

В.П. Якубов, С.А. Славгородский, В.П. Кутов

## Проблема фокусировки в радиоволновой томографии

Томский государственный университет

Поступила в редакцию 4.06.2003 г.

Представляются результаты теоретических и экспериментальных исследований по разработке метода радиоволновой томографии. Как центральная выделяется проблема локализации взаимодействия излучения с веществом. Для решения ее предлагается совместное использование физической и математической фокусировки. На основе экспериментальных исследований с использованием двух схем зондирования — на просвет и на отражение — показана высокая эффективность предлагаемого подхода для томографии неоднородных сред. Использовано многокурсное и многочастотное зондирование. Реально достигнутое пространственное разрешение тестовых и реальных неоднородностей имеет порядок 1 см.

### Введение

Радиотомограф — это прибор, использующий электромагнитное излучение радиодиапазона и позволяющий на основе данных радиозондирования восстанавливать внутреннюю электрофизическую структуру объекта исследований. Метод радиотомографии призван расширить диапазон контролируемых параметров и органически дополнить известные методы рентгеновской, ЯМР и ультразвуковой томографии [1–3].

На сегодняшний день томографические системы диагностики неоднородных сред находят все более широкое применение в различных отраслях промышленности. Наиболее интенсивно идет развитие их в медицине. Традиционные системы томографического сканирования, основанные на рентгеновском излучении, оказывают разрушающее воздействие на биологические среды и не позволяют разрешать слабоконтрастные неоднородности. Таким образом, представляется актуальной проблема разработки новых, экологически безопасных систем визуализации внутренней структуры зондируемых сред.

С этой точки зрения наиболее перспективными представляются именно методы радиоволновой томографии. Использование электромагнитного излучения радиодиапазона позволит более информативно осуществлять томографию различных сред. Данное утверждение основано на высокой чувствительности радиоволн к малым изменениям величины диэлектрической проницаемости. Однако практическая реализация радиотомографических методов сопряжена с рядом трудностей.

Во-первых, это влияние эффектов дифракции и многократного взаимодействия излучения с зондируемой средой, когда длина волны соизмерима с размерами неоднородностей.

Во-вторых, реальные среды обладают способностью экранировать и поглощать электромагнитные волны. Таким образом, одной из первых задач в радиоволновой томографии является задача учета многократного взаимодействия излучения с неоднородностями объекта путем либо их адекватного описания, либо устранения их влияния аппаратными средствами.

В данной статье рассматривается вариант практической реализации радиотомографа, в основу которого положено использование локализации взаимодействия излучения с веществом путем фокусировки. Это позволяет существенно снизить влияние дифракционных и многократных взаимодействий и тем самым повысить точность интерпретации результатов зондирования.

Рассматриваются две схемы зондирования. *Первая* из них — это схема на просвет, когда источник и приемник излучения находятся по разные стороны зондируемого объема и излучение проникает все неоднородности. Эта схема является традиционной в томографии. Новым является использование излучения радиодиапазона. *Вторая* схема — это локационная схема с отражением, когда источник и приемник находятся в одном полупространстве, а зондируемый объем в другом. При этом рассматривается наиболее общий случай расположения антенн на некотором расстоянии от зондируемого объема, т.е. когда отсутствует или по каким-то причинам невозможен прямой контакт со средой. Такая ситуация возникает, например, при поиске пластиковых мин, установленных в грунте, или при зондировании открытых ран. В обеих рассмотренных схемах реализуется многопозиционное и многочастотное зондирование с фокусировкой.

Рассматриваются две схемы зондирования. *Первая* из них — это схема на просвет, когда источник и приемник излучения находятся по разные стороны зондируемого объема и излучение проникает все неоднородности. Эта схема является традиционной в томографии. Новым является использование излучения радиодиапазона. *Вторая* схема — это локационная схема с отражением, когда источник и приемник находятся в одном полупространстве, а зондируемый объем в другом. При этом рассматривается наиболее общий случай расположения антенн на некотором расстоянии от зондируемого объема, т.е. когда отсутствует или по каким-то причинам невозможен прямой контакт со средой. Такая ситуация возникает, например, при поиске пластиковых мин, установленных в грунте, или при зондировании открытых ран. В обеих рассмотренных схемах реализуется многопозиционное и многочастотное зондирование с фокусировкой.

### 1. Математическая и физическая фокусировка излучения

Рассмотрим сначала математическую модель формирования волновых проекций в случае трансмиссионной схемы зондирования, т.е. на просвет. Для поля засвечивающей волны в зоне фокусировки (рис. 1) можно записать выражение

$$E_0(\mathbf{r}_0) = \iint_{S_1} I(\mathbf{r}_F, \mathbf{r}_1) G^{(+)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_0) ds_1,$$

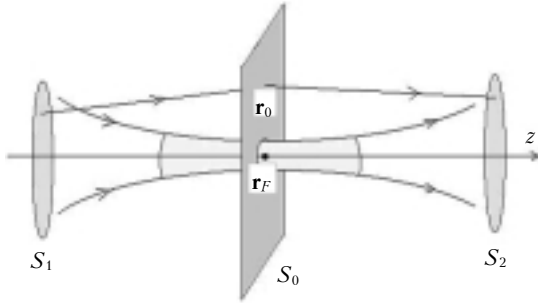


Рис. 1. Фокусирующая система

где

$$G^{(+)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_0) = \exp\{ik|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_0\}/4\pi|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_0|$$

– функция Грина,  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число, а  $I(\mathbf{r}_F, \mathbf{r}_1)$  – ток на поверхности излучающей апертуры  $S_1$ . Амплитудно-фазовое распределение этого тока должно обеспечивать фокусировку излучения в точку  $\mathbf{r}_F$ . Согласно методу двойной фокусировки такое распределение задается выражением [4, 5]:

$$I(\mathbf{r}_F, \mathbf{r}_1) = \frac{1}{4i\pi^2} \frac{d}{dn_1} G^{(-)}(\mathbf{r}_F, \mathbf{r}_1).$$

Здесь

$$G^{(-)}(\mathbf{r}_F, \mathbf{r}_1) = \exp\{-ik|\mathbf{r}_F - \mathbf{r}_1\}/4\pi|\mathbf{r}_F - \mathbf{r}_1|$$

– функция Грина обращенного волнового поля. Использование функции  $I(\mathbf{r}_F, \mathbf{r}_1)$  приводит к синфазному сложению волн вблизи точки фокусировки.

Поле засвечивающей волны  $E_0(\mathbf{r}_0)$  взаимодействует со средой распространения. Основной механизм этого взаимодействия – дифракция на неоднородностях показателя преломления  $\Delta n(\mathbf{r}_0) = n - 1$ . В общем случае эта функция является комплексной. Математическое описание возникающего сложного явления дается различными приближенными методами. На наш взгляд, наиболее простым и адекватным для рассматриваемой задачи является метод, основанный на так называемом фазовом приближении метода Гюйгенса–Кирхгофа [6]. Метод широко применяется для описания сильных флуктуаций в турбулентных средах. Согласно этому методу дифракционное поле описывается интегралом

$$E(\mathbf{r}_2) = \iint_{S_0} E_0(\mathbf{r}_0) \frac{d}{dz_0} G^{(+)}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_0) \exp\left\{ik \int \Delta n(\mathbf{r}'_0) dz'\right\} ds_0.$$

Здесь  $S_0$  – виртуальная плоскость Гюйгенса, проведенная поперек рабочей волновой зоны вблизи точки фокусировки (см. рис. 1). Интегрирование по  $z'$  в показателе экспоненты учитывает дополнительный фазовый сдвиг, вызываемый неоднородностями вдоль прямой, соединяющей текущую точку на плоскости Гюйгенса  $\mathbf{r}_0$  и точку  $\mathbf{r}_2$  в плоскости приема  $S_2$ . Такое геометрическое описание, несмотря на свою простоту, тем не менее позволяет хорошо описать явление дифракции в неоднородных средах.

Поле волны, прошедшей через зондируемый объект, достигнув плоскости  $S_2$ , снова фокусируется. Регистрируемый при этом сигнал описывается интегралом

$$E_2(\mathbf{r}_F) = \iint_{S_2} I(\mathbf{r}_F, \mathbf{r}_2) E(\mathbf{r}_2) ds_2$$

или

$$E_2(\mathbf{r}_F) = \iint_{S_0} Q(\mathbf{r}_F, \mathbf{r}_0) f(\mathbf{p}_0) ds_0, \quad (1)$$

где величина возмущения показателя преломления входит через функцию

$$f(\mathbf{p}_0) = \exp\left\{ik \int \Delta n(\mathbf{r}'_0) dz'\right\}$$

и через

$$Q(\mathbf{r}_F, \mathbf{r}_0) = \iint_{S_1} I(\mathbf{r}_F, \mathbf{r}_1) G^{(+)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_0) ds_1 \iint_{S_2} I(\mathbf{r}_F, \mathbf{r}_2) \frac{d}{dz_0} G^{(+)}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_0) ds_2 \quad (2)$$

обозначена аппаратная функция фокусирующей системы.

Если точку фокусировки  $\mathbf{r}_F$  расположить на оси и точно посередине между фокусирующими апертурами  $S_1$  и  $S_2$ , то аппаратная функция  $Q(\mathbf{r}_F, \mathbf{r}_0)$  будет обладать осевой симметрией и иметь вид тела вращения. Расчет, проведенный, например, для излучения с рабочей длиной волны  $\lambda = 2\pi/k = 3$  см, показал, что область локализации функции  $Q(\mathbf{r}_F, \mathbf{r}_0)$  по уровню половинной мощности имеет продольный размер порядка 30 см при поперечном размере 3 см. Область локализации в выбранном приближении не зависит от параметров среды, а при заданном расположении передающей и приемной апертур определяется исключительно взаимным расположением точек  $\mathbf{r}_F = (x_F, y_F, z_F)$ ,  $\mathbf{r}_0 = (x_0, y_0, z_0)$  и длиной волны  $\lambda$ . С учетом этого можно положить, что

$$Q(\mathbf{r}_F, \mathbf{r}_0) = Q(\mathbf{p}_F - \mathbf{p}_0, z_0),$$

где  $z_0$  описывает положение виртуальной плоскости Гюйгенса  $S_0$ ,  $\mathbf{p}_F = (x_F, y_F)$ ,  $\mathbf{p}_0 = (x_0, y_0)$ . При этом интеграл (1) имеет вид свертки и описывает волновое размытие геометрических проекций исследуемого объекта.

Информация о распределении возмущений показателя преломления  $\Delta n(\mathbf{p}_0, z_0)$  заключена в функции  $f(\mathbf{p}_0)$ . Если выделить вклад в сигнал, связанный только с возмущениями среды, то вместо (1) можно записать:

$$\Delta E_2(\mathbf{r}_F) = \iint_{S_0} Q(\mathbf{r}_F, \mathbf{r}_0) \Delta f(\mathbf{p}_0) ds_0, \quad (3)$$

где

$$\Delta f(\mathbf{p}_0) \equiv f(\mathbf{p}_0) - 1 = \exp\left\{ik \int \Delta n(\mathbf{r}'_0) dz'\right\} - 1.$$

Полный набор всевозможных волновых проекций исследуемого объекта содержит полную информацию о пространственном распределении его элек-

трофизических свойств, т.е. позволяет восстановить функцию  $\Delta n(\mathbf{p}_0, z_0)$ .

В случае использования многочастотного или импульсного зондирования в (2) достаточно осуществить переход во временную область с помощью преобразования Фурье. Возникающая аппаратная функция — импульсная характеристика системы вычисляется как

$$\hat{Q}(\mathbf{p}_0; z_0; t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} Q(\mathbf{p}_0, z_0; k = \frac{\omega}{c}) E_0(\omega) \exp\{-i\omega t\} d\omega.$$

Здесь

$$E_0(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} E_0(t) \exp\{i\omega t\} dt$$

— спектр зондирующего сигнала. При использовании широкой полосы зондируемых частот импульсная характеристика имеет хорошую локализацию во времени, а значит, и по продольной координате  $z = tc$ .

При использовании локационной схемы зондирования, когда приемная апертура  $S_2$  совмещена с излучающей апертурой  $S_1$ , регистрируется только вклад, связанный с возмущениями среды, и применимо выражение (3). Если при этом передающая и приемная антенны взаимосвязаны, например находятся на фиксированном расстоянии  $\mathbf{d}$  и при пространственном сканировании в плоскости  $S_1 = S_2$  перемещаются одновременно так, что всегда  $\mathbf{r}_2 = \mathbf{r}_1 + \mathbf{d}$ , то в (2) следует заменить

$$I(\mathbf{r}_F, \mathbf{r}_2) \rightarrow I(\mathbf{r}_F, \mathbf{r}_2) \delta(\mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_1 - \mathbf{d}).$$

В результате один поверхностный интеграл в (2) снимается и выражение для аппаратной функции существенно упрощается:

$$Q(\mathbf{r}_F, \mathbf{r}_0) = \iint_{S_1} I(\mathbf{r}_F, \mathbf{r}_1) I(\mathbf{r}_F, \mathbf{r}_1 + \mathbf{d}) G^{(+)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_0) \frac{d}{dz_0} \times G^{(+)}(\mathbf{r}_2 = \mathbf{r}_1 + \mathbf{d}, \mathbf{r}_0) ds_1. \quad (4)$$

Соответствующая импульсная характеристика системы  $\hat{Q}(\mathbf{p}_0; z_0; t = 2z_0/c)$  при широком спектре зондирующего сигнала и большом размере апертуры становится достаточно локализованной в трехмерном пространстве. При этом локализация по поперечным координатам достигается за счет фокусировки и синтеза апертуры, а по продольной координате  $z_0$  — за счет импульсного сканирования.

Предложенный алгоритм фокусировки относительно прост и может быть реализован путем пространственного сканирования с использованием слабонаправленных передающей и приемной антенн. Эта операция называется синтезированием апертуры. В этом случае фокусировка является чисто математической операцией, реализуемой в вычислительной машине. Сканирование может быть заменено последовательным опросом многоэлементной

антенной решетки. Это соответствует использованию так называемой распределенной апертуры. При этом интегрирование в (2) и (4) может быть выполнено как математически в компьютере, так и аппаратно (на физическом уровне) с использованием интегральных элементов — кабелей, многоканальных сумматоров и т.д. Наиболее просто аппаратная реализация достигается с использованием традиционных фокусирующих элементов — зеркал и линз. Простота этого способа реализации имеет и свои недостатки: необходимость использования механической системы пространственного сканирования и отсутствие возможности оперативной коррекции частотных искажений в системе.

Далее будут рассмотрены варианты практического использования предложенных фокусировок в трансмиссионной и локационной томографических схемах.

## 2. Трансмиссионная томография

На рис. 2 приведена блок-схема действующего экспериментального радиотомографа. Данная система позволяет измерять комплексный коэффициент передачи исследуемого объекта. Это дает информацию об амплитуде и фазе прошедшего через объект излучения.

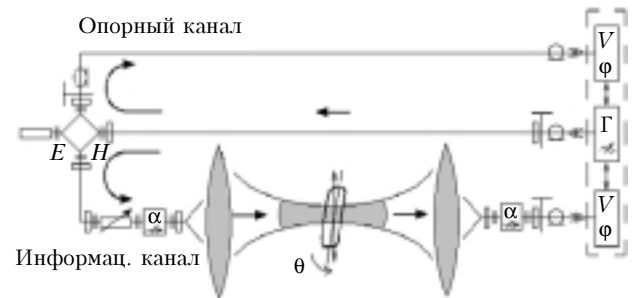


Рис. 2. Блок-схема трансмиссионного радиотомографа

Для измерения фазовых значений рассеянного поля были организованы опорный и информационный каналы. Подводимое излучение делится между ними с помощью двойного волноводного тройника. Созданная экспериментальная установка работает в частотном диапазоне 8–12 ГГц. Излучение фокусируется с помощью двух изготовленных из гипса линз, диаметр каждой из которых 32 см. Поле в области фокусировки имеет приблизительно плоский фазовый фронт и малые изменения фазы вдоль волнового канала.

С помощью описанной установки было проведено томографическое сканирование неоднородного тестового объекта. Амплитудно-фазовое распределение волновых проекций при радиопросвечивании регистрировалось с помощью измерителя комплексных коэффициентов передачи P4-36. Калибровка проводилась при удалении объекта из волнового канала. Реальная точность измерений оценивалась как  $\pm 1$  дБ по уровню и  $\pm 5^\circ$  по фазе.

Для получения многокурсовых волновых проекций тестового объекта были использованы его

линейное перемещение и вращение относительно рабочей зоны волнового канала. Это обеспечивалось путем помещения исследуемого объекта на полноповоротную платформу с электрическим управлением, обеспечивающим точные перемещения по углу  $\theta$  и одной из координат  $y$ .

Обработка экспериментальных данных заключалась в снятии волнового размытия теневых проекций с помощью операции деконволюции совместно с минимизацией функционала невязки. Эта широко известная в теории обработки изображений операция осуществляется с использованием преобразования Фурье и винеровской фильтрации с регуляризацией [7, 8]. Для ее осуществления необходимо знание аппаратной функции  $Q(\mathbf{p})$ . Вид этой комплексной функции может быть уточнен с использованием малого тестового объекта. Так или иначе в результате деконволюции будет восстановлена входящая в интеграл (1) функция  $f(\mathbf{p}_0) = \exp\left\{ik \int \Delta n(\mathbf{r}'_0) dz\right\}$ . Восстановленный показатель этой экспоненциальной функции сводит поставленную нами задачу радиоволновой (дифракционной) томографии к известной задаче рентгеновской томографии с обращением преобразования Радона [1].

Операция обратного преобразования Радона осуществлялась с помощью известного метода Фурье-синтеза [1]. Использована линейная интерполяция спектра пространственных частот объекта из полярной системы координат в декартову систему. Алгоритм обработки данных реализован в математическом пакете Mathcad. Результат обработанных таким образом экспериментальных данных изображен на рис. 3.

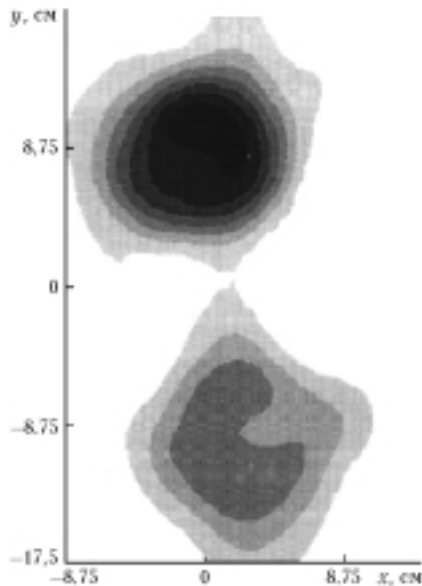


Рис. 3. Трансмиссионная томограмма тестового объекта

Здесь представлено пространственное распределение возмущения диэлектрической проницаемости объекта ( $\Delta\epsilon = 2\Delta n$ ) относительно ее значения в свободном пространстве. Полученные результаты дают хорошее соответствие с формой и геометрическими

размерами зондируемого тела. При средней длине волны 3 см разрешение деталей исследуемого объекта оценивается величиной порядка 1 см.

### 3. Локационная томография

Для проведения тестовых экспериментов по локационной схеме томографии был изготовлен деревянный бокс размерами  $1,1 \times 1,1 \times 0,9$  м. С внутренней стороны бокс покрыт поглощающим материалом и заполнен песком на глубину 0,5 м. В качестве тестового объекта был использован погруженный на глубину 11,5 см специально изготовленный из вспененного полистирола (пенопласта) ступенчатый объект общим размером 15 см и величиной каждой ступеньки в 5 см. Для зондирования выбрана бистатистическая схема локации. Антенны при этом располагались на расстоянии  $d = 14$  см между собой. Для проведения частотного сканирования использован панорамный прибор Vector Network Analyzer фирмы Rohde & Schwarz. Нами был задействован диапазон от 2 до 4 ГГц, в котором использованные антенны имели коэффициент стоячей волны не более 1,2. Динамический диапазон измерения сигналов составлял около 60 дБ.

Использование пространственного сканирования измерительной системой по двум ортогональным направлениям в плоскости, поднятой на 30 см над границей раздела сред, с шагом сканирования 2 см позволило получить многомерный пространственно-частотный массив данных, состоящий из  $26 \times 23 \times 256 = 153088$  комплексных отсчетов. Этот массив и являлся исходным для томографии.

Обработка данных проводилась по алгоритму, описанному выше. На рис. 4 представлено сечение полученной томограммы на уровне расположения тестового объекта.

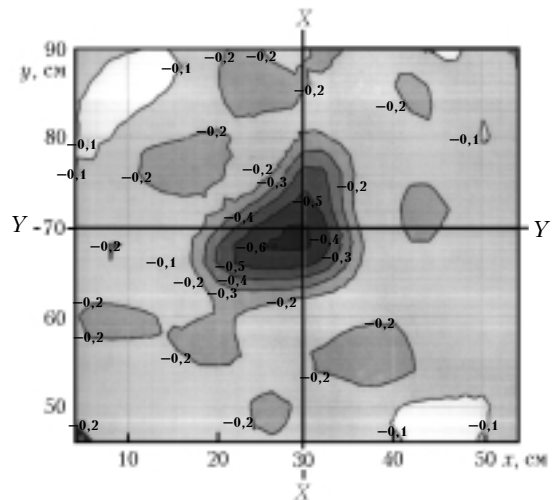


Рис. 4. Локационная томограмма тестового объекта

Из сопоставления формы реального объекта и его томограммы можно утверждать, что достигнутое нами разрешение равно 3 см.

Дальнейшее повышение разрешения возможно за счет расширения частотного диапазона или ис-

пользования импульсного излучения с длительностью порядка 100 пс и короче.

### Заключение

На основе экспериментальных исследований с использованием двух схем зондирования — на пролет и на отражение — показана высокая эффективность использования эффекта фокусировки для радиотомографии неоднородных сред. Влияние многократных взаимодействий при этом существенно уменьшается и повышается разрешение.

Разработка эффективных методов радиотомографии позволит создать альтернативные к рентгеновской томографии экологически безопасные и относительно дешевые диагностические средства для медицины и дефектоскопии. Рассмотренный оригинальный подход может быть использован для развития оптической и ультразвуковой томографии.

Дальнейшие перспективы повышения информативности радиотомографии связаны с использованием сверхширокополосного короткоимпульсного радиоизлучения. Это обеспечит более высокую глубину проникновения излучения и повысит величину разрешения неоднородностей.

*V.P. Yakubov, S.A. Slavgorodskiy, V.P. Kutov. Focusing problem in radio tomography.*

Results of theoretical and experimental research on development of radio tomography method are presented. The problem of localization of radiation interaction with medium is formulated. The physical and mathematical focusing is proposed to be used for solution of the problem. On the basis of experimental research with the use of two sounding schemes — transmission and reflection, high efficiency of the approach for tomography of inhomogeneous mediums is shown. Multiposition and multifrequency sounding is used. The resolution achieved is about 1 cm for test objects.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 01-02-17233-а и при содействии Магдебургского университета (Германия).

1. Федоров Г.А., Терещенко С.А. Вычислительная эмиссионная томография. М.: Энергоатомиздат, 1990. 184 с.
2. Якубов В.П., Машаруев М.Л., Славгородский С.А., Лосев Д.В., Штилов С.Э. Микроволновая томография неоднородных сред // Оптика атмосф. и океана. 1997. Т. 10. № 12. С. 1500–1507.
3. Еремин Ю.А., Иваненко В.И., Рязанов М.В. Математические модели дифракционной томографии // Радиотехника и электроника. 1998. Т. 43. № 2. С. 133–143.
4. Yakubov V.P., Masharuev M.L. Method of double focusing for microwave tomography // Microwave and optical technology letters. 1996. V. 13. N 4. P. 187–189.
5. Якубов В.П., Машаруев М.Л. Метод двойной фокусировки для когерентной томографии неоднородных сред // Изв. вузов. Физ. 1997. № 4. С. 87–92.
6. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. Современные проблемы атмосферной оптики. Т. 5: Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеониздат, 1988. 370 с.
7. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1979. 288 с.
8. Василенко Г.И., Тараторин А.М. Восстановление изображений. М.: Радио и связь, 1986. 304 с.