

**СРАВНЕНИЕ ОБРАТНЫХ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ ФРЕНЕЛЯ И КИРХГОФА
ПРИ ВОССТАНОВЛЕНИИ ОДНОМЕРНОЙ ФУНКЦИИ ПРОПУСКАНИЯ ОБЪЕКТА
В ЗОНЕ ДЕЙСТВИЯ РАДИОЛОКАЦИОННОЙ СИСТЕМЫ ОХРАНЫ**

Сальников И.И., Чернышев М.Н., Чернышев Н.И.

*ГОУ ВПО Пензенская государственная технологическая академия, Пенза
Пенза, Россия (440605, г.Пенза, Пр. Байдукова/ул. Гагарина, д.1а/11) iis@pgta.ru*

Рассмотрена возможность восстановления функции пропускания нарушителя по его дифракционной картине путем использования обратного преобразования Френеля и обратного преобразования, полученного на основе прямого преобразования Френеля – Кирхгофа. Возможность восстановления функции пропускания, а следовательно, одномерного изображения нарушителя, создает возможность для последующего определения геометрических размеров нарушителя в направлении, перпендикулярном оси охраняемой зоны радиолокационной технической системы. Это позволяет решить задачу классификации нарушителя и, как следствие, снизить количество ложных тревог из-за объектов, не представляющих угрозы для охраняемой зоны. Проведено сравнение качества восстановления функции пропускания нарушителя при использовании обратного преобразования Френеля и обратного преобразования, полученного на основе прямого преобразования Френеля – Кирхгофа, на основании чего сделаны выводы о границах их применимости.

Ключевые слова: охранные системы ближней радиолокации, интеграл Френеля – Кирхгофа, обратное преобразование, функция пропускания, геометрический размер нарушителя.

**REVERSED FRESNEL AND FOURIER TRANSFORMS COMPARISON IN
RECONSTRUCTION OF ONE-DIMENSION TRANSMISSION FUNCTION IN
OPERATING AREA OF RADIOLOCATION INTRUSION ALARM SYSTEMS**

Salnikov I. I., Chernyshev M.N., Chernyshev N.I.

*Penza State Technological Academy, Penza
Penza, Russia (440605, Penza, Baydukov proyezd / Gagarin street, 1a/11) iis@pgta.ru*

The authors have considered the possibility of restoring the intruder's passing function on his diffraction pattern by using the inverse Fresnel transform and the inverse transform obtained on the basis of the Fresnel – Kirchhoff direct conversion. The possibility of restoring the passing function and therefore the intruder's one-dimensional image, gives an opportunity for further determination of the intruder's geometric dimensions in the direction perpendicular to the axis of the radar technical system's protected area. It allows to solve the problem of the intruder's classification and, consequently, to reduce the false alarm number caused by the objects constituting no menace to the protected area. The authors have compared the quality of restoring the intruder's passing function by using the inverse Fresnel transform and the inverse transform obtained on the basis of the

Fresnel – Kirchhoff direct conversion. This comparison has made it possible to conclude about their applicability limits.

Key words: short-range radio radio-location intrusion alarm systems, Fresnel – Kirchhoff integral, inverse transform, transmission function, intruder's dimensions.

Введение

Увеличение длины периметра охраняемой зоны при использовании радиолокационной технической системы охраны (РЛТСО) приводит к возрастанию затрат, связанных с идентификацией вида нарушителя (Н). Использование аппаратуры, определяющей некоторые параметры Н, например, часть его геометрических размеров, позволит обеспечить распознавание типа Н и как следствие – снизить количество ложных тревог из-за объектов, не представляющих угрозы для охраняемой зоны.

Целью работы является разработка алгоритма восстановления вида функции пропускания $\beta_{\text{пр}}(x)$ одномерного непрозрачного для электромагнитного поля (ЭМ-поля) Н по дифракционной картине для определения части его геометрических размеров и сравнение его с преобразованием Френеля.

1. Восстановление вида одномерной функции пропускания нарушителя по его дифракционной картине

На рисунке 1 приведена схема пересечения охраняемой зоны РЛТСО [1] нарушителем, моделируемым в виде эллиптического цилиндра [2]. Нарушитель перемещается в охраняемой зоне параллельно оси X , при этом координаты его центра и размеры по осям X , Y и Z равны соответственно x_0 , y_0 , R_H и $2a$, $2b$ и $2c$. Векторы \vec{r} и \vec{s} проведены из точек P_0 и P расположения передатчика (ПРД) и приемника (ПРМ) РЛТСО в произвольную точку поверхности Q нарушителя, через которую проходит и вектор нормали \vec{n} .

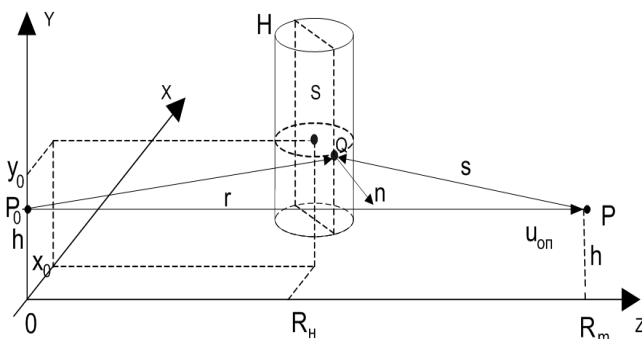


Рисунок 1. Схема пересечения нарушителем охраняемой зоны РЛТСО. Н – модель нарушителя, \vec{r} и \vec{s} – векторы, проведенные из точек P_0 и P расположения ПРД и ПРМ РЛТСО в точку Q поверхности нарушителя, \vec{n} – вектор нормали к поверхности

Для определения геометрических размеров H используем зависимость комплексной амплитуды ЭМ-поля $\dot{U}(P)$ в точке P от изменяющейся при пересечении H охраняемой зоны РЛТСО координаты x_0 . При определении $\dot{U}(P)$ воспользуемся дифракционной формулой Френеля – Кирхгофа [3]:

$$\dot{U}(P) = -\frac{Ai}{2\lambda} \iint_S \frac{\beta_{np}(x, y) \exp[ik(r+s)]}{rs} [\cos(\vec{n}, \vec{r}) - \cos(\vec{n}, \vec{s})] dS, \quad (1)$$

где r, s – модули векторов \vec{r} и \vec{s} , $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны ЭМ-поля, S – поверхность, по которой осуществляется интегрирование, dS – элемент площади этой поверхности.

Разложение в выражении (1) r и s в ряд в окрестности x_0, y_0 с последующим отбрасыванием членов, начиная с квадратичного, приводит к дифракции Фраунгофера, а начиная с кубического – к дифракции Френеля [4]. Для этих типов дифракции восстановление функции пропускания возможно при использовании обратных преобразований Фурье и Френеля соответственно. Наряду с этим обратные преобразования Фурье и Френеля являются упрощениями некоторого более общего преобразования, также как дифракционные интегралы Фраунгофера и Френеля являются частными случаями выражения (1). Для определения его одномерного вида используем случай дифракции ЭМ-волн на щели в плоском экране с шириной $2a$ по оси x от протяженного источника, являющегося предельным случаем для соотношения размеров нарушителя $2c \ll 2a$ и $2c \ll 2b$. Для него выражение (1) преобразуется к виду:

$$\dot{U}(P) = -\frac{Ai}{2\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} \beta_{np}(x) \frac{\exp[ik(r(x_0) + s(x_0))]}{r(x_0)s(x_0)} \left[\frac{R_H}{r(x_0)} - \frac{R_m - R_H}{s(x_0)} \right] dx, \quad (2)$$

$$\text{где } r(x_0) = \sqrt{(x+x_0)^2 + R_H^2}, \quad s(x_0) = \sqrt{(x+x_0)^2 + (R_m - R_H)^2}.$$

Представляя в (2) выражения $r(x_0)$ и $s(x_0)$ в виде разложения в ряд по степеням $\frac{(x+x_0)}{R_H}$ получим: $r(x_0) \approx R_H + \frac{(x+x_0)^2}{2R_H}$ и $s(x_0) \approx R_m - R_H + \frac{(x+x_0)^2}{2(R_m - R_H)}$.

Последние представления возможны только при выполнении условий типа

$$\left[\frac{x+x_0}{2R_H} \right]^2 \ll 1, \quad \left[\frac{x+x_0}{2(R_m - R_H)} \right]^2 \ll 1. \quad (3)$$

Подставляя полученные упрощенные выражения для $r(x_0)$ и $s(x_0)$ в показатель экспоненты выражения (2) и считая их равными соответственно R_H и $R_m - R_H$ в

знаменателе подынтегральной функции, приходим к следующему упрощенному виду зависимости комплексной амплитуды электромагнитного поля $U(P, x_0)$ от координаты x_0 нарушителя:

$$\dot{U}(P, x_0) = k \left(\frac{1}{2R_H} + \frac{1}{2(R_m - R_H)} \right) \int_{-\infty}^{\infty} \beta_{\text{пр}}(x) \exp \left[ik \left(\frac{1}{2R_H} + \frac{1}{2(R_m - R_H)} \right) (x_0 + x)^2 \right] dx. \quad (4)$$

Полученное выражение является одномерным преобразованием Френеля функции $\beta_{\text{пр}}(x)$, так как пара преобразований Френеля имеет следующий вид [5]:

$$\Phi(x_0) = w_0 \sqrt{2} \int_{-\infty}^{\infty} f(\xi) \exp[iw_0^2(x_0 - \xi)^2] d\xi; \quad f(\xi) = w_0 \sqrt{2} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(x_0) \exp[-iw_0^2(\xi - x_0)^2] dx_0,$$

где $f(\xi)$ - функция переменной ξ , а $\Phi(x_0)$ - её френелевский образ.

Обозначая в выражении (4) для $\dot{U}(P, x_0)$ $k \left[\frac{1}{2R_H} + \frac{1}{2(R_m - R_H)} \right] = w_0^2$ и $x = -\xi$, в соответствии с первым из пары преобразований Френеля можно утверждать, что $\dot{U}(P, x_0)$ является френелевским образом функции $\beta_{\text{пр}}(x)$ при выполнении условий (3), поэтому в соответствии со вторым из пары преобразований Френеля можно положить:

$$\beta_{\text{пр}}(x) = k \left(\frac{1}{2R_H} + \frac{1}{2(R_m - R_H)} \right) \int_{-\infty}^{\infty} \dot{U}(P, x_0) \exp \left[-ik \left(\frac{1}{2R_H} + \frac{1}{2(R_m - R_H)} \right) (x + x_0)^2 \right] dx_0. \quad (5)$$

По аналогии с обратными преобразованиями Фурье и Френеля, выражение, восстанавливающее вид изменения зависимости одномерной функции пропускания Н, более общее, чем выражение (5), можно получить заменой в (2) $\beta_{\text{пр}}(x)$ на $\dot{U}(P)$ и показателя степени в экспоненте на комплексно сопряжённый, т.е.:

$$\beta_{\text{пр}}(x) = \frac{1}{2\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{U}(P) \frac{\exp \left[-ik \left(r(x_0) + s(x_0) \right) \right]}{r(x_0) \cdot s(x_0)} \left[\frac{R_H}{r(x_0)} - \frac{R_H - R_m}{s(x_0)} \right] dx_0. \quad (6)$$

Полученное выражение можно использовать только для определения изменения (вида) функции пропускания объекта, так как она восстанавливается с точностью до множителя. Однако этого достаточно для целей определения размера Н по координате x . Использование его для восстановления функции пропускания по комплексной амплитуде $U(P, x_0)$ для щели в плоском экране показало хорошие результаты определения её ширины $2a$.

Большой интерес представляет использование выражения (6) для восстановления вида функции пропускания по координате X трёхмерных объектов. На рисунке 2а приведены результаты расчета значений $|\dot{U}(P)|$ по выражению (1) при размерах двух полуосей

эллипса (см. рисунок 1) $a = 0,2\text{ м}$, $c = 0,3\text{ м}$ и половиной высоты цилиндра $b = 0,8\text{ м}$, а на рисунке 2б – результаты восстановления вида функции $\beta_{\text{пр}}(x)$ при $R_m=150\text{ м}$; $\lambda=0,016\text{ м}$, $A = 1B$ для высоты размещения антенн ПРД и ПРМ $h = y_0$ и равной 1м.

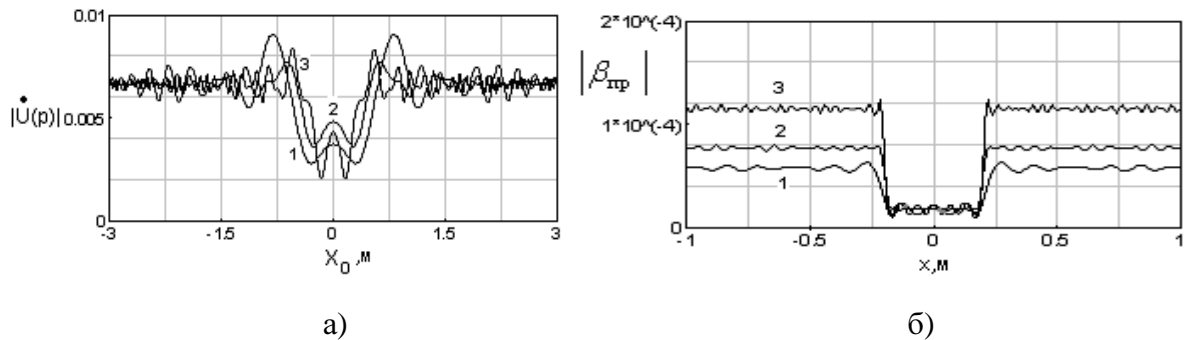


Рисунок 2. Результаты расчета значений $|\dot{U}(P)|$ (рис. 2а) при $R_n=75\text{ м}$ для кривой 1, $R_n=125\text{ м}$ для кривой 2 и $R_n=140\text{ м}$ для кривой 3 и восстановления функции пропускания $\beta_{\text{пр}}(x)$ (рис. 2б) по $\dot{U}(P)$, соответственно для кривых 1 -3 рис. 2а

В соответствии с рисунком 2б размер H L_n по направлению X равен $2a \approx 0,4\text{ м}$. Отметим, что значительные изменения высоты цилиндра b и координаты y_0 его центра не приводят к заметному изменению определяемого размера $2a$ H , хотя при этом наблюдаются существенные изменения модуля комплексной амплитуды $|\dot{U}(P)|$.

Аналогичные результаты были получены и при восстановлении вида функции пропускания по координате x прямоугольных отверстий в плоском экране. Приведенные результаты определения размера нарушителя в направлении его перемещения показывают корректность использования выражения (6) при восстановлении функций пропускания одномерных, двумерных и трехмерных объектов.

2. Сравнение преобразования Френеля и Кирхгофа при восстановлении функции пропускания трехмерного объекта

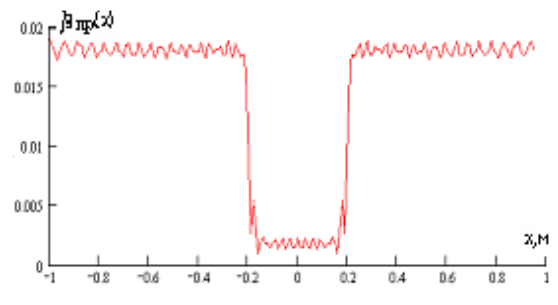
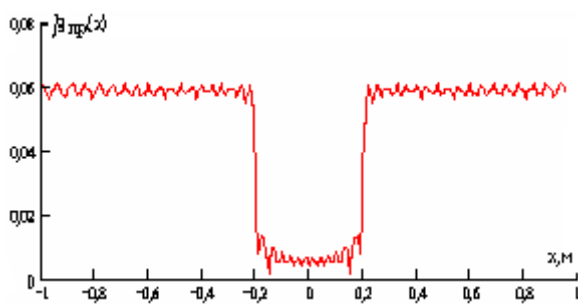
Нетрудно проверить, что выражение (5) является частным случаем выражения (6) при условиях (3), вследствие чего преобразование (6) должно быть корректным в большей части диапазона изменения R_H и $R_m - R_H$. Однако преобразование Френеля применимо только при условиях (3), ограничивающих минимальные значения расстояний R_H и $R_m - R_H$ соответственно от передающей и приемной антенн РЛТСО. При пересечении нарушителем ЗО РЛТСО вблизи антенн ПРД и ПРМ восстановление функции пропускания с использованием преобразования Френеля может оказаться неудовлетворительным. Вместе с этим, на преобразование (6) накладываются только ограничения применимости дифракционной формулы Френеля – Кирхгофа [2]:

$$\lambda \quad 2a \quad r_{\min}(x_0) \text{ и } \lambda \quad 2a \quad s_{\min}(x_0),$$

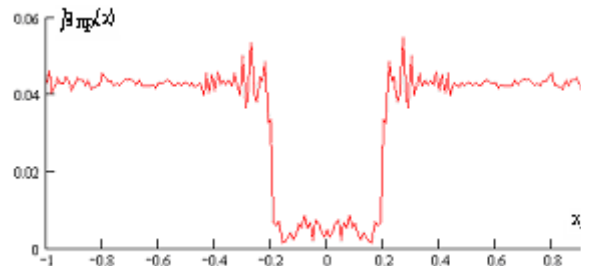
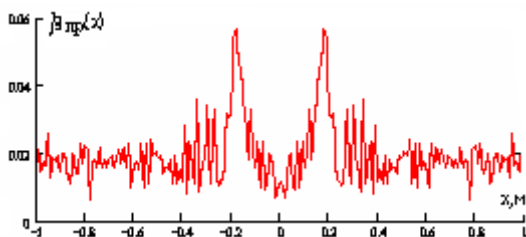
(7)

где $r_{\min}(x_0)$ и $s_{\min}(x_0)$ – минимально допустимые значения расстояний H от передающих и приемных антенн. Очевидно, что последние ограничения более слабые нежели (3). Поэтому, дополнительной проверкой сделанных при выводе преобразования (6) предположений и применимости его для восстановления функции пропускания могут послужить результаты восстановления $\beta_{\text{пр}}(x)$ с помощью выражения (6) и преобразования Френеля в широком диапазоне изменения R_H и соответственно $R_m - R_H$.

На рисунке 3 слева приведены результаты восстановления функции пропускания нарушителя $\beta_{\text{пр}}(x)$ с помощью обратного преобразования Френеля при размерах $a = 0,2$ м и $R_m = 150$ м, а справа приведены результаты восстановления с помощью выражения (6). Значение расстояния R_H H от антенны ПРД равно 75 м и 146 м соответственно для рисунков а и б при неизменности остальных параметров расчета.



а) $R_H = 75$ м



б) $R_H = 146$ м

Рисунок 3. Результаты восстановления функции пропускания с помощью обратного преобразования Френеля (слева) и Кирхгофа (справа)

Графики восстановленных функций пропускания (без учёта значения $\beta_{np}(x)$) с помощью обоих преобразований практически одинаковы в диапазоне изменения R_H от 75 до 145м. При $R_H = 145$ м качество восстановления с помощью обратного преобразования Френеля ухудшается и при $R_H \geq 146$ м оно становится неприемлемым.

Так как дифракционный интеграл Френеля – Кирхгофа и выражение (6) симметричны относительно векторов \vec{r} и \vec{s} , а также их модулей, то результаты восстановления функции пропускания при расстоянии между антеннами $R_m = 150$ м для $R_H = 4$ м не будет отличаться от приведенных на рисунке 3б.

Приведённые результаты показывают, что при приближении Н к антеннам ПРД или ПРМ на расстояния R_H или $R_m - R_H$, нарушающих условия (3), прекращается восстановление $\beta_{np}(x)$ с помощью обратного преобразования Френеля (5), при восстановлении в тех же условиях функции пропускания с помощью преобразования (6). Это приводит к уменьшению размеров “мёртвых” зон около антенн ПРД и ПРМ, в которых не возможно восстановление функции пропускания нарушителя, что является полезным эффектом преобразования (6). При дальнейшем уменьшении R_H или $R_m - R_H$ и нарушении общего условия применимости дифракционной формулы Френеля – Кирхгофа прекращается восстановление функции пропускания и с помощью преобразования (6).

Заключение

Предложенный алгоритм восстановления функции пропускания движущегося непрозрачного для электромагнитного поля нарушителя по его дифракционной картине позволяет уменьшить размеры “мертвых” зон вблизи антенн ПРД и ПРМ по сравнению с обратным преобразованием Френеля.

Список литературы

1. Оленин Ю.А. Двухпозиционные радиолокационные системы обнаружения ближнего действия: основы электродинамики формирования информационных признаков сигнала // Проблемы объектовой охраны: Сб. науч. трудов. – Пенза: ИИЦ ПГУ, 2001. – Вып. 2. – С. 176.
2. Сальников И.И., Чернышев М.Н. Определение размера и скорости движения нарушителя в двухпозиционных охранных системах ближней радиолокации // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Технические науки, Изд-во ПГУ, Пенза, 2011. – №1 (17). – С. 96–105.
3. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – М.: Наука, 1973. – 720 с.

4. Юу Ф.Т.С. Введение в теорию дифракции, обработку информации и голографию. – М.: Сов. радио, 1979. – 304 с.
5. Сороко Л.М. Основы голографии и когерентной оптики. – М.: Наука, 1971. – 616 с.

Рецензенты:

- Светлов А.В., д.т.н., профессор, заведующий кафедрой радиотехники и радиоэлектронных систем Пензенского государственного университета. г. Пенза.
- Бутаев М.М., д.т.н., профессор, ученый секретарь ОАО "НПП "РУБИН", г. Пенза.