
**ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ
ИССЛЕДОВАНИЯ ЗЕМЛИ ИЗ КОСМОСА**

**ОЦЕНКА ЗЕРКАЛЬНОЙ КОМПОНЕНТЫ РАДИОЛОКАЦИОННОГО
РАССЕЯНИЯ ОТ ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ**

© 2012 г. Б. С. Юрчак

Мэрилэндский университет, Центр наук о Земле им. Р.Х. Годдарда, Гринбелт, США

E-mail: yurboris@umbc.edu

Поступила в редакцию 18.05.2011 г.

В приближении физической оптики выведено уравнение радиолокации для зеркальной компоненты обратного рассеяния от поверхности с произвольным распределением коэффициента отражения Френеля. Аналитическая форма уравнения получена для однородного плоского кольца и диска. Показана ограниченность применения концепции эффективной поверхности радиолокационного (РЛ) рассеяния для оценки рассеивающих свойств пространственно распределенной цели. Полученные результаты могут быть основой для разработки модели альтиметрического эхо-сигнала от геофизической поверхности.

Ключевые слова: зеркальное отражение, плоская поверхность, радиолокационный альтиметр

ВВЕДЕНИЕ

Геофизическая поверхность (ГП) представляет собой поверхность раздела сред с неоднородными электрофизическими свойствами, которая полностью или частично распределена в пределах угловой ширины диаграммы направленности антенны радиолокатора. Радиолокационный (РЛ) эхо-сигнал от ГП содержит в общем случае диффузную и зеркальную составляющие (Мельник, 1980). Диффузная составляющая обусловлена нерегулярностью рельефа и ее интенсивность случайно распределена в пределах передней полусферы. Зеркальная составляющая подчиняется закону отражения, при котором угол отражения равен углу падения волны и поэтому присутствует в основном при отражении нормально падающего излучения невозмущенными поверхностями. Разделение соответствующих составляющих в обратном рассеянии представляет собой отдельную задачу и здесь не рассматривается. Поскольку зеркальная компонента эхо-сигнала от горизонтальной поверхности имеет место только при зондировании поверхности в надир, то данный вид рассеяния наиболее часто встречается в РЛ-альтиметрии. Из известных данных альтиметрического зондирования следует, что преобладающее зеркальное отражение имеет место при отражении от спокойной воды, а также снежно-ледовых полей полярных районов (например, Drinkwater, 1984; Davis, 1996). Понимание основных факторов, которые обуславливают зеркальное рассеяние от таких объектов, является важным для получения геофизической информации по отраженному альтиметрическому сигналу

(Мельник и др., 1980; Davis, 1996). Известны несколько поверхностно-объемных моделей альтиметрического эхо-сигнала (например, Moore, Williams, 1957; Barrick, 1972; Brown, 1977; Ulaby et al., 1982; Davis, Moore, 1993; Newkirk, Brown, 1992; Newkirk, Brown, 1996), которые разработаны в предположении некогерентного рассеяния и поэтому относятся к оценке диффузной составляющей отражения альтиметрического сигнала. Обзоры этих моделей приведены в работах Ulaby et al. (1982) и Noveltis (2005). Оценка зеркальной компоненты РЛ-рассеяния от поверхности с постоянным коэффициентом отражения (Γ_0), в приближении геометрической оптики и основанная на концепции эффективной РЛ-площади обратного рассеяния ($\text{ЭПР} \equiv \sigma$), получена Керром и Гольдштейном (Kerr, Goldstein, 1951) и прокомментирована Атласом (Atlas, 1960) с использованием метода изображений. Согласно этому подходу, ЭПР ровной и гладкой однородной поверхности при дистанции z равна $\sigma = \Gamma_0^2 \pi z^2$. Для неоднородной поверхности аналогичной оценки не существует. Более того, указанная величина противоречит определению ЭПР, поскольку зависит от дальности. ЭПР была введена для характеристики рассеяния от точечных целей, с необходимым условием облучения цели плоской волной (например, Knott et al., 2004). Основным свойством ЭПР цели является ее независимость от дальности до радиолокатора и от других РЛ-параметров за исключением длины волны. Дополнительной трудностью является оценка области поверхности, вносящей доминирующий вклад в зеркальную компоненту эхо-сигнала при задан-

ной поверхностной конфигурации коэффициента отражения. Указанные проблемы проявились при известных попытках учесть сферичность волны при зеркальном отражении (Brown, 1982; Fung, Eom, 1983). Таким образом, в настоящее время модель РЛ зеркального отражения от ровной поверхности ограничена только однородной поверхностью и поэтому разработана недостаточно. Другим мотивирующим фактором данной работы являются недостаточно изученные характеристики зеркального отражения от такого объекта, как плоское кольцо с внутренним и внешним радиусами – соизмеримыми и больше, чем радиус первой зоны Френеля (ПЗФ). Частным случаем кольца при внутреннем радиусе равным нулю является диск. В дальнейшем при упоминании этих объектов мы будем определять их условно как “большое кольцо” и “большой диск”, имея в виду соотношение их размеров с радиусом ПЗФ. Эти данные необходимы при построении модели огибающей зеркальной компоненты альтиметрического эхо-сигнала при взаимодействии с поверхностью длинных и коротких РЛ зондирующих импульсов (режимы так называемого “лучевого” и “импульсного” ограничения соответственно).

Цель настоящей работы – вывод уравнения радиолокации для зеркального отражения от бесконечной поверхности и плоского кольца с размерами, соизмеримыми с радиусом ПЗФ и с произвольно распределенным коэффициентом отражения Френеля.

КРИТЕРИЙ ДАЛЬНОЙ ЗОНЫ ДЛЯ ПОВЕРХНОСТИ

Предварительно для обоснования последующего анализа в приближении физической оптики и оценки использования ЭПР как характеристики отражательных свойств ГП при зеркальном отражении определим критерий дальней зоны для плоской однородной поверхности. Бесконечная поверхность, т.е. поверхность, превышающая поперечный размер основного лепестка диаграммы направленности РЛ-антенны на данном расстоянии от радиолокатора, всегда находится в ближней зоне (например, Atlas, 1960; Кондратенков и др., 1983), однако для пространственно-ограниченной цели известна только одна численная оценка этого условия, которая получена без учета размера антенны (Peebles, 1998), и поэтому нуждающаяся в уточнении для реальных РЛ-систем.

Для точечной цели, расположенной на электрической оси диаграммы направленности антенны, условие дальней зоны определяется соотношением (например, Skolnik, 1990)

$$z_0 \geq 2 \frac{(2r_a)^2}{\lambda} = z_p, \quad (1)$$

где z_0 – расстояние между радиолокатором и целью вдоль оси диаграммы направленности антенны; r_a – радиус апертуры; λ – длина волны. Приведенное выше условие получено из требования ограничения так называемого квадратичного фазового фактора (КФФ) (Ulaby et al., 1981)

$$g = \frac{\pi}{\lambda z_0} r_a^2 = \frac{\pi}{2} \left(\frac{r_a}{r_F} \right)^2 \leq \frac{\pi}{8} = g_{ff}, \quad (2)$$

где $r_F = \sqrt{\frac{1}{2} \lambda z_0}$ – радиус ПЗФ для сферической волны. Это условие соответствует меньшей, чем $\lambda/16$, разности между расстояниями от точечной цели (расположенной на оси диаграммы направленности антенны) к центру апертуры и к ее внешнему краю (Skolnik, 1990). В случае поверхности необходимо рассматривать цель, которая простирается от оси диаграммы направленности в нормальной к ней плоскости как целый объект. Следовательно, упомянутая разность пути определяется расстояниями до ближайшей и наиболее удаленной точками на освещаемой диаграммой направленности антенны области на поверхности цели. Более того, необходимо принять во внимание несинхронное взаимодействие сферического фронта облучающей волны с поверхностью. Соответствующая схема показана на рис. 1. Определим разность пути Δ соотношением

$$\Delta = AT - z_1^*, \quad (3)$$

где $AT = \sqrt{z_0^2 + (r_{ig} + r_a)^2}$ – максимальное расстояние между периферийными точками апертуры и цели; $z_1^* = z_0 - \tau$ – положение осевой точки отраженного сферического фронта в момент его пересечения периферийной точкой T (минимальное расстояние между антенной и сферическим фронтом отраженной волны в момент взаимодействия облучающей волны с периферийной точкой цели T); $\tau = OT - z_0$, $OT = \sqrt{z_0^2 + r_{ig}^2}$, $2r_{ig}$ есть размер цели (который в общем случае может быть меньше диаметра освещаемого пятна на бесконечной плоской поверхности). Найдем условие для размера цели, который бы удовлетворял критерию “ $\lambda/16$ ”. Комбинируя геометрические величины, получаем

$$\Delta = \sqrt{z_0^2 + (r_{ig} + r_a)^2} - \left(2z_0 - \sqrt{z_0^2 + r_{ig}^2} \right). \quad (4)$$

Полагая, что $\left(\frac{r_a}{z_0} \right)^2 \ll 1$ и $\left(\frac{r_{ig}}{z_0} \right)^2 \ll 1$, разность пути (4) приводится к виду

$$\Delta \approx \frac{r_{ig}^2 + r_{ig} r_a}{z_0}. \quad (5)$$

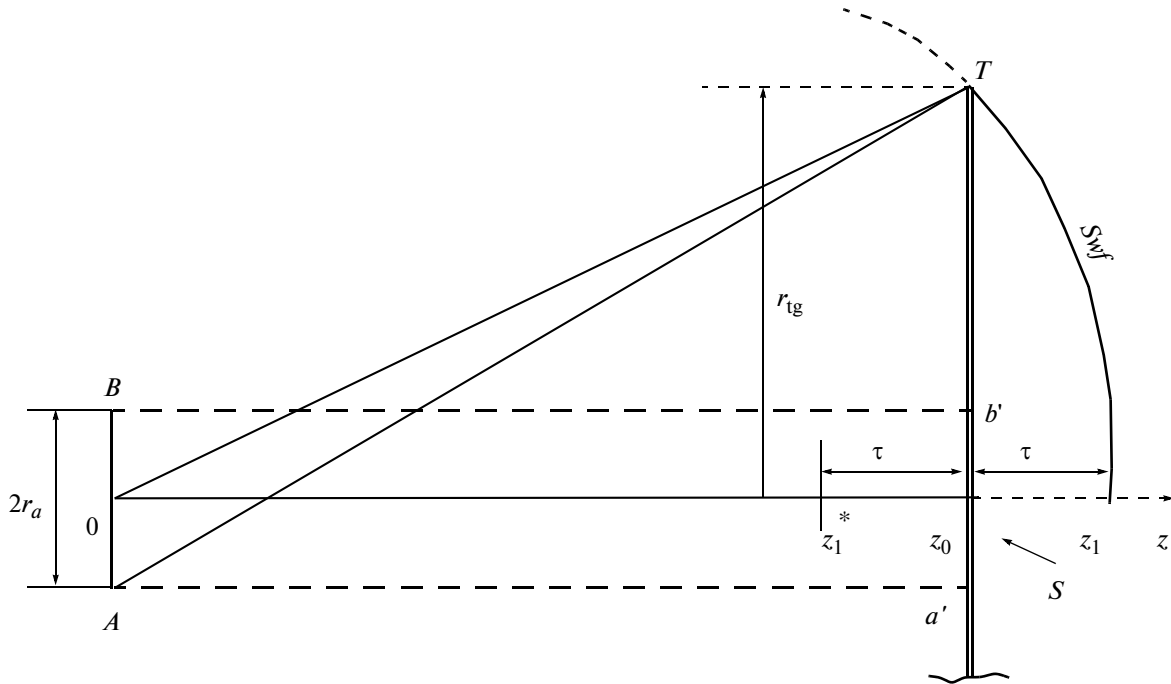


Рис. 1. Оценка критерия дальней зоны для расположенной в плоскости S поверхностно-распределенной цели, облучаемой электромагнитной волной, со сферическим волновым фронтом Swf ; AB – апертура антенны, z – ось диаграммы направленности антенны; пояснения – в тексте.

Задавая $\Delta \leq \lambda/16$ и решая уравнение (5) относительно размера цели с учетом выражения для радиуса ПЗФ, имеем

$$r_{ig} \leq \frac{r_a}{2} \left[\sqrt{1 + \frac{1}{2} \left(\frac{r_F}{r_a} \right)^2} - 1 \right]. \quad (6)$$

Для $r_a \ll r_F$ условие (6) сводится к неравенству

$$r_{ig} \leq \frac{1}{2\sqrt{2}} r_F - \frac{r_a}{2}. \quad (7)$$

Полученное неравенство и есть критерий дальней зоны для пространственно-ограниченной цели с плоской поверхностью, при условии малости размера антенны по сравнению с радиусом ПЗФ. Этот критерий включает размер антенны по сравнению с аналогичной оценкой (Peebles, 1998). Таким образом, отражатель, который удовлетворяет критерию (7), может быть определен как точечная цель, взаимодействующая с плоской волной, а цель с размером большим, чем определяемая условием (7), может квалифицироваться как распределенная цель с соответствующим взаимодействием со сферической волной. Соотношение площадей, которые удовлетворяют и не удовлетворяют условию (7) при полном заполнении поверхностью ширины диаграммы направленности антенны, равно

$$\frac{\pi r_{ig}^2}{\pi r_{ill}^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{r_a}{r_F} \right)^2, \quad (8)$$

где радиус освещаемого пятна выражен через радиус ПЗФ

$$r_{ill} = \frac{1}{2} \frac{\lambda}{2r_a} z_0 = \frac{1}{2r_a} r_F^2.$$

Поскольку считается, что поверхность расположена на дистанции, удовлетворяющей критерию дальней зоны для точечной цели на оси антенны (3), то максимальное значение этого соотношения равно

$$\frac{\pi r_{ig}^2}{\pi r_{ill}^2} \leq \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} \right)^2 = \frac{1}{8}.$$

Это означает, что не менее 87.5% всей полностью освещаемой поверхности расположено в ближней зоне. Для обычных альтиметрических параметров ($r_a = 0.5$ м, $\lambda = 0.02$ м, $z_0 = 800-1300$ км) эта цифра еще больше и, следовательно, обратное рассеяние от поверхности, полностью заполняющей освещаемую антенной область, должно быть рассчитано в приближении физической оптики. Использование ЭПР как характеристики отражательной способности цели неправомерно, так как в пределах радиуса освещаемого пятна взаимодействующая с поверхностью электромагнитная волна в большей части не является плоской.

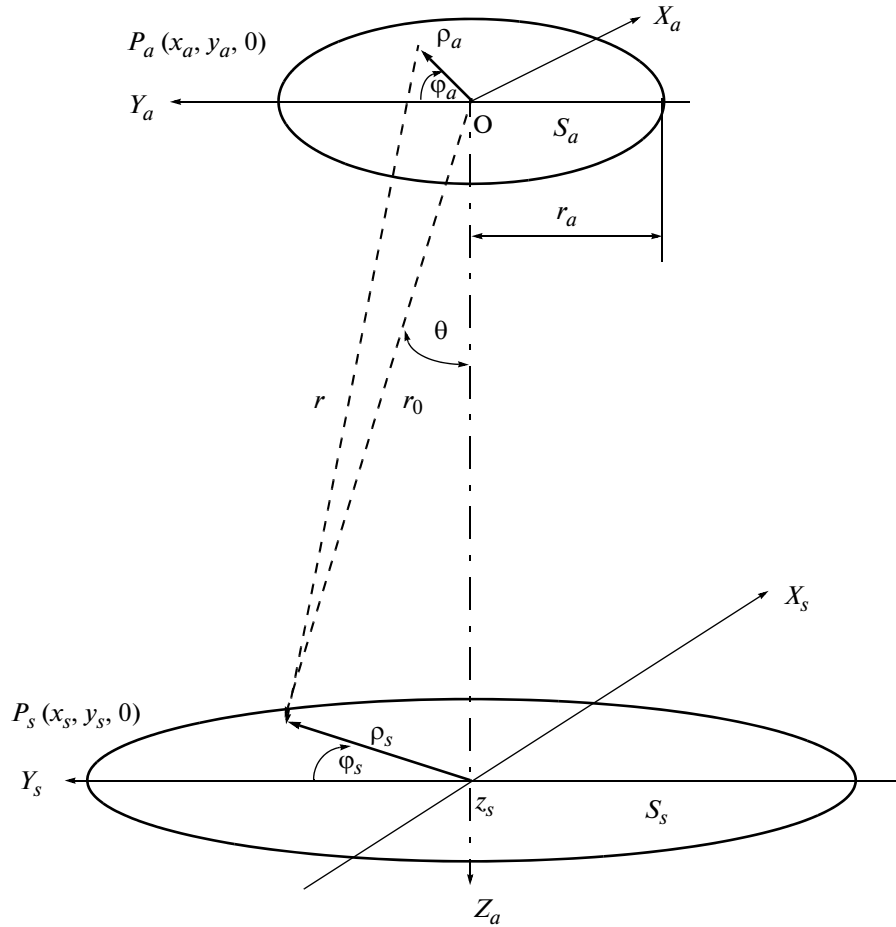


Рис. 2. Геометрия облучения плоской поверхности (S_s) круговой апертурой (S_a) радиуса r_a ; $P_a(x_a, y_a, 0)$ – точка на апертуре, $P_s(x_s, y_s, z_s)$ – точка наблюдения на освещаемой поверхности.

ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ, СОЗДАВАЕМОЕ АПЕРТУРОЙ ПЕРЕДАЮЩЕЙ АНТЕННЫ У ПЛОСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Цель последующего расчета – получение соотношения между мощностью, излучаемой радиолокатором, и принятой мощностью, рассеянной точно назад от бесконечной гладкой и ровной поверхности с произвольным распределением коэффициента отражения Френеля. Схема РЛ-зондирования представляет собой антенну с круговой апертурой, поднятой стационарно над бесконечной поверхностью, рис. 2. Геометрический центр РЛ-антенны является центром прямоугольной системы координат $\{X_a, Y_a, Z_a\}$. Антенна излучает непрерывную электромагнитную волну в положительном направлении (вниз) вдоль оси Z_a . Передающая и приемная антенны совмещены. Электрическое поле этой волны ищется в точке $P_s(x_s, y_s, z_s)$ на поверхности, в плоскости, перпендикулярной падающему излучению, т.е. в плоскости $Z_a = z_s$. Освещаемое пятно в плоскости

наблюдения (S_s) ограничено сравнительно узкой областью около оси Z_a , в которой условие

$$\frac{(x_s - x_a)^2 + (y_s - y_a)^2}{z_s^2} \ll 1$$

выполняется, и расстояние r для фазового члена может быть представлено в соответствии с аппроксимацией Френеля

$$r \approx z_s \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{x_s - x_a}{z_s} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{y_s - y_a}{z_s} \right)^2 \right].$$

Такое приближение справедливо для всех РЛ-приложений, которые используют сравнительно узкую ширину диаграммы направленности антенны. Поляризационные эффекты игнорируются ввиду зондирования в надир. В этом случае, используя известное выражение для поля, создаваемого круговой апертурой у поверхности в прямоугольных координатах (например, Ulaby et al., 1981), напряженность облучающего электрического поля в точке P_s поверхности, созданное на-

пряженностью электрического поля антенны $E_a(x_a, y_a)$, может быть записано в функции от цилиндрических координат ρ_s, φ_s, z_s в форме

$$\dot{E}_s(\varphi_s, \rho_s, z_s) = \frac{j}{\lambda z_s} e^{-j(kz_s + \frac{k}{2z_s}\rho_s^2)} \int_0^{2\pi} d\varphi_a \times \int_0^{r_a} \rho_a E_a(\rho_a, \varphi_a) e^{-j\frac{k}{2z_s}\rho_a^2} e^{j\frac{k}{z_s}(\rho_s \cos \varphi_s \rho_a \cos \varphi_a + \rho_s \sin \varphi_s \rho_a \sin \varphi_a)} d\rho_a, \quad (9)$$

где $x_a^2 + y_a^2 = \rho_a^2, x_s^2 + y_s^2 = \rho_s^2, r \approx z_s$ (для амплитудного члена), φ_a и φ_s – полярные углы в плоскости апертуры S_a и облучаемой поверхности S_s соответственно. Для упрощения дальнейших выкладок предположим, что распределение напряженности электрического поля по апертуре антенны является осесимметричным гауссовым распределением

$$E_a(\rho_a, \varphi_a) = E_a(\rho_a) = E_a F(\rho_a), \quad (10)$$

где E_a – напряженность электрического поля в центре и

$$F(\rho_a) = \exp(-\alpha^2 \rho_a^2) \quad (11)$$

есть апертурная облучающая функция (АОФ); $\alpha = \frac{k_a}{r_a}$ – антенный параметр; r_a – эффективный радиус апертуры; k_a – согласующий коэффициент, который зависит от определения эффективного радиуса. Фазовое распределение предполагается равномерным по всей апертуре. Эффективный радиус определяется как радиус апертуры, которой соответствует $y\%$ от всей излученной мощности. Просто показать, что для $y = 90\%$ согласующий коэффициент $k_a \approx 1$ и $r_a \approx \alpha^{-1}$. Таким образом, полная мощность, излученная антенной с апертурой S_a и амплитудно-фазовым распределением возбуждающего электрического поля $\dot{E}_a(\rho_a, \varphi_a)$, равна (например, Ulaby et al., 1981)

$$P_t = \frac{1}{2Z_0} \int_{S_a} |\dot{E}_a(\rho_a, \varphi_a)|^2 dS_a = \frac{\pi}{4Z_0} E_a^2 \frac{1}{\alpha^2}, \quad (12)$$

где Z_0 – импеданс свободного пространства. Пренебрегая воздействием $\sim 10\%$ вклада периферийных частей апертуры в излученную мощность, можно заменить верхний предел интеграла (9) по ρ_a на бесконечность и записать его с учетом (10) в следующей форме:

$$\dot{E}_s(\varphi_s, \rho_s, z_s) = \frac{j}{\lambda z_s} e^{-j(kz_s + \frac{k}{2z_s}\rho_s^2)} E_a \int_0^\infty e^{-\alpha^2 \rho_a^2} e^{-j\frac{k}{2z_s}\rho_a^2} \rho_a d\rho_a \times \int_0^{2\pi} e^{j\frac{k}{z_s}\rho_s \rho_a \cos(\varphi_s - \varphi_a)} d\varphi_a. \quad (13)$$

Учитывая табличные значения интегралов

$$\int_0^{2\pi} e^{j\frac{k}{z_s}\rho_s \rho_a \cos(\varphi_s - \varphi_a)} d\varphi_a = 2\pi J_0\left(\frac{k\rho_s}{z_s}\rho_a\right) \text{ и } \int_0^\infty \rho_a e^{-t\rho_a^2} J_0(m\rho_a) d\rho_a = \frac{1}{2t} e^{-\frac{m^2}{4t}},$$

где $J_0(\dots)$ – функция Бесселя первого рода и нулевого порядка, используя КФФ (2)

$$g = \frac{k}{2z_s \alpha^2} = \frac{\pi}{\lambda z_s \alpha^2}$$

и обозначая

$$A = \frac{g^2}{1 + g^2}, \quad B = Ag,$$

получаем

$$\dot{E}_s(\varphi_s, \rho_s) = jE_a \sqrt{A} e^{-jkz_s} e^{-\alpha^2 \rho_s^2} e^{-j[\arctg(g) - (B-g)\alpha^2 \rho_s^2]}. \quad (14)$$

Из (14) следует, что размер освещаемой области определяется шириной огибающей облучающего поля, который определяется членом $\exp(-A\alpha^2 \rho_s^2)$. Соответственно радиус освещаемого пятна на поверхности для 90% мощности равен

$$r_{ill} \approx \frac{1}{\alpha \sqrt{A_{g < 1}}} \approx \frac{1}{\alpha g} = \frac{2}{\pi} \alpha r_F^2, \quad (15)$$

который приблизительно в $\frac{2}{\pi} \left(\frac{r_F}{r_a}\right)^2$ раз больше, чем эффективный радиус апертуры r_a .

УРАВНЕНИЕ РАДИОЛОКАЦИИ ДЛЯ ПЛОСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Отраженное электрическое поле в плоскости апертуры приемной антенны

Основная идея определения отраженного от геофизической поверхности электрического поля в плоскости приемной антенны состоит в представлении цели (поверхности) в качестве вторичной антенны с распределением электрического поля (14), модифицированного отражающими свойствами поверхности

$$\dot{E}_r(\rho_s, \varphi_s, z_s) = \dot{E}_s(\rho_s, z_s) \dot{\Gamma}(\rho_s, \varphi_s, z_s), \quad (16)$$

где $\dot{\Gamma}(\dots)$ – коэффициент отражения Френеля (комплексный в общем случае), зависящий от электрических свойств поверхности (например, Kerr et al., 1951; Born, Wolf, 1999). Модуль и аргумент коэффициента отражения описывают соответственно изменения амплитуды и фазы поля при отражении. Таким образом, отраженное электрическое поле в плоскости приемной антен-

ны может быть записано по аналогии с (9) путем замены возбуждающего поля антенны на облучающее поле $\dot{E}_s(\rho_s, \varphi_s, z_s)$, с помещением начала системы координат в точку $Z_a = z_s$

$$\dot{E}_r(\rho_a, \varphi_a, 0) = \frac{j}{\lambda z_s} e^{-j(kz_s + \frac{k}{2z_s}\rho_a^2)} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \dot{E}_s(\rho_s, \varphi_s, z_s)_r e^{-j\frac{k}{2z_s}\rho_s^2} \times e^{j\frac{k}{z_s}(\rho_a \cos \varphi_a \rho_s \cos \varphi_s + \rho_a \sin \varphi_a \rho_s \sin \varphi_s)} \rho_s d\rho_s d\varphi_s. \quad (17)$$

Используя ранее введенные обозначения и выражение (14) для $\dot{E}_s(\rho_s, \varphi_s, z_s)$, уравнение (17) приводится к виду

$$\dot{E}_r(\rho_a, \varphi_a, 0) = -E_a \frac{\alpha^2}{\pi} g \sqrt{A} e^{jg\alpha^2 \rho_a^2} e^{-j\text{arctg}(g)} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \dot{E}_s(\rho_s, \varphi_s, z_s) e^{-[A-j(B-2g)]\alpha^2 \rho_s^2} e^{j2g\alpha^2 \rho_a \rho_s \cos(\varphi_a - \varphi_s)} \rho_s d\rho_s d\varphi_s. \quad (18)$$

Общее уравнение радиолокации для произвольно распределенного коэффициента отражения Френеля

Уравнение радиолокации в общей форме для произвольного распределения коэффициента Френеля может быть записано через плотность потока мощности $\Pi_r(\rho_a, \varphi_a, 0)$, который создается отраженным от поверхности полем (18) и который скорректирован на квадрат неравномерности чувствительности антенны к электрическому полю (11)

$$P_r = \int_0^{2\pi} d\varphi_a \int_0^\infty \Pi_r(\rho_a, \varphi_a, 0) \rho_a e^{-2\alpha^2 \rho_a^2} d\rho_a, \quad (19)$$

где

$$\begin{aligned} \Pi_r(\rho_a, \varphi_a, 0) &= \frac{1}{2Z_0} |\dot{E}_r(\rho_a, \varphi_a, 0)|^2 = \\ &= P_t \frac{2g^4 \alpha^6}{\pi^3} \left| \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \dot{E}_s(\rho_s, \varphi_s, z_s) e^{-[A-j(B-2g)]\alpha^2 \rho_s^2} \times \right. \\ &\quad \left. \times e^{j2g\alpha^2 \rho_a \rho_s \cos(\varphi_a - \varphi_s)} \rho_s d\rho_s d\varphi_s \right|^2 \end{aligned} \quad (20)$$

и P_t определяется соотношением (12). Уравнение (19) с плотностью потока мощности, выраженной через произвольно распределенный коэффициент отражения Френеля (20), является основным уравнением для расчета обратного зеркального рассеяния от плоской геофизической поверхности.

Уравнение радиолокации для постоянного коэффициента отражения Френеля

Для сравнения полученного уравнения радиолокации (19) с известными результатами необходимо решить уравнение (20) при $\dot{E}_s(\rho_s, \varphi_s, z_s) = \Gamma_0$. Следуя ранее использованному способу преобразований, получаем из (18)

$$\dot{E}_r(\rho_a, \varphi_a, 0) \approx -E_a \Gamma_0 T e^{-T^2 \alpha^2 \rho_a^2} e^{-jM\alpha^2 \rho_a^2} e^{jL}, \quad (21)$$

где

$$T = \frac{g}{\sqrt{A}} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{B-2g}{A}\right)^2}} = g \sqrt{\frac{1+g^2}{4+5g^2+g^4}} \approx \frac{g}{2}, \quad (22)$$

$$L = \text{arctg}\left(\frac{B-2g}{A}\right) - \text{arctg}(g), \quad M = \left(\frac{B-2g}{A}\right) T^2 - g.$$

Следовательно,

$$|\dot{E}_r(\rho_a, \varphi_a, 0)| \approx E_a \Gamma_0 T e^{-T^2 \alpha^2 \rho_a^2}. \quad (23)$$

Согласно (23), огибающая рассеянного назад электрического поля в плоскости антенны пропорциональна $\exp(-T^2 \alpha^2 \rho_a^2)$. Это означает, что при $g < 1$, когда $T \approx g/2$, пространственное распределение поля в $2/g = \frac{1}{\pi} \left(\frac{r_F}{r_a}\right)^2$ раз шире по сравнению с

начальным распределением поля антенны (11). Это означает, что величина электрического поля практически не изменяется в пределах эффективного радиуса апертуры r_a . Подставляя (23) в (20), получаем уравнение радиолокации в аналитическом виде (выраженное через КФФ) для оценки рассеянной назад мощности от бесконечной и гладкой плоской поверхности при постоянном коэффициенте отражения

$$P_r = P_t H_g \Gamma_0^2, \quad (24)$$

где

$$H_g = \frac{1}{1 + T^{-2}} \approx \left(\frac{g}{2}\right)^2. \quad (25)$$

Величина H_g может быть условно названа коэффициентом взаимодействия, поскольку устанавливает соотношение между излученной и принятой после взаимодействия с целью мощностями сигнала, параметр T определяется выражением (22). Ошибка аппроксимации этого коэффициента квадратичной степенной функцией для реальных альгитметрических условий при $g \sim 10^{-2} - 10^{-6}$ пренебрежимо мала. Отметим, что приведенное выше рассмотрение использовало РЛ-антенну с модельным бесконечным распределением напряженности электрического поля. Хотя такая

антенна не может быть практически реализована, это приближение позволило получить физически значимые характеристики РЛ-зондирования бесконечной плоской поверхности. Любое реальное конечное распределение для круговой антенны может быть представлено разложением в ряд по полиномам Лаггера-Гаусса (например, Vogush, 1989). Поэтому полученный результат может рассматриваться как первый член этого ряда и дальнейшее уточнение возможно путем включения необходимых дополнительных членов ряда.

**УРАВНЕНИЕ РАДИОЛОКАЦИИ
ДЛЯ КОНЕЧНЫХ СИММЕТРИЧНЫХ
ОБЛАСТЕЙ ПОВЕРХНОСТИ**

Получим частный случай общего уравнения (19) для большого кольца. Для этого в (20) заменяем пределы в интеграле по ρ_s на внутренний (r_{\min}) и внешний (r_{\max}) радиусы. Частными случаями плоского кольца являются диск ($r_{\min} = 0, r_{\max} = r_d$) и бесконечная поверхность ($r_{\min} = 0, r_{\max} \rightarrow \infty$). При этом плотность потока рассеянной мощности (20) записывается в виде

$$\Pi_r(\rho_a, \varphi_a, 0) = P_t \Gamma_0^2 \frac{2^3 g^4 \alpha^6}{\pi} \times \left| \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \dot{\Gamma}(\rho_s, \varphi_s, z_s) \rho_s J_0(2g\alpha^2 \rho_a \rho_s) e^{-[A-j(B-2g)]\alpha^2 \rho_s^2} d\rho_s \right|^2 \quad (26)$$

Уравнение (26) может быть упрощено путем оценки “осевого” обратного рассеяния (например, Pouliguen et al., 2008). Это означает замену реального распределения плотности потока мощности по апертуре его значением в центре апертуры. Такая замена справедлива, поскольку, как указывалось в ранее сделанном замечании к выражению (23), диаграмма направленности обратного рассеяния практически постоянна в пределах эффективного радиуса апертуры r_a . При этом в аргументе функции Бесселя полагаем $\rho_a = 0$. Соответственно $J_0(0) = 1$ и (26) приводится к виду

$$\Pi_r(\rho_a, \varphi_a, 0) = P_t \frac{2^3 g^4 \alpha^6}{\pi} \left| \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \dot{\Gamma}(\rho_s, \varphi_s, z_s) \rho_s e^{-[A-j(B-2g)]\alpha^2 \rho_s^2} d\rho_s \right|^2 \quad (27)$$

Полученное выражение представляет собой общее уравнение для расчета потока мощности от большого плоского кольца (диска в частном случае) с произвольным распределением коэффици-

ента отражения. Для однородного кольца с постоянным коэффициентом отражения Γ_0 решение уравнения (27) имеет вид

$$\Pi_0 = P_t \Gamma_0^2 \frac{2^3 g^4 \alpha^6}{\pi} \left| \frac{1}{2\alpha^2 [A-j(B-2g)]} \times \left\{ e^{-[A-j(B-2g)]\alpha^2 r_{\max}^2} - e^{-[A-j(B-2g)]\alpha^2 r_{\min}^2} \right\} \right|^2 \quad (28)$$

Раскрывая квадрат модуля и полагая $g < 1$, получаем аналитическое решение для осевой плотности потока мощности от кольца

$$\Pi_0 \approx P_t \Gamma_0^2 \frac{1}{2\pi} (\alpha g)^2 \left\{ e^{-2g^2 \alpha^2 r_{\max}^2} + e^{-2g^2 \alpha^2 r_{\min}^2} - 2e^{-g^2 \alpha^2 (r_{\max}^2 + r_{\min}^2)} \cos \left[2g\alpha^2 (r_{\max}^2 - r_{\min}^2) \right] \right\} \quad (29)$$

Подставляя (29) в (20), получаем осевую мощность от кольца

$$P_0 = \int_0^{2\pi} d\varphi_a \int_0^\infty \Pi_0 \rho_a e^{-2\alpha^2 \rho_a^2} d\rho_a = \Pi_0 \frac{\pi}{2\alpha^2} \quad (30)$$

Удобно выразить параметры $(g\alpha r_m)^2$ и $g(\alpha r_m)^2$ в (29) через их относительные значения, нормализованные к радиусу ПЗФ: $(g\alpha r_m)^2 = \left(\frac{\pi r_a r_m}{2 r_F r_F} \right)^2$,

$2g(\alpha r_m)^2 = \pi \left(\frac{r_m}{r_F} \right)^2$, – и записать РЛ- уравнение в форме нормализованной на принятую мощность от бесконечной поверхности (24). Это приводит к общему уравнению для РЛ- рассеяния от кольца

$$\frac{P_{0,a}}{P_{0,\text{inf}}} = \exp \left[-2 \left(\frac{\pi r_a r_{\min}}{2 r_F r_F} \right)^2 \right] + \exp \left[-2 \left(\frac{\pi r_a r_{\max}}{2 r_F r_F} \right)^2 \right] - 2 \exp \left[- \left(\frac{\pi r_a}{2 r_F} \right)^2 \left(\frac{r_{\max}^2}{r_F^2} + \frac{r_{\min}^2}{r_F^2} \right) \right] \cos \left[\pi \left(\frac{r_{\max}^2}{r_F^2} - \frac{r_{\min}^2}{r_F^2} \right) \right] \quad (31)$$

Частным случаем (31) является уравнение для диска ($r_{\min} = 0, r_{\max} \equiv r_d$)

$$\frac{P_{0,d}}{P_{0,\text{inf}}} = 1 + \exp \left[-2 \left(\frac{\pi r_a r_d}{2 r_F r_F} \right)^2 \right] - 2 \exp \left[- \left(\frac{\pi r_a r_d}{2 r_F r_F} \right)^2 \right] \cos \left[\pi \left(\frac{r_d}{r_F} \right)^2 \right] \quad (32)$$

Графики (32) в функции от относительного радиуса диска r_d/r_F для двух значений относительного размера апертуры r_a/r_F изображены на рис. 3. Как следует из рисунка, относительное обратное рассеяние от диска растет монотонно до 4 (6 дВ),

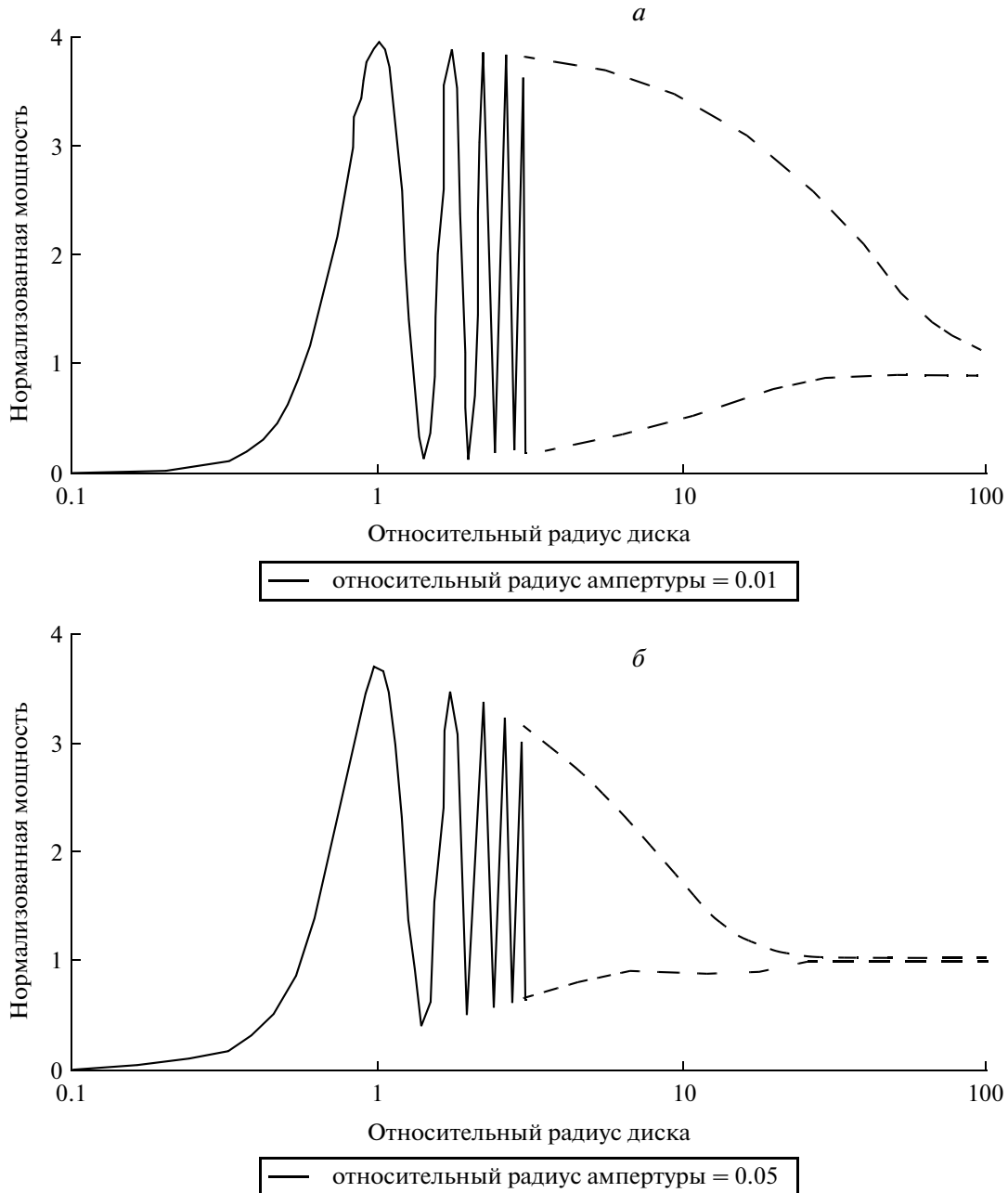


Рис. 3. Зависимость нормализованной зеркально отраженной осевой мощности от относительного радиуса диска для относительного радиуса апертуры 0.01 (а) и 0.05 (б); для больших значений аргумента штриховой линией показана только огибающая осциллирующей функции мощности.

пока радиус диска не становится равным радиусу ПЗФ. Далее он начинает осциллировать с уменьшением размаха амплитуды и периода колебаний и приближается к 1 при больших значениях относительного радиуса диска. Для больших радиусов ПЗФ (левый график) это приближение происходит медленнее, чем с ПЗФ меньшего радиуса (правый график). Если установить значение нормализованного обратного рассеяния равным 0.9 при $r_d/r_F \gg 1$ как критерий перехода диска к бесконечной плоскости, то можно показать, ос-

новываясь на (32), что этот переход имеет место при условии $\frac{r_d}{r_F} \geq 1.1 \frac{r_F}{r_a}$. Первый минимум осцилляции для $r_d/r_F \geq 1$ имеет место при $r_d/r_F \approx 1.5$. Таким образом, дискообразная область с радиусом $1.5r_F$ дает минимальное значение обратного рассеяния по сравнению с ПЗФ или с бесконечной плоскостью. Амплитуда первого минимума зависит от относительного радиуса апертуры r_a/r_F и для значений 0.01 и 0.05 составляет приблизи-

тельно 0.1 и 0.5 соответственно. Соответствующее уменьшение обратного рассеяния по сравнению с максимальным значением составляет 39 и 7.4 раза (~16 и 9 дБ соответственно). Эти цифры иллюстрируют глубину осцилляций, которые больше для меньшей относительной апертуры, и ситуацию, когда поверхность большего геометрического размера дает более слабое обратное рассеяние, чем меньшая область. Для “малого” диска с $r_d/r_F \ll 1$ можем получить из (32) что

$$\frac{P_{0,d,small}}{P_{0,inf}} \approx \left(\frac{\pi r_a r_d}{2 r_F r_F} \right)^4,$$

где обратное рассеяние пропорционально четвертой степени размера малого диска, что совпадает с классической оценкой ЭПР для данного случая (Knott, et al., 2004). Следовательно, общее решение (32) включает в себя также результаты, полученные в приближении геометрической оптики.

УРАВНЕНИЕ РАДИОЛОКАЦИИ В ОБЩЕПРИНЯТОЙ ФОРМЕ

Для представления полученного аналитического решения (24) в общепринятых терминах необходимо коэффициент взаимодействия (25) выразить через коэффициент усиления антенны по мощности, которое является функцией от пространственного распределения напряженности электрического поля по апертуре (например, Hansen, 1964)

$$G = \frac{4\pi \left| \int_{s_a} \dot{E}(\rho_a, \varphi_a) dS_a \right|^2}{\lambda^2 \int_{s_a} |\dot{E}(\rho_a, \varphi_a)|^2 dS_a}. \quad (33)$$

Здесь возбуждающее электрическое поле $\dot{E}(\dots)$ является отраженным полем (21), скорректированным на АОФ (11). После несложных преобразований получаем

$$G_e = \frac{4\pi}{\lambda^2} A_e \left[\frac{1}{(1+T^2)} \frac{1}{1 + \left(\frac{M}{1+T^2} \right)^2} \right], \quad (34)$$

где $A_e = \frac{2\pi}{\alpha^2}$. Для $g < 1$, член [...] ≈ 1 , и, следовательно, $G_e \approx \frac{4\pi}{\lambda^2} A_e$. Выражая $A_e = \pi r_e^2 = \pi \alpha^{-2}$ и записывая усиление антенны в виде $G_e = 2 \left(\frac{2\pi}{\alpha \lambda} \right)^2$, уравнение радиолокации (24) для бесконечной гладкой

поверхности может быть записано в общепотребительной форме

$$P_r = \frac{1}{4} P_t \left(\frac{\pi}{\lambda z_s \alpha^2} \right)^2 \Gamma_0^2 = P_t \frac{1}{2^6} \left(\frac{G_e \lambda}{2\pi} \right)^2 \frac{1}{z_s^2} \Gamma_0^2. \quad (35)$$

Обозначая РЛ-уравнение для кольца (31) как $\frac{P_{0,a}}{P_{0,inf}} = \gamma(r_{min}, r_{max})$, уравнение (35) может быть обобщено в том числе для зеркального отражения от гладкого, плоского и однородного большого кольца (диска)

$$P_r = P_t \frac{1}{2^6} \left(\frac{G_e \lambda}{2\pi} \right)^2 \frac{1}{z_s^2} \gamma(r_{min}, r_{max}) \Gamma_0^2. \quad (36)$$

СРАВНЕНИЕ ПОЛУЧЕННОГО УРАВНЕНИЯ РАДИОЛОКАЦИИ С ИЗВЕСТНЫМИ РЕЗУЛЬТАТАМИ

Уравнение (36) может быть сопоставлено с аналогичным уравнением для однородной поверхности, полученным Kerr, Goldstein (1951) в приближении геометрической оптики и прокомментированное Атласом (Atlas, 1960) с использованием метода изображений. Оценка ЭПР плоской и гладкой бесконечной поверхности этим способом равна

$$\sigma = \Gamma_0^2 \pi z_s^2, \quad (37)$$

и соответствующее уравнение радиолокации имеет вид

$$P_r = P_t \frac{1}{2^4} \left(\frac{G \lambda}{2\pi} \right)^2 \frac{1}{z_s^2} \Gamma_0^2. \quad (38)$$

Это уравнение с точностью до постоянного коэффициента совпадает с уравнением (36), при $\gamma = 1$ (бесконечная поверхность). Таким образом, выполненный вывод доказывает точно вид уравнения радиолокации для бесконечной поверхности для частного случая постоянного коэффициента отражения Френеля, полученного ранее эвристически в приближении геометрической оптики. Уравнение (36) отличается от классического уравнения (38) дополнительным множителем $1/2^2$. Это обусловлено включением неравномерности распределения напряженности электрического поля по апертуре (11) в нашем рассмотрении. Если в классическое уравнение (38) ввести поправочный коэффициент, называемый “эффективностью апертуры” $k_{eff}^2 = 0.5^2$, то классическое уравнение точно совпадет с нашей оценкой (35). Коэффициент k_{eff} учитывает разницу между реальным распределением поля и идеальным равномерным распределением при передаче и приеме (например, Ulaby et al., 1981).

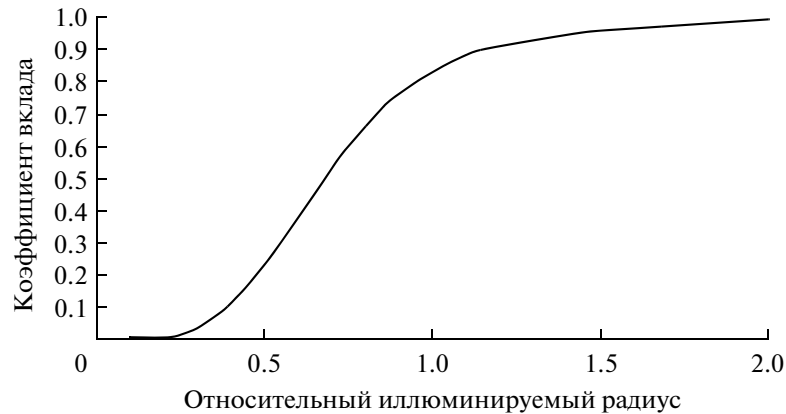


Рис. 4. Зависимость коэффициента вклада от относительного радиуса $\eta = r_{ill}/r_F$ для плоской бесконечной и однородной поверхности; вертикальная штриховая линия соответствует значению $\eta_{0,9} = 1.15$.

Следующее сравнение может быть проведено на основании известного результата по оценке обратного рассеяния от большого диска в ближней зоне. Наиболее близкий пример приведен в работах (Pouliguen, Desclos, 1996; Pouliguen et al., 2008), где производились полевые измерения осевой ЭПР от металлического диска в ближней зоне, что соответствует условию “большого” диска. Теоретические оценки проводились для сферической волны без учета эффективного размера антенной апертуры. Параметр γ при $r_a = 0$ из (32) равен

$$\gamma = 2 \left\{ 1 - \cos \left[\pi \left(\frac{r_d}{r_F} \right)^2 \right] \right\}. \quad (39)$$

Эта величина совпадает с теоретическими и экспериментально подтвержденными параметрами осцилляций отраженного сигнала от металлического диска в соответствии с цитированными выше статьями. Следовательно, мы можем констатировать, что полученное уравнение (36) также частично верифицировано независимой теоретической оценкой и результатами полевых измерений.

ОЦЕНКА ДОМИНИРУЮЩЕЙ ОБЛАСТИ ПРИ ЗЕРКАЛЬНОМ ОТРАЖЕНИИ

Важной характеристикой обратного рассеяния от плоской поверхности является так называемая “блестящая” область. Эта часть всей облучаемой поверхности, дающая основной (доминирующий) вклад в отраженный сигнал. Для оценки блестящей области на бесконечной плоскости мы введем коэффициент вклада (δ), который определяет часть общей мощности рассеянной круговой областью заданного радиуса. Предполагается, что вся мощность рассеивается областью с радиусом, который во много раз больше, чем радиус ПЗФ. Таким образом,

$$\delta = \frac{P_r \{g(\eta)\}}{P_r \{g(\eta) \ll 1\}} = \frac{H_g \{g(\eta)\}}{H_g \{g(\eta) \ll 1\}}, \quad (40)$$

где $\eta = \left(\frac{r_{ill}}{r_F} \right) = \frac{2}{\pi} \alpha r_F$ есть относительный радиус освещаемой области (r_{ill} определяется (15)) и $g(\eta) = \frac{2}{\pi} \eta^{-2}$. Поскольку $H_g(g \ll 1) \approx (g/2)^2$, и принимая во внимание (25), для однородной поверхности коэффициент вклада может быть выражен через КФФ (2)

$$\delta = \left(\frac{2}{g} \right)^2 \frac{1}{1 + T^{-2}}, \quad (41)$$

где параметр T определяется точным выражением (22). Как следует из графика (41), изображенного на рис. 4, коэффициент вклада растет плавно при увеличении радиуса вплоть до уровня насыщения при 1 (0 дБ). Он достигает величины 0.9 (~-0.5 дБ), при $\eta_{0,9} \approx 1.15$, что соответствует значению квадратного фазового фактора $g_{0,9} \approx 0.48$. Таким образом, зона с радиусом, приблизительно равным радиусу ПЗФ, является блестящей областью зеркального рассеяния от бесконечной однородной и плоской поверхности. Эта оценка соответствует известным качественным оценкам (например, Beckmann, Spizzichino, 1963; Бреховских, 1973). Полученный результат иллюстрирует также неопределенность в характеристике зеркального рассеяния путем коэффициента обратного рассеяния, определяемого как отношение ЭПР освещаемой области к ее геометрической площади (например, Ulaby et al., 1982). В отличие от диффузного рассеяния, область основного вклада при зеркальном отражении меньше, чем освеща-

мая область, и в общем случае она изменяется в зависимости от конкретной конфигурации распределения коэффициента отражения по поверхности. Коэффициент вклада для заданного неоднородного пространственного распределения коэффициента отражения может быть рассчитан с использованием численных методов и в соответствии с приведенной выше схемой расчета. Необходимо отметить, что основная роль ПЗФ для гладкой однородной поверхности является следствием участия в отражательном процессе всей освещаемой области. Но это не является основанием считать площадь ПЗФ равной ЭПР всей этой области, как это сделано, например, при оценке обратного рассеяния подповерхностным радиолокатором в работе (Godio, 2009).

ОЦЕНКА ПОВЕРХНОСТНОЙ ОТРАЖАЕМОСТИ ПО ВЕЛИЧИНЕ ЗЕРКАЛЬНОГО РАДИОЛОКАЦИОННОГО ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

Как было упомянуто выше, применение коэффициента обратного рассеяния как меры зеркальной отражающей способности поверхности не вполне корректно из-за априорной неопределенности в размере области, вносящий основной вклад в зеркальное рассеяние. С другой стороны, уравнение (24) позволяет предложить простой способ измерения поверхностной отражаемости, которая может быть характеризована постоянным коэффициентом отражения Френеля Γ_0 . Поскольку обычно технические РЛ-параметры точно не известны во время практических измерений, то калибровка может быть проведена путем использования какой-либо реперной поверхности с известным Γ_0 . Представляется, что область открытой воды в невозмущенном состоянии может быть такой реперной целью. Таким образом, измеренный коэффициент отражения от плоской поверхности может быть представлен в долях коэффициента отражения воды

$$\Gamma_0^2 = \frac{P_r}{P_{r,w}} \frac{H_g}{H_{g,w}} \Gamma_{0,w}^2 \quad (42)$$

В качестве простого примера применения полученного соотношения для геофизических исследований мы рассмотрим некоторые результаты наблюдения за плавающим льдом самолетным альтиметром Ku-диапазона (Drinkwater, 1991). В этом исследовании производилось альтиметрическое зондирование плавающего льда в прол. Фрама восточной Гренландии, которое сопровождалось синхронной аэрофотосъемкой в надиры для определения типа поверхности. Производилось зондирование попеременно плавающего льда и областей открытой воды у побережья и в переход-

ной зоне. Поскольку все инструментальные и геометрические параметры эксперимента оставались неизменными, можно положить, что $H_g = H_{g,w}$ и (42) записать в виде

$$\Gamma_0^2 = \frac{P_r}{P_{r,w}} \Gamma_{0,w}^2 = \Gamma_{0,w}^2 \text{dec} \left[0.1 \left(\frac{P_r}{P_{r,w}} \right)_{dB} \right], \quad (43)$$

где отношение мощностей выражено в дБ, $\text{dec}(x) \equiv 10^x$. Предполагается, что плавающий лед близок к модели плоской поверхности. Анализ данных, представленных в цитируемой статье, показывает, что обратное рассеяние от открытой воды в прибрежной и переходных областях соответственно на 4 и 8 дБ выше рассеяния от одиночных льдин среднего и большого размера. Действительная компонента диэлектрической проницаемости для морской воды при температуре 0°C для Ku-диапазона (14 ГГц) равна ϵ_w 36 (Meissner, Wentz, 2004), и соответствующий коэффициент отражения Френеля для мощности для воды при нормальном облучении равен (например, Kerr et al., 1951)

$$\Gamma_{0,w}^2 = \left(\frac{\sqrt{\epsilon_w} - 1}{\sqrt{\epsilon_w} + 1} \right)^2 = 0.51.$$

Подстановка этого значения в (43) вместе с упомянутой выше разностью мощностей позволяет получить $\Gamma_0 = 0.45$ и $\Gamma_0 = 0.28$ для прибрежной и переходной областей соответственно. Методическое достоинство рассмотренного способа количественной характеристики типа поверхности состоит в использовании относительных измерений, которые точнее абсолютных. Такие измерения совместно с полевыми измерениями *in situ* полезны для классификации льда и дистанционного мониторинга его изменения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данная работа представляет оценку зеркального РЛ обратного рассеяния от гладкой и плоской поверхности с произвольным распределением коэффициента отражения Френеля в приближении физической оптики и может быть использована как основа для дальнейшего совершенствования моделей обратного рассеяния от геофизической поверхности (ГП). Сформулирован критерий дальнейшей зоны для плоской поверхности (7). Количественно подтверждено, что ее основная часть всегда находится в ближней зоне независимо от расстояния до радиолокатора. Следовательно, взаимодействие с ГП должно описываться в приближении физической оптики и не может характеризоваться

ваться ЭПР, которая определена только для точечных целей в приближении плоской волны. Для расчета обратного зеркального рассеяния иллюминируемая область ГП представляется как круговая поверхностная “апертура”, которая возбуждается излучением радиолокатора. Выведено уравнение радиолокации (19) в общей форме для произвольно распределенного коэффициента отражения Френеля по ГП и гауссовской формы основного лепестка диаграммы направленности антенны при использовании приближения Кирхгофа и аппроксимации Френеля. В частном случае постоянного коэффициента отражения на всей освещаемой области ГП уравнение представлено в аналитическом виде (24) и совпадает с классическим уравнением радиолокации (38). Основываясь на общем решении (19), получена общеупотребительная форма уравнения (36), которая позволила рассчитать РЛе зеркальное обратное рассеяние от таких пространственно ограниченных целей, как большие кольцо и диск. Эти оценки необходимы для анализа зеркальной составляющей альтиметрического эхо-сигнала. Кроме того, диск может моделировать некоторые геофизические образования, такие как, например, плавающие льдины. Поскольку полученное решение учитывает размер антенны, то оно может быть применено к реальным РЛ-системам. Частный результат для большого диска (32) совпадает с известными результатами, подтвержденными полевыми экспериментами. Аналитическая форма уравнения для плоской поверхности не может быть получена для всех случаев, но соответствующий расчет может быть произведен численно, основываясь на полученных результатах, для любой заданной пространственной конфигурации коэффициента отражения. Показан метод расчета области, дающей наибольший вклад в обратное зеркальное рассеяние, который проиллюстрирован на примере однородной плоской поверхности. Характеристика зеркальной компоненты отраженного сигнала, обычно используемым РЛ-коэффициентом обратного рассеяния, затруднена, поскольку, как показал проведенный анализ, размер области, вносящей основной вклад в обратное зеркальное рассеяние, зависит от пространственной конфигурации коэффициента отражения Френеля. Для непротиворечивой характеристики рассеивающих свойств геофизической поверхности более корректно выражать ее посредством коэффициента отражения Френеля. Основываясь на полученном уравнении радиолокации (24), предложен методический подход для измерения отражающих свойств поверхности путем сравнения с величиной обратного рассеяния от реперной поверхности с известным коэффициентом отражения Френеля.

Автор выражает признательность анонимному рецензенту за полезные замечания, которые в ос-

новном были учтены. Данная работа поддерживалась научной программой НАСА по исследованию криосферы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 244 с.
- Кондратенков Г.С., Потехин В.А., Реутов А.П., Феоктистов Ю.А.* Радиолокационные станции обзора Земли. М.: Радио и связь, 1983. 272 с.
- Мельник Ю.А., Зубкович С.Г., Степаненко В.Д., Соколов Ю.П., Губин В.А., Дулевич В.Е., Переслегин С.В., Веретягин А.А., Глушков В.М., Юрков Ю.А.* Радиолокационные методы исследования Земли. М.: Советское радио, 1980. 264 с.
- Atlas D.* Possible key to the dilemma of meteorological “angel” echoes // *J. Meteorol.* 1960. V. 17. № 2, pp. 95–103.
- Barrick D. E.* Remote sensing of sea state by radar // *Remote Sensing of the troposphere.* NOAA, Univ. of Colorado, Ch. 12 / Ed. V.E. Derr. August, 1972. P. 12.1–12.46.
- Beckmann P., Spizzichino A.* The scattering of electromagnetic waves from a rough surface. A Pergamon Press Book, The Macmillan Company, N.Y., 1963. 503 p.
- Bogush A.J., Jr.* Radar and the atmosphere. Artech House, Inc., Norwood, MA, 1989. 452 p.
- Born M., Wolf E.* Principles of optics. 7th ed. Cambridge Univ. Press, UK, 1999. 952 p.
- Brown G.S.* The average impulse response of a rough surface and its applications // *IEEE Trans. on Antennas & Propagat.* 1977. V. AP-25, № 1 P. 67–74.
- Brown G.S.* A theory for near-normal incidence microwave scattering from first-year sea ice // *Radio Sci.* 1982. V. 17. P. 233–243.
- Drinkwater M.R.* Ku band airborne radar altimeter observations of marginal sea ice during the 1984 Marginal Ice Zone experiment // *J. Geophys. Res.* 1991. V. 96. № C3. P. 4555–4572.
- Davis C.H.* Temporal change in the extinction coefficient of snow on the Greenland ice sheet from an analysis of Seasat and Geosat altimeter data // *IEEE Trans. on Geosci. & Rem. Sens.* 1996. V. 34 (5). P. 1066–1073.
- Davis C.H., Moore R.K.* Combined surface—and volume-scattering model for ice-sheet radar altimetry // *J. Glaciol.* 1993. V. 39. № 133. P. 675–686.
- Fung, A.K., Eom H.J.* Coherent scattering of a spherical wave from an irregular surface // *IEEE Trans. Antennas and Propagat.* 1983. V. AP-31. № 1. P. 68–72.
- Godio A.* Georadar measurements for the snow cover density // *Amer. J. Appl. Sci.* 2009. V. 6 (3). P. 414–423.
- Hansen R.C.* Aperture Theory // *Microwave Scanning Antennas* / Ed. R.C. Hansen. Ch. I. N.Y.: Academic Press, Inc. 1964. P. 1–106.
- Kerr D.E., Fishback W.T., Goldstein H.* Reflection from the Earth’s surface // *Propagation of short radio waves* / Ed. D.E. Kerr. Ch.5. McGraw-Hill Book Company, Inc. 1951. P. 396–444.
- Kerr D.E., Goldstein H.* Radar targets and echoes // *Propagation of short radio waves* / Ed. D.E. Kerr. Ch.6. McGraw-Hill Book Company, Inc. 1951. P. 445–587.

- Knott E.F., Shaeffer J.F., Tuley M.T.* Radar Cross Section. 2nd ed. SciTech Publishing, Inc., Raleigh, 2004. P. 384.
- Meissner T., Wentz F.J.* The complex dielectric constant of pure and sea water from microwave satellite observations // IEEE Transac. Geosci. and Rem. Sens. 2004. V. 42. №9. P. 1836–1849.
- Moore R.K., Williams C.S., Jr.* Radar terrain return at near-vertical incidence // Proceedings of the IRE. 1957. V. 45. P. 228–238.
- Newkirk M.H., Brown G.S.* A waveform model for surface and volume scattering from ice and snow // IEEE Transact. Geosci. and Rem. Sens. 1996. V. 34. № 2. P. 444–456.
- Newkirk M.H., Brown G.S.* Issues related to waveform computations for radar altimeter applications // IEEE Transact. Antennas and Propagat. 1992. V. 40. № 12. P. 1478–1488.
- Noveltis C.R.* Feasibility study of imaging the Antarctic ice using a spaceborne P-band radar // WP 200, Electromagnetic model review document, ESA contract № 18195/04/NL/CB, July 2005, 91 p.
- Peebles P.Z.* Radar Principles. N. Y.: John Wiley and Sons, Inc., 1998. 766 p.
- Pouliguen P., Desclos L.* A physical optics approach to near field RCS computations // Ann. Telecommun. 1996. V. 51. № 5–6. P. 219–226.
- Pouliguen P., Hemon R., Bourlier C., Damiens J.F., Sailard J.* Analytical formulae for radar cross section of flat plates in near field and normal incidence // Progr. In Electromagn. Res. B. 2008. V. 9. P. 263–279.
- Skolnik M.I.* Radar handbook, (2nd ed.). McGraw-Hill, 1990.
- Ulaby F.T., Moore R.K., Fung A.K.* Microwave remote sensing. Fundamentals and Radiometry. V. I. Addison-Wesley Publishing Company, Inc. Advanced Book Program/World Science Division, 1981. P. 456.
- Ulaby F.T., Moore R.K., Fung A.K.* Microwave remote sensing. Radar remote sensing and surface scattering and emission theory. V. II. Addison-Wesley Publishing Company, Inc. Advanced Book Program/World Science Division, 1982. P. 1064.

Assessment of Specular Radar Backscatter from Geophysical Surface

B. S. Yurchak

University of Maryland, Goddard Earth Sciences & Technology Center, Greebelt, USA

The radar equation is derived for specular component of the backscatter from a surface with arbitrary distributed Fresnel reflection coefficient under physical optics approach. The close-form of the equation is obtained for a homogeneous annulus and a disk. Limitation of the radar cross section concept for assessment of scattering properties of the spatially extended target is shown. The results obtained can be a base for further development of altimeter return waveform model from a geophysical surface.

Keywords: specular reflection, planar surface, radar altimeter