

УДК 537.86

Спектральная теория формирования изображения в радиоголографии

© Авторы, 2014

© ЗАО «Издательство «Радиотехника», 2014

Д.Е. Едемский – к.ф.-м.н., вед. инженер, Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова (ИЗМИРАН) (Москва, г. Троицк)

В.В. Копейкин – к.ф.-м.н., зав. сектором, Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова (ИЗМИРАН) (Москва, г. Троицк)

А.В. Попов – д.ф.-м.н., зав. отделом, лауреат Гос. премии СССР, Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова (ИЗМИРАН) (Москва, г. Троицк)
E-mail: popov@izmiran.ru

И.В. Прокопович – мл. науч. сотрудник, аспирант, Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова (ИЗМИРАН) (Москва, г. Троицк)

Развит спектральный подход, объясняющий основные особенности формирования радиоизображения в микроволновой голографии. В приближении Френеля-Кирхгофа получена оценка углового спектрального окна голографического радара, позволяющая выбрать оптимальные условия облучения объекта. Указана возможность улучшения качества радиоизображения путем когерентного многоуглового зондирования.

Ключевые слова: СВЧ-голография, тест-объект, эксперимент, численное моделирование, интеграл Кирхгофа, угловой спектр, многоугловое облучение.

Spectral approach clarifying main features of microwave holographic image formation is developed. In frames of Fresnel-Kirchhoff approximation, an estimate of angular spectral window is found which allows one to choose optimal conditions of the object illumination. A possibility to improve the image quality by means of coherent multi-angle probing is pointed out.

Keywords: microwave holography, test object, experiment, numerical simulation, Kirchhoff integral, angular spectrum, multi-angle illumination.

Введение. Одной из основных трудностей подповерхностной радиоголографии [1] является сильное искажение радиоизображения и его зависимость от взаимного расположения объекта, голографической приемной решетки и облучателя. Это обстоятельство, проявляющееся при работе радара как в режиме интроскопа, так и в свободном пространстве, существенно затрудняет обнаружение и идентификацию лоцируемого объекта. Искажение радиоизображения объясняется целым рядом принципиальных и технических обстоятельств: большая длина волны по сравнению с характерными размерами объекта, ограниченная апертура приемной антенны, интерференционные эффекты, несовершенство алгоритмов восстановления (высокий уровень боковых лепестков, плохое разрешение по глубине, неучет поляризационных эффектов и т.д.).

В работе развит аналитический аппарат и численный алгоритм, позволяющий качественно объяснить и количественно описать механизм формирования радиоизображения сложного объекта в реальных условиях эксперимента. Показано, что определяющую роль в искажении радиоизображения играет потеря значительной части информации о форме объекта, содержащейся в угловом спектре рассеянного им излучения. Дана количественная оценка спектрального окна голографического радара, указаны пути повышения разрешающей способности прибора.

Для получения качественной картины формирования радиоизображения протяженных объектов и поиска физически обоснованной методики распознавания объектов голографическим радаром ближнего поля была проведена серия экспериментов с прототипом подповерхностного радара и планарным тест-объектом и выполнено их численное моделирование и теоретический анализ.

Проведение эксперимента и моделирование. В качестве тест-объекта сложной формы был использован металлический трафарет латинской буквы «R» размером 10×15 см. В этой серии опытов регистрировалось радиоизображение объекта, свободно подвешенного на фоне пирамидального радиопоглощающего покрытия (рис. 1). В ряде опытов была

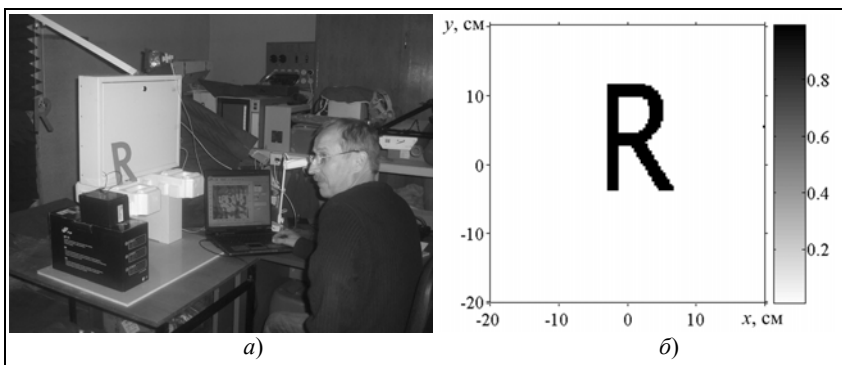


Рис. 1. Экспериментальная установка (а) и фронтальный вид тест-объекта (б)

использована его картонная копия, также показанная на рис. 1 и дающая близкое радиоизображение. Для восстановления объекта использовался метод обращения волнового фронта, основанный на приближении Френеля–Кирхгофа [2]. Исследовались качество изображения и возможность восстановления истинной формы предмета в зависимости от расстояния и положения облучающей антенны.

Облучение на частоте 10 ГГц осуществлялось рупорной антенной, располагавшейся по периметру блока приемной решетки в точках «справа-сверху»: $(x^*, y^*, z^*) = (30, 15, -5)$ см, «справа-снизу»: $(30, -15, -5)$ см, «слева-сверху»: $(-30, 15, -5)$ см, «слева-снизу»: $(-30, -15, -5)$ см. Экспериментальные результаты – радиоизображения тест-объекта, расположенного на расстоянии $l = 35$ см от приемной антенной решетки, для различных позиций облучателя приведены в левой колонке рис. 2.

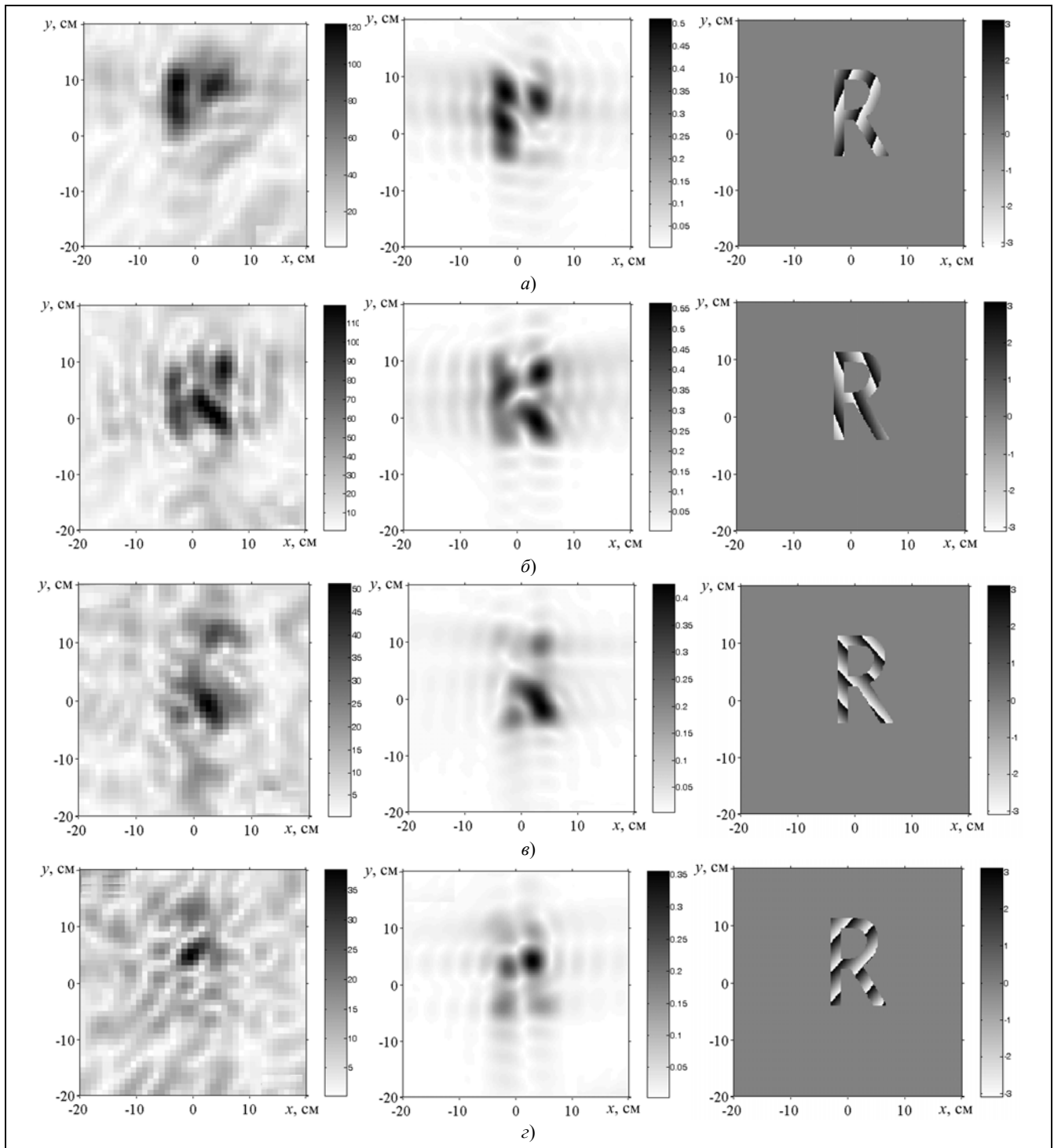


Рис. 2. Радиоизображение тест-объекта при различных положениях облучателя (x^*, y^*, z^*) . Слева направо: эксперимент, численное моделирование, фаза отраженной волны в плоскости объекта $z = 35$ см: *a* – слева-сверху $(-30, 15, -5)$; *б* – справа-сверху $(30, 15, -5)$; *в* – слева-снизу $(-30, -15, -5)$; *г* – справа-снизу $(30, -15, -5)$

Численное моделирование осуществлялось расчетом рассеянной объектом волны в приближении физической оптики. Для простоты в качестве падающей волны бралась плоская монохроматическая волна

$$E_0(x, y, z) = \exp \left[ik \left(x \sin \alpha_0 + y \sin \beta_0 + (z - l) \sqrt{1 - \sin^2 \alpha_0 - \sin^2 \beta_0} \right) \right],$$

создающая в плоскости объекта ($x = \xi, y = \eta, z = l$) амплитудно-фазовое распределение поля, зависящее от направления волнового вектора от излучателя в центр тест-объекта. Умножая его на коэффициент отражения $f(\xi, \eta)$ и подставляя в интеграл Кирхгофа [2], получаем приближенное представление рассеянной объектом волны $E_s(x, y, z)$ с учетом геометрооптических и дифракционных эффектов. Для плоского металлического трафарета коэффициент отражения постоянен и равен -1 (заданием переменного комплексного коэффициента отражения эта модель легко обобщается на объемные рассеиватели и диэлектрические объекты [3]). Вычисляя интеграл Кирхгофа на апертуре приемника $|x_0| < a, |y_0| < b, z = 0$, получаем «радиоголограмму» $h(x_0, y_0) = E_s(x_0, y_0, 0)$ – амплитудно-фазовый портрет рассеянного объектом поля. Математическое обращение рассеянной волны по формуле «анти-Кирхгофа» (приближенный аналог строгой формулы «анти-Грина» [4]) дает приближенное описание отраженного волнового поля в окрестности лоцируемого объекта. По идее радиоголографии, в плоскости $z = l$ его амплитуда должна быть пропорциональна пространственному распределению коэффициента отражения, тем самым выявляя форму и положение объекта.

Результаты численного моделирования – амплитудное распределение обратной волны в плоскости объекта для соответствующих позиций облучателя приведены во второй колонке рис. 2. Видно удовлетворительное соответствие экспериментальных и теоретических радиоизображений, что указывает на применимость теории дифракции Кирхгофа для качественного описания процесса рассеяния и построения радиоизображения в интересующем диапазоне параметров (длина волны, апертура антенной решетки, глубина зондирования). Вместе с тем соответствие радиоизображений форме тест-объекта никак нельзя назвать удовлетворительным. Для объяснения плохого качества экспериментальных радарных образов привлекаются различные соображения: большая длина волны по сравнению с размерами интересующих объектов (в противоположность оптической голографии), резонансное возбуждение стоячих волн тока в протяженных металлических объектах, высокий уровень боковых лепестков прямоугольной антенной решетки, грубость обработки сигнала и неучет поляризационных эффектов в алгоритме миграции Кирхгофа.

Однако при всей справедливости этих суждений, эксперименты и их теоретический анализ показывают, что для типичных объектов в рассматриваемом диапазоне параметров определяющее влияние на качество радиоизображения оказывают условия засветки, т.е. взаимное расположение объекта, облучателя и приемной антенной решетки.

Прежде всего при рассмотрении радиоизображений (рис. 2) бросается в глаза их корреляция с распределением фазы отраженной волны на контуре объекта. Следуя качественной теории дифракции Френеля о взаимной компенсации волн с противоположной фазой, можно предположить, что наибольший вклад в голограмму дают выделенные участки объекта, вытянутые вдоль зон равной фазы. При обращении волнового фронта они и отображаются в виде продолговатых ярких пятен. При изменении положения излучателя конфигурация таких «удачных» зон меняется, радикально изменяя вид радиоизображения. Это наводит на мысль об использовании многопозиционной засветки для улучшения радарного портрета объекта. Простейшим вариантом является сложение интенсивностей или амплитуд изображений, полученных при разных ракурсах засветки (аналогом являются оптические голограммы, рассматриваемые при некогерентном освещении и свободные от дифракционной спекл-структуры характерной для когерентных голограмм). Результат такого сложения приведенных выше радиоизображений показан на рис. 3.

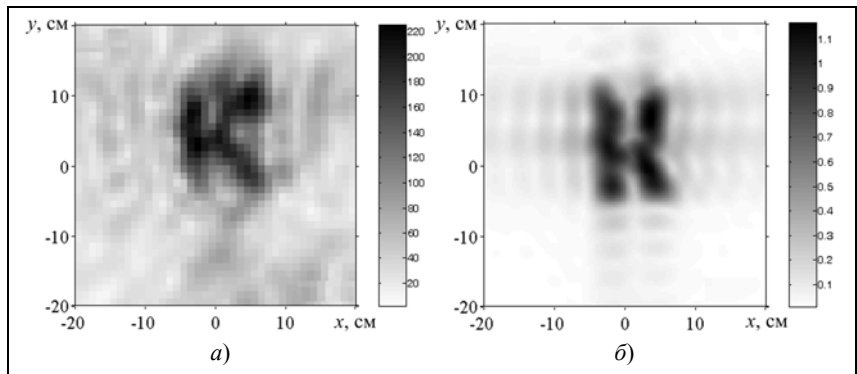


Рис. 3. Восстановление формы объекта сложением амплитуд обращенного волнового поля при различных положениях облучателя, приведенных на рис. 2: а – эксперимент; б – моделирование

Видно, что такой синтезированный радиопортрет дает лучшее представление об истинной форме предмета, чем первичные когерентные радиоизображения. Однако очевидный дефект в верхней части картины указывает на необходимость дополнительных измерений с другими ракурсами засветки. Для лучшего понимания механизма формирования изображения и оптимизации процесса снятия и обработки радиоголограмм полезно рассмотреть угловой спектр рассеянного и восстановленного радиоизлучения.

Спектральная теория формирования радиоизображения. Хорошее соответствие экспериментальных и теоретических результатов позволяет аналитически описать весь процесс регистрации рассеянного поля и построения радиоизображения объекта.

Согласно теории Френеля–Кирхгофа [2], волновое поле, рассеянное плоским отражающим объектом, освещенным плоской волной, описывается уравнением

$$E_0(x, y, z) = \exp \left[ik \left(x \sin \alpha_0 + y \sin \beta_0 + (z-l) \sqrt{1 - \sin^2 \alpha_0 - \sin^2 \beta_0} \right) \right],$$

имеет вид

$$E(x, y, z) = \frac{k}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{ikR}}{R} E(\xi, \eta, \ell) d\xi d\eta, \quad (1)$$

где $E(\xi, \eta, \ell) = f(\xi, \eta) \exp[ik(x \sin \alpha_0 + y \sin \beta_0)]$; $f(\xi, \eta)$ – коэффициент отражения.

Для упрощения выкладок воспользуемся малоугловым приближением:

$$R = \sqrt{(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2 + (\ell - z)^2} \approx \ell - z + \frac{(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2}{2(\ell - z)}. \quad (2)$$

«Радиоголограмма» – амплитудно-фазовое распределение рассеянного поля, зарегистрированное на апертуре приемной антенны $z = 0$, $|x_0| < a$, $|y_0| < b$, определяется выражением

$$h(x_0, y_0) \equiv E(x_0, y_0, 0) = e^{ik\ell} \frac{k}{2\pi i \ell} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(x, y, \ell) e^{ik \frac{(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2}{2\ell}} d\xi d\eta. \quad (3)$$

Восстановление радиообраза объекта проводится по формуле «анти-Кирхгофа»:

$$E_s(\xi, \eta, \ell) = \frac{k}{2\pi i} \int_{-a}^a \int_{-b}^b h(x_0, y_0) \frac{e^{-ikR_0}}{R_0} dx_0 dy_0, \quad (4)$$

где $R_0 = \sqrt{(\xi - x_0)^2 + (\eta - y_0)^2 + \ell^2} \approx \ell + \frac{(\xi - x_0)^2 + (\eta - y_0)^2}{2\ell}$.

Подставляя в этот интеграл приведенные выше выражения и меняя порядок интегрирования, получим

$$g(x, y) = \frac{k^2}{4\pi^2 \ell^2} e^{-ik \frac{x^2 + y^2}{2\ell}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(\xi, \eta) e^{i \left(\frac{\xi^2 + \eta^2}{2\ell} + p_0 \xi + q_0 \eta \right)} d\xi d\eta \int_{-a}^a \int_{-b}^b e^{i \frac{k}{\ell} [(x - \xi)x_0 + (y - \eta)y_0]} dx_0 dy_0, \quad (5)$$

где $g(x, y) = E_r(x, y, \ell)$; $p_0 = k \sin \alpha_0$; $q_0 = k \sin \beta_0$.

Внутренний интеграл вычисляется в элементарных функциях. Полагая $\mu = \frac{ka}{\ell}$, $\nu = \frac{kb}{\ell}$, $\tilde{f}(\xi, \eta) =$

$= f(\xi, \eta) e^{ik \frac{\xi^2 + \eta^2}{2\ell}}$, $\tilde{g}(x, y) = g(x, y) e^{ik \frac{x^2 + y^2}{2\ell}}$, запишем

$$\tilde{g}(x, y) = \frac{1}{\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(\xi, \eta) e^{i(p_0 \xi + q_0 \eta)} \frac{\sin \mu(\xi - x)}{\xi - x} \cdot \frac{\sin \nu(\eta - y)}{\eta - y} d\xi d\eta. \quad (6)$$

Эта формула в явном виде представляет собой преобразование планарного объекта $f(\xi, \eta)$ в его радиоизображение $g(\xi, \eta)$ при заданных параметрах антенны, глубине зондирования и направлении падающей волны. Введение модифицированных функций $\tilde{f}(\xi, \eta)$ и $\tilde{g}(\xi, \eta)$ учитывает кривизну волнового

фронта элементарной сферической волны, распространяющейся из плоскости объекта к антенной решетке. Для искомой функции $f(\xi, \eta)$ это соотношение является интегральным уравнением – двумерным аналогом известного уравнения Бейтмена [5]. Его решение находится с помощью преобразования Фурье. Обозначим через $\tilde{F}(p, q)$ и $\tilde{G}(p, q)$ пространственный спектр модифицированного объекта $\tilde{f}(\xi, \eta)$ и модифицированного радиоизображения $\tilde{g}(\xi, \eta)$:

$$\tilde{F}(p, q) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(x, y) e^{-i(px+qy)} dx dy, \quad \tilde{G}(p, q) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{g}(x, y) e^{-i(px+qy)} dx dy. \quad (7)$$

Фигурирующий в уравнении Бейтмена интеграл свертки преобразуется в произведение образов подынтегральных функций:

$$\begin{aligned} \tilde{G}(p, q) &= \frac{1}{\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i(px+qy)} dx dy \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(\xi, \eta) e^{i(p_0\xi+q_0\eta)} \frac{\sin[\mu(x-\xi)]}{x-\xi} \cdot \frac{\sin[v(y-\eta)]}{y-\eta} d\xi d\eta = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(\xi, \eta) e^{-i[(p-p_0)\xi+(q-q_0)\eta]} d\xi d\eta \cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{ipx} \frac{\sin(\mu x)}{\pi x} dx \cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{iqy} \frac{\sin(qy)}{\pi y} dy. \end{aligned} \quad (8)$$

В этом выражении первый множитель – сдвинутый спектр искомой функции $\tilde{f}(x, y)$, а два других интеграла вычисляются в явном виде [6] и дают ступенчатые функции

$$\Pi_{\mu}(p) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{ipx} \frac{\sin(\mu x)}{x} dx = \begin{cases} 1, & |p| < \mu, \\ 0, & |p| > \mu, \end{cases} \quad (9)$$

$$\Pi_{\nu}(q) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{iqy} \frac{\sin(\nu y)}{y} dy = \begin{cases} 1, & |q| < \nu, \\ 0, & |q| > \nu. \end{cases}$$

Таким образом,

$$\tilde{G}(p, q) = \tilde{F}(p - p_0, q - q_0) \cdot \Pi_{\mu}(p) \cdot \Pi_{\nu}(q), \quad (10)$$

т.е. пространственный спектр модифицированного радиоизображения $\tilde{g}(x, y)$ равен $\tilde{F}(p + p_0, q + q_0)$ внутри прямоугольника $|p| < \mu, |q| < \nu$ и нулю вне его.

Спектральный подход объясняет особенности экспериментальных и численных результатов и позволяет выбрать параметры задачи для получения качественного радиоизображения. Видно, что при заданной длине волны $\lambda = \frac{2\pi}{k}$, размерах антенной решетки (a, b) и глубине зондирования ℓ , определяющих

параметры $\mu = \frac{ka}{\ell}$ и $\nu = \frac{kb}{\ell}$, радиоголограмма отображает участок пространственного спектра объекта

$\tilde{F}(p, q)$, определяющийся волновым вектором падающей волны и шириной спектрального окна $\Pi_{\mu, \nu}(p, q) = \Pi_{\mu}(p) \Pi_{\nu}(q)$:

$$\begin{aligned} p_0 - \mu < p < p_0 + \mu, \\ q_0 - \nu < q < q_0 + \nu. \end{aligned} \quad (11)$$

Если значимая часть пространственного спектра попадает в спектральное окно прибора $\Pi_{\mu, \nu}(p, q)$, как это схематически изображено на рис. 4,а, то можно рассчитывать на хорошее качество радиоизображения, в противном случае (рис. 4,б) следует ожидать сильного искажения формы объекта.

Полученный результат имеет ясную физическую интерпретацию. Простран-

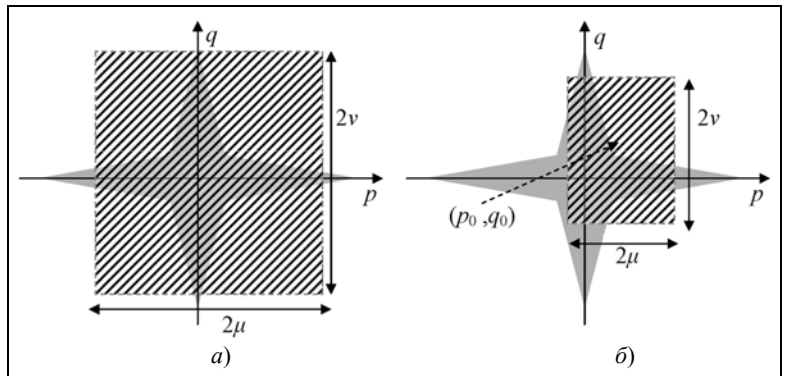


Рис. 4. Схематическое изображение модифицированного пространственного спектра объекта (а) и спектральное окно приемной антенн (б)

венный спектр тест-объекта, зависящий от его размера и формы, определяет угловой спектр рассеянного излучения с учетом соотношения $p = k \sin \alpha$, $q = k \sin \beta$. Сдвиг $p \rightarrow p + p_0$, $q \rightarrow q + q_0$, где $p_0 = k \sin \alpha$, $q_0 = k \sin \beta$ определяется углом падения первичной плоской волны. В геометрооптическом приближении угловой спектр отраженной волны просто повторяет пространственный спектр коэффициента отражения. При этом переход к модифицированному спектру

$$\tilde{F}(p, q) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \exp \left[i \left(k \frac{x^2 + y^2}{2\ell} + px + qy \right) \right] dx dy \quad (12)$$

учитывает дифракционные эффекты.

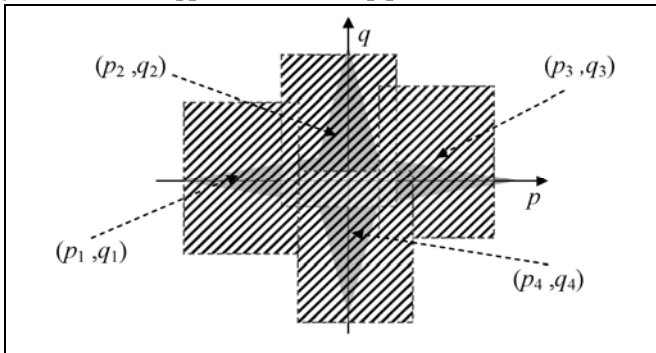


Рис. 5. Схема когерентной многоракурсной голографической локации

С практической точки зрения рецепт получения качественного радиоизображения очевиден: основная часть рассеянного объектом излучения должна попадать в апертуру приемной решетки и не слишком искажаться дифракционными эффектами. Проведенный анализ превращает эти качественные соображения в количественные оценки. На его основе можно не только заранее оценить качество радиоизображения, но и предложить физически обоснованный способ его улучшения путем когерентного многоракурсного зондирования, покрывающего весь значимый пространственный спектр лоцируемого объекта (рис. 5).

Численное моделирование. Для иллюстрации этого подхода рассмотрим вышесказанное со спектральной точки зрения. Пространственный спектр тест-объекта, рассчитанный с помощью стандартной программы быстрого преобразования Фурье, представлен на рис. 6. Радиоизображения тест-объекта, рассчитанные спектральным методом для параметров, приблизительно соответствующих рассмотренным выше условиям зондирования, приведены в левой колонке рис. 7.

Сравнение с экспериментальными и расчетными радарограммами, представленными на рис. 2, демонстрирует эквивалентность обоих теоретических подходов и хорошее согласие с наблюдаемыми радиоизображениями объекта. Небольшие различия связаны с неполным соответствием моделей (плоская падающая волна вместо сферической, конечное число элементов приемной решетки, погрешности дискретизации).

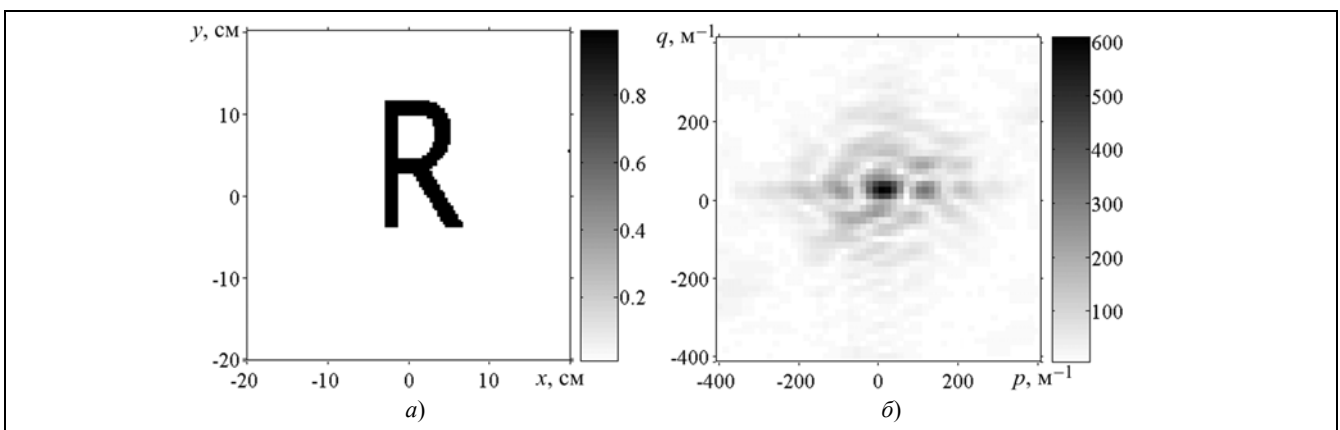


Рис. 6. Тест-объект (а) и его пространственный спектр (б)

Сравнение с рис. 6 делает очевидным, что искажение радиопортрета связано с потерей значительной части углового спектра рассеянной объектом волны. В соответствии с изложенной теорией, когерентное сложение приведенных выше радарограмм должно существенно улучшить изображение. Рис. 9 подтверждает эту гипотезу. А то, что синтезированное радиоизображение еще содержит много артефактов, объясняется тем, что спектральный «пазл», показанный в левой части рисунка, имеет большую лауну в центральной части спектра.

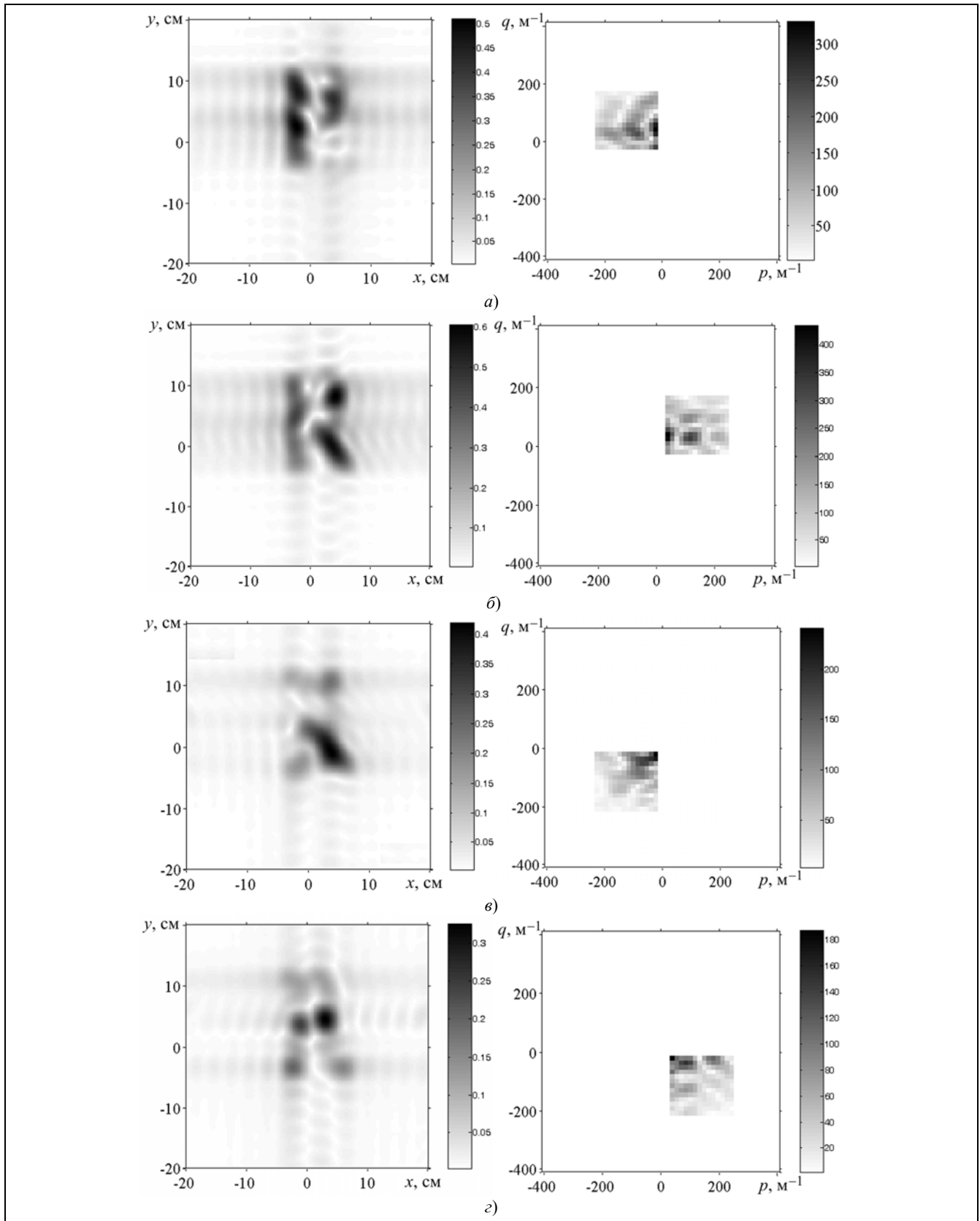


Рис. 7. Радиоизображения тест-объекта при засветке плоской волной с различных направлений (левая колонка) и часть пространственного спектра, попадающая в спектральное окно антенной решетки при $\ell = 35$ см (правая колонка): *а* – слева-сверху: $(\text{tg } \alpha_0, \text{tg } \beta_0) = (30/35, -10/35)$; *б* – справа-сверху: $(\text{tg } \alpha_0, \text{tg } \beta_0) = (-30/35, -10/35)$; *в* – слева-снизу: $(\text{tg } \alpha_0, \text{tg } \beta_0) = (30/35, 25/35)$; *з* – справа-снизу: $(\text{tg } \alpha_0, \text{tg } \beta_0) = (-30/35, 25/35)$

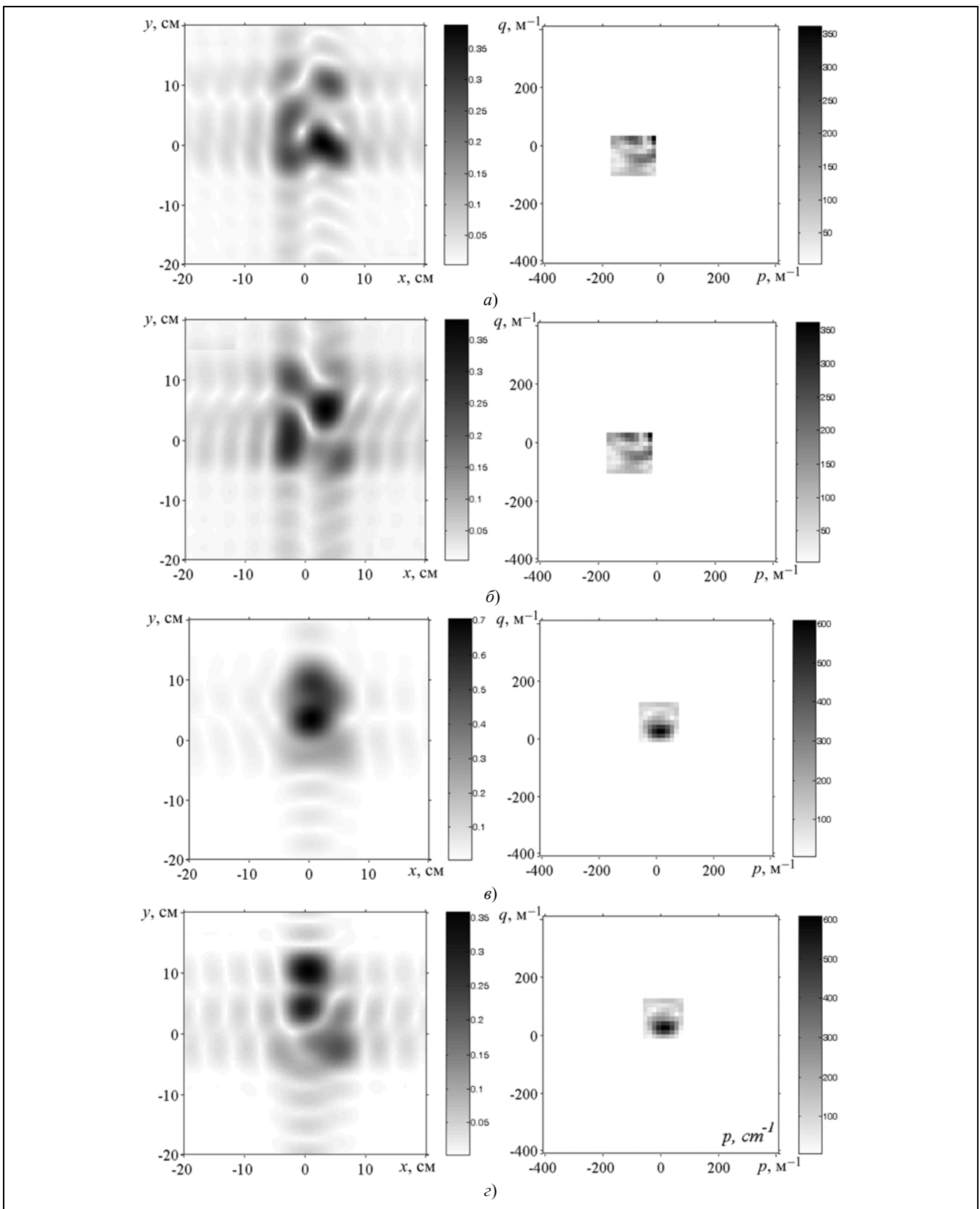


Рис. 8. Радиоизображения тест-объекта при засветке плоской волной с различных направлений (левая колонка) и часть пространственного спектра, попадающая в спектральное окно антенной решетки при $\ell = 50$ см (правая колонка): слева: a – $(\text{tg } \alpha_0, \text{tg } \beta_0) = (30/50, 10/50)$; $б$ – справа: $(\text{tg } \alpha_0, \text{tg } \beta_0) = (-30/50, 10/50)$; $в$ – сверху: $(\text{tg } \alpha_0, \text{tg } \beta_0) = (0, -10/50)$; $г$ – снизу: $(\text{tg } \alpha_0, \text{tg } \beta_0) = (0, 25/50)$

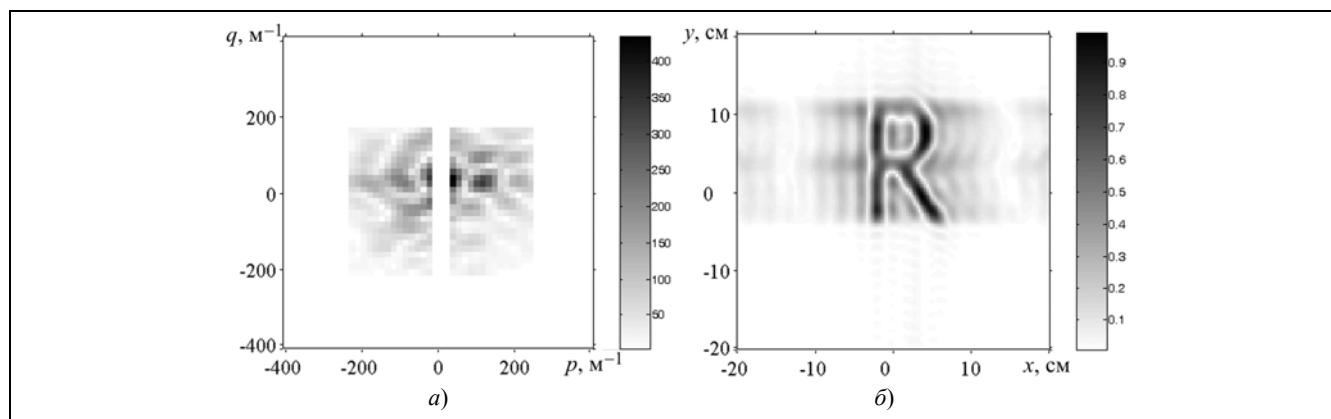


Рис. 9. Восстановленный пространственный спектр модифицированного объекта (а) и результат когерентного сложения радио-образов рис. 7 (б)

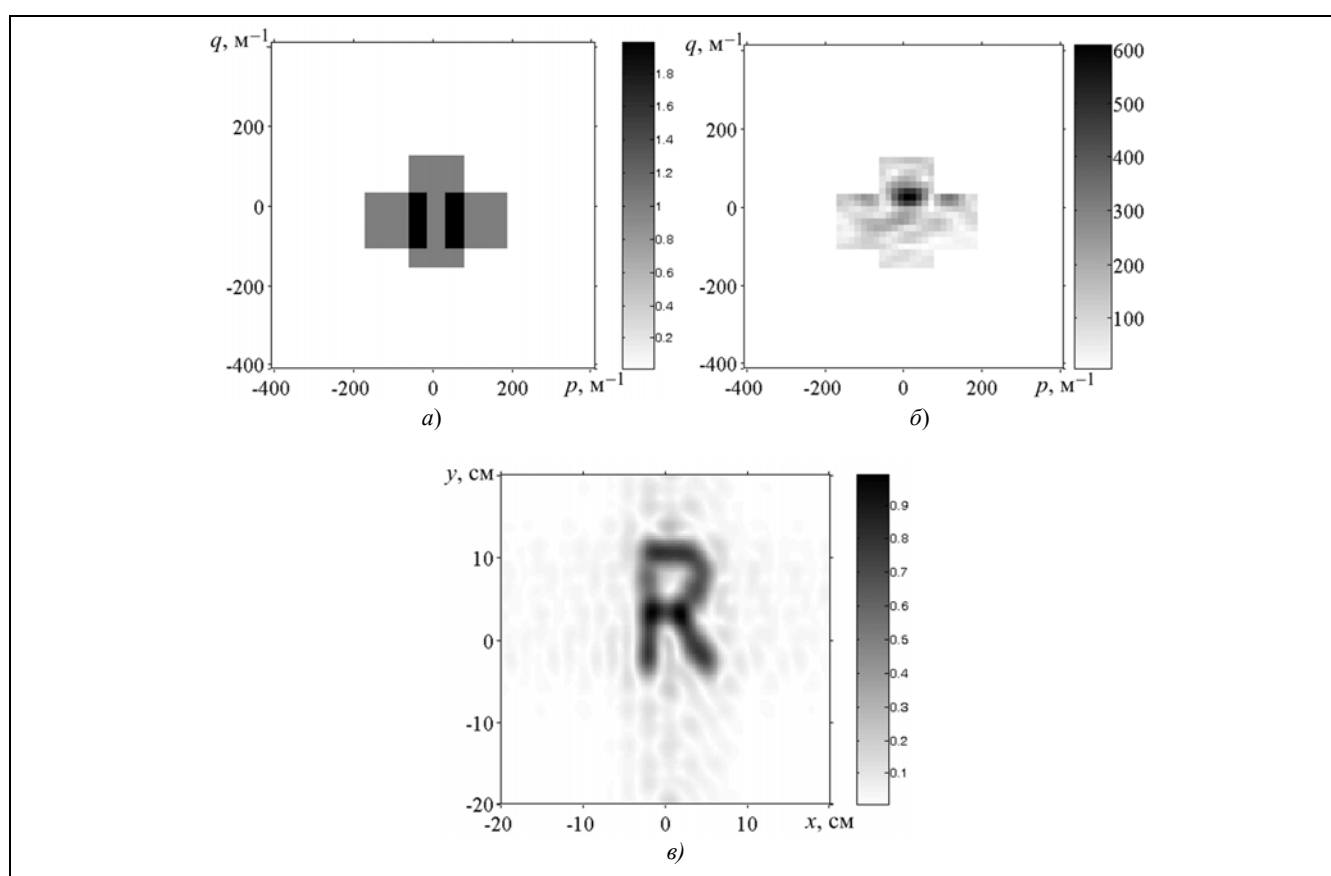


Рис. 10. Синтезированная карта покрытия спектра (а), результирующий пространственный спектр (б) и радиоизображение (в)

Чтобы улучшить качество изображения, требуются дополнительные измерения или изменение позиции приемной антенны. Это иллюстрируется следующей серией рисунков. На рис. 8 представлены расчетные радиоизображения того же тест-объекта, удаленного от антенной решетки на расстояние 50 см. За счет некоторого изменения схемы облучения (облучение с середины сторон контура приемной решетки) теперь основная часть углового спектра рассеянного излучения попадает в синтезированную апертуру приемника из-за уменьшения углов падения первичной волны. В результате, хотя отдельные изображения по-прежнему плохо передают форму объекта и даже более размыты из-за увеличения дифракционных эффектов, качество когерентного синтезированного «радиопортрета» (рис. 10) вполне удовлетворительно с практической точки зрения.

Заключение. Проведенная серия экспериментов с планарным тест-объектом и их теоретический анализ проясняют одну из проблем микроволновой голографии – крупнозернистую спекл-структуру радиоизо-

бражения затрудняющую идентификацию объекта. Численное моделирование подтверждает применимость классической теории дифракции Френеля–Кирхгофа для физической интерпретация экспериментальных радиоизображений. Развитый в данной работе спектральный подход объясняет все основные особенности их формирования, позволяет выбрать оптимальные условия облучения объекта и открывает путь к существенному улучшению качества радиоизображения путем когерентного многоакурсного зондирования.

Литература

1. Копейкин В.В., Попов А.В. Принципы построения голографического подповерхностного радара // Изв. вузов. Радиофизика. 2000. Т. 43. № 3. С. 224 – 233.
2. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. Изд. 2-е. М.: Наука. Физматгиз. 1973.
3. Попов А.В., Vinogradov V.A. Focused Gaussian beams in the problem of holographic imaging // IEEE Trans. on Antennas and Propagation. 2002. V. 50. № 9. P.1236 – 1244.
4. Попов А.В., Копейкин В.В., Vinogradov V.A., Zapunidi S.A. Reconstruction algorithms and experiments with a prototype of holographic subsurface radar // Proc. 4th Internat. Conf. on Antenna Theory and Techniques. IEEE. 2003. Sevastopol, Ukraine. V. 2. P. 561 – 563.
5. Титчмарш Е. Введение в теорию интегралов Фурье. М.: ОГИЗ Гостехиздат. 1948.
6. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Физматгиз. 1963. 1100 с.

Поступила 9 января 2014 г.

Spectral theory of image formation in microwave holography

© Authors, 2014

© Radiotekhnika, 2014

D.E. Edemskij – Ph.D. (Phys.-Math.), Leading Engineer, Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation (IZMIRAN)

V.V. Kopeikin – Ph.D. (Phys.-Math.), Leading Engineer, Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation (IZMIRAN)

A.V. Popov – Dr.Sc. (Phys.-Math.), Head of Department, Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation (IZMIRAN)
E-mail: popov@izmiran.ru

I.V. Prokopovich – Post-graduated Student, Junior Researcher, Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation (IZMIRAN)

Analytical approach and numerical algorithm allowing one to explain and quantitatively describe image formation of a complicated object in microwave holography. It is shown that the main role in the image distortion plays losing a part of the scattered radiation angular spectrum. We derive a quantitative estimate of the holographic radar spectral window and point out a way to increasing spatial resolution of the radar.

In order to clarify the nature of an extended object image formation and to find a physically based method of pattern recognition we performed a series of experiments with a near-field holographic radar and a planar test object. Their numerical simulation and theoretical analysis have been done.

A good agreement between experimental and simulated microwave images confirms the applicability of the Kirchhoff diffraction theory for qualitative description of the scattering and object reconstruction process in realistic experimental conditions. However, conformity of the microwave image to the object shape can not be considered satisfactory. Our experiments and their theoretical analysis show that the image quality is determined mainly by the mutual location of the object, radiation source and receiver antenna array.

Our spectral approach explains the peculiarities of experimental and numerical results and allows one to choose the problem parameters as to obtain a good microwave image. With given wavelength, antenna array size and probing depth, the microwave hologram represents a part of the object spatial spectrum determined by the illumination incidence angle and the spectral window width. If a significant part of the spatial spectrum falls into the device spectral window one can recon on a good image quality, otherwise one has to expect a considerable image distortion. Coherent superposition of several holograms obtained with different positions of the radiation source essentially improves the microwave image.

References

1. Kopeikin V.V., Popov A.V. Princyipy' postroeniya golograficheskogo podpoverxnostnogo radara // Izv. vuzov. Radiofizika. 2000. T. 43. № 3. S. 224 – 233.
2. Born M., Vol'f E'. Osnovy' optiki. Izd. 2-e. M.: Nauka. Fizmatgiz. 1973.
3. Popov A.V., Vinogradov V.A. Focused Gaussian beams in the problem of holographic imaging // IEEE Trans. on Antennas and Propagation. 2002. V. 50. № 9. P.1236 – 1244.
4. Popov A.V., Kopeikin V.V., Vinogradov V.A., Zapunidi S.A. Reconstruction algorithms and experiments with a prototype of holographic subsurface radar // Proc. 4th Internat. Conf. on Antenna Theory and Techniques. IEEE. 2003. Sevastopol, Ukraine. V. 2. P. 561 – 563.
5. Titchmarsh E. Vvedenie v teoriyu integralov Fur'e. M.: OGIz Gostexizdat. 1948.
6. Gradshteyn I.S., Ry'zhik I.M. Tabliczy' integralov, summ, ryadov i proizvedenij. M.: Fizmatgiz. 1963. 1100 s.