave near-field measurements // Phys. Of Low-Dimens. Struct., 2002, v.5/6, pp 99-104. 8. Gull S.F. Developments in Maximum Entropy data analysis // Maximum entropy and Bayesian Methods, J.Skilling (ed.) Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1989. P. 53-71.