

УДК 621.396.96

ТЕОРЕМА ЭКВИВАЛЕНТНОСТИ КЕЛЛА В РАДИОЛОКАЦИИ

А.И. КОЗЛОВ, В.Н. ТАТАРИНОВ, С.В. ТАТАРИНОВ, А.В. ПЕПЕЛЯЕВ

(по заказу редакционной коллегии)

Первая часть статьи посвящена построению упрощенного изложения теоремы эквивалентности Келла о нахождении двухпозиционной эффективной поверхности рассеяния (ЭПР) по результатам однопозиционных измерений. В отличие от оригинальной работы Келла, использующей строгую формулировку на основе интеграла Стрэттона-Чу, в настоящей статье использованы методы физической оптики. Анализ проведен для случая сложного радиолокационного объекта (РЛО), включающего значительное число центров вторичного рассеяния, а также для случая сложного РЛО, включающего протяженный рассеиватель.

Вторая часть статьи посвящена изложению некоторых экспериментальных результатов по определению двухпозиционной ЭПР по результатам однопозиционных измерений на основе теоремы эквивалентности Келла. Эксперименты проведены с использованием сложных РЛО, включающих значительное число центров вторичного рассеяния, а также протяженные рассеиватели.

Ключевые слова: двухпозиционная и однопозиционная ЭПР, измерения, теорема Келла, сложные радиолокационные объекты, интеграл Стрэттона-Чу, методы физической оптики.

Введение

Исследование Роберта Келла (Robert Kell) [1] о возможности определения двухпозиционной (ДП) ЭПР сложного РЛО, в состав которого входит значительное число центров вторичного рассеяния, было названо [2] теоремой Келла или теоремой эквивалентности [3]. Р. Келл в [1] дал строгую формулировку понятия двухпозиционной ЭПР на основе интеграла Стрэттона-Чу [4]. Было показано, что интеграл ДП рассеяния может быть разбит на сумму интегралов, каждый из которых может быть интерпретирован как «простой» центр вторичного излучения, обусловленный областью стационарной фазы. Данное определение является строгим с точки зрения теории дифракции, в то время как в [5; 9] и в [6] предлагается считать РЛО «простым» (или точечным), если геометрические размеры (независимо от формы РЛО и соотношения между его размерами и длиной волны) много меньше интервала разрешения, обеспечиваемого радаром как по дальности, так и по угловым координатам.

По мнению авторов настоящей работы, использование понятия «простого» центра вторичного излучения по Келлу и принципов физической оптики позволяет предложить упрощенное изложение теоремы Келла, которая доказывает, что «...при стремлении угла наблюдения ДП системы (ДП угла) к нулю значение ДП ЭПР приближается к значению однопозиционной (ОП) ЭПР, найденной с помощью ОП радара, который расположен на биссектрисе ДП угла, плюс небольшой поправочный член...» [1]. Настоящая работа посвящена анализу теоремы Келла на основе методов физической оптики.

Методы физической оптики в задаче рассеяния волн сложным радиолокационным объектом

Рассмотрим сложный радиолокационный объект, включающий значительное число «простых» центров вторичного рассеяния, расположенных случайно в некоторой области и обладающих ОП ЭПР σ_m . При этом будем полагать, что расстояние между этими центрами превышает длину волны (рис. 1).

Введем систему координат XOZ , начало которой совпадает с центром тяжести объекта, а также собственную систему координат объекта $X'O'Z'$, ориентированную под углом θ_0

относительно исходной. Величина θ_0 есть позиционный (ракурсный) угол объекта относительно линии визирования ОП радиолокатора, расположенного в точке Q . Будем полагать, что линия визирования совпадает с биссектрисой ДП угла $q_1Oq_2 = \beta$. Фигура q_1Oq_2 представляет собой равнобедренный треугольник с высотой R , сторонами R_0 и основанием q_1q_2 , которое разделено точкой Q на равные части $q_1Q = q_2Q$.

Предположим, что сложный РЛО представляет собой распределенную в пространстве систему, включающую M рассеивающих центров T_m ($m=1, \dots, M$). Все рассеивающие центры расположены в некоторой области, контур которой совпадает с контуром РЛО (рис. 1).

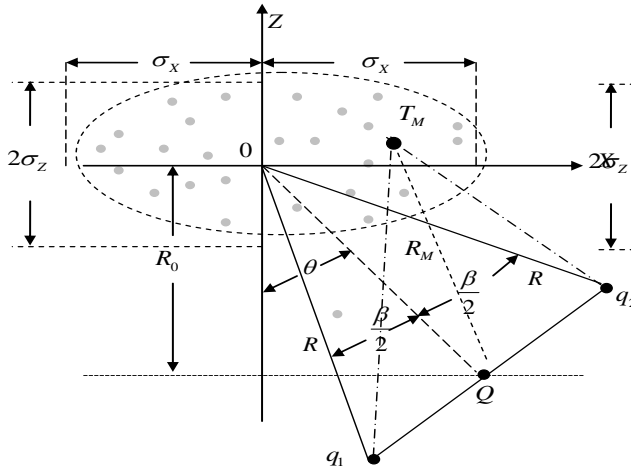


Рис. 1. Геометрия рассеяния сложным РЛО

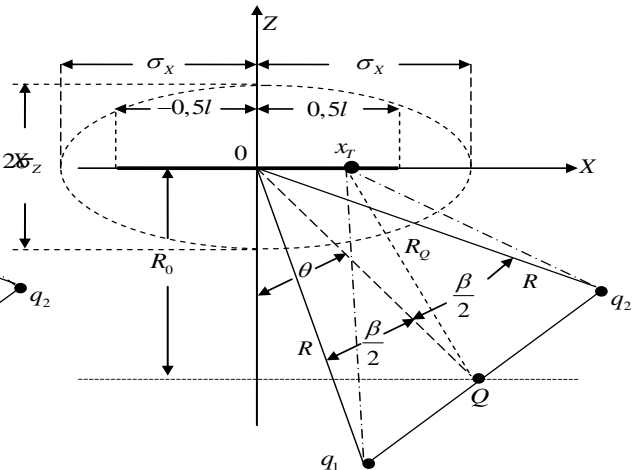


Рис. 2. Геометрия рассеяния сложным РЛО при наличии в его составе протяженного элемента

Будем использовать понятие множества систем отражателей, каждая реализация которой есть совокупность большого числа M точек, наличие множества которых можно пояснить следующим образом: если имеется РЛО, обладающий сложной формой и характеризующийся случайно распределенными рассеивающими центрами, то изменение позиционного (ракурсного) угла этого объекта относительно радара при движении или вращении приводит как к изменению расположения рассеивающих центров относительно радара, так и к изменению их состава при уходе в радиотень одних центров и выходе из радиотени других центров.

Пусть каждый из рассеивающих центров обладает координатами x_m, z_m . Начало системы координат XOZ совпадает с “центром тяжести” системы отражателей, в связи с чем выполняются условия: $\sum_{m=1}^M x_m = 0$; $\sum_{m=1}^M z_m = 0$; σ_x, σ_z - средние квадратические отклонения [8], которые при $M \gg 1$ для сложного РЛО по главным направлениям OX, OZ

могут быть найдены как: $L_X = 2\sigma_X = 2\sqrt{\frac{1}{N} \sum_{m=1}^N z_m^2}$; $L_Z = 2\sigma_Z = 2\sqrt{\frac{1}{N} \sum_{m=1}^N z_m^2}$.

Рассмотрим теперь двухпозиционное однократное рассеяние на произвольно выбранном элементе T_m для случая совпадающих поляризаций излучения и приема, а также при условии поляризационной изотропии центра вторичного рассеяния. Тогда, полагая, что излучатель (передатчик) расположен в точке q_1 , а приемник - в точке q_2 , запишем волну, рассеянную

объектом T_m в направлении на приемник $\dot{E}_S = \frac{\dot{E}_0 \sqrt{\sigma_m} \exp[jk(R_{1m} + R_{2m})]}{\sqrt{4\pi} (R_{1m} + R_{2m})}$.

Здесь E_0 - амплитуда излучаемой волны; σ_m - ЭПР объекта T_m ; R_{1m} - расстояние между точками q_1 и T_m ; R_{2m} - расстояние между точками q_2 и T_m . Центры рассеяния, имеющие небольшие (т.е. в пределах первой зоны Френеля) размеры и не имеющие переотражений в пределах этих размеров, называются простыми [1]. Угол ДП рассеяния имеет величину β , а направление биссектрисы этого угла определяется позиционным (ракурсным) углом объекта θ относительно ОП радара, размещенного в точке Q (рис. 1). Координаты точек q_1, q_2 в системе XOZ определяются как:

$$x_{q1} = R \sin(\theta - \beta/2); z_{q1} = -R \cos(\theta - \beta/2); x_{q2} = R \sin(\theta + \beta/2); z_{q2} = -R \cos(\theta + \beta/2).$$

Найдем расстояние R_{1m} между точками q_1, T_m и R_{2m} между точками q_2, T_m

$$R_{1m} = \sqrt{(x_{q1} - x_m)^2 + (z_{q1} - z_m)^2} = R \sqrt{1 - \frac{2x_m \sin(\theta - \beta/2)}{R} + \frac{2z_m \cos(\theta - \beta/2)}{R} + \frac{x_m^2 + z_m^2}{R^2}}.$$

При больших R получим $R_{1m} \cong R - x_m \sin(\theta - \beta/2) + z_m \cos(\theta - \beta/2)$.

Аналогично имеем $R_{2m} \cong R - x_m \sin(\theta + \beta/2) + z_m \cos(\theta + \beta/2)$.

Приведенные соотношения позволяют определить расстояние $q_1 T_m q_2 = R_{1m} + R_{2m}$ как $R_{1m} + R_{2m} \cong 2R - 2x_m \theta \cos(\beta/2) + 2z_m \cos(\beta/2)$, где приняты приближения $\sin \theta \cong \theta$, $\cos \theta \cong 1$ для значений позиционного угла $\pm 15^\circ$.

В этом случае волна, рассеянная в направлении на приемник, для случая двухпозиционного рассеяния центром T_m будет записываться в виде

$$\dot{E}_S^{(2)} = \frac{\dot{E}_0 \sqrt{\sigma_m} \exp(2jkR)}{\sqrt{4\pi} 2R} \exp[2jk(z_m - x_m \theta) \cos(\beta/2)], \text{ где } \dot{E}_S^{(2)} - \text{ поле ДП рассеяния.}$$

Рассмотрим теперь однопозиционное рассеяние излучения радара, размещенного в точке Q (рис. 1), элементом вторичного излучения T_m , рассеянная волна запишется как

$$\dot{E}_S^{(1)} = \frac{\dot{E}_0 \sqrt{\sigma_m} \exp(2jkR_m)}{\sqrt{4\pi} R_m}, \text{ где в системе координат } XOZ \text{ расстояние между ОП радаром и}$$

рассеивающим центром T_m определяется соотношением $R_m = \sqrt{(x_Q - x_m)^2 + (z_Q - z_m)^2}$. В рамках рассматриваемого приближения получим $R_m \cong R_0 + z_m - x_m \theta$.

$$\text{В этом случае рассеянная волна будет } \dot{E}_S^{(1)} = \frac{\dot{E}_0 \sqrt{\sigma_m} \exp(j2kR_0)}{\sqrt{4\pi} R_0} \exp[j2k(z_m - x_m \theta)].$$

Обозначая комплексную амплитуду волны в выражении для ДП рассеяния как $\dot{A}_S^{(2)}$, а амплитуду волны в выражении для ОП случая как $\dot{A}_S^{(1)}$, представим их в виде: $\dot{E}_S^{(2)} = \dot{A}_S^{(2)} \exp[j2k \cos(0,5\beta) Z'_m]$; $\dot{E}_S^{(1)} = \dot{A}_S^{(1)} \exp(j2k Z'_m)$, где $Z'_m = z_m - x_m \theta$. Нетрудно видеть, что величина Z'_m есть не что иное, как проекция координаты z_m рассеивающего центра T_m на биссектрису ДП угла. Отсюда следует, что аргумент функции $\exp(j2k Z'_m)$ для ОП рассеяния определяется только проекцией Z'_m на биссектрису ДП угла, а аргумент функции $\exp[j2k \cos(0,5\beta) Z'_m]$ для случая ДП рассеяния зависит еще и от $\cos(0,5\beta)$.

Из изложенного нетрудно сделать вывод, что аргументы этих функций совпадают, если частота излучения ОП радара будет больше в $\sec 0,5\beta$ раз, чем частота излучения ДП радара. Данное обстоятельство и приводит к возможности установления эквивалентности двухпозиционного и однопозиционного рассеяния.

Используя выражение для поля ДП рассеяния изолированным центром вторичного рассеяния T_m , запишем суммарное поле ДП рассеяния сложным объектом, включающим M

центров вторичного рассеяния $\dot{E}_{\Sigma}^{(2)} = \frac{\dot{E}_0}{\sqrt{4\pi}} \frac{\exp(j2kR)}{R} \sum_{m=1}^M \sqrt{\sigma_m} \exp[j2k \cos(0,5\beta) Z'_m]$, откуда

следует, что ДП ЭПР сложного РЛО имеет вид $\sigma^{(2)} = \left| \sum_{m=1}^M \sqrt{\sigma_m} \exp[j2k \cos(0,5\beta) Z'_m] \right|^2$.

Как утверждает Келл [1], последнее уравнение позволяет ввести понятие эквивалентности ОП и ДП рассеяния при выполнении следующих условий:

- если при заданном значении позиционного (ракурсного) угла сложного РЛО его ЭПР определяется как квадрат суммы полей от дискретных центров вторичного рассеяния;

- если величина $\sqrt{\sigma_m}$ и координата $Z'_m = z_m - x_m \theta$ не зависят от ДП угла β в рассматриваемой области значений, то ДП ЭПР сложного РЛО для позиционного (ракурсного) угла θ и ДП угла β равна ОП ЭПР, измеренной вдоль биссектрисы угла β на частоте, которая уменьшена в $\cos(\beta/2)$ раз.

Как следует из вышеизложенного, именно эти результаты и были получены выше при использовании классических методов физической оптики.

Рассеяние волн сложным радиолокационным объектом, включающим протяженный или рефлексный рассеивающий элемент

В предыдущем разделе было рассмотрено однопозиционное и двухпозиционное рассеяние сложным РЛО, включающим в себя только простые центры вторичного рассеяния. При этом геометрические размеры синфазной поверхности поля, возбужденного волной, падающей на простой центр, обычно малы, что и определяет значительную ширину углового распределения амплитуды и фазы рассеянной волны. Однако большинство сложных РЛО искусственного происхождения может включать в себя как протяженные элементы l , обладающие значительными размерами синфазной поверхности возбужденного на этих элементах поля ($l \gg \lambda$), так и «рефлексные центры», в которых происходят многократные переотражения [1; 7]. Эти центры представляют собой чаще всего двух- и трехгранные уголкового отражатели, образованные соединением металлических плоскостей. Рефлексные центры при небольших геометрических размерах (не превышающих размеры простого центра) обладают значительной ЭПР и более узкой диаграммой обратного рассеяния [7].

Протяженные (не рефлексные) центры представляют собой элементы конструкций искусственных объектов в виде бортов, дверей и т.п. Рассмотрим задачу определения поля при ОП и ДП рассеянии сложным РЛО (рис. 2), в который, кроме значительного числа простых центров (рис. 1), входит протяженный элемент T , длина которого не превышает среднеквадратичной протяженности РЛО по соответствующей оси. Простые центры рассеяния на рисунке не изображены. Поле, рассеянное этими центрами, определено в предыдущем разделе для случаев как ОП, так и ДП радиолокации.

Для случая ОП радиолокации волна, рассеянная точкой x_T протяженного элемента,

определяется выражением $\dot{E}_{sx_T}^{(1)} = \frac{\dot{E}_0 \sqrt{\sigma}}{\sqrt{4\pi}} \frac{\exp(j2kR_Q)}{R_Q}$, где в системе координат XOZ

расстояние между ОП радаром и точкой x_T определяется как

$$R_Q = \sqrt{(x_Q - x_T)^2 + (z_Q - z_T)^2} = \sqrt{x_Q^2 - 2x_Q x_T + x_T^2 + R_0^2}.$$

Традиционным путем разложения радикала в ряд и пренебрежением квадратичными величинами получим $R_Q \cong R_0 - \frac{x_Q x_T}{R_0} = R_0 - x_T \sin \theta \approx R_0 - x_T \theta$, где θ - позиционный (ракурсный) угол.

Тогда поле, рассеянное протяженным элементом T , примет вид

$$\dot{E}_{ST}^{(1)} = \frac{\dot{E}_0 \sqrt{\sigma}}{\sqrt{4\pi}} \frac{\exp(2jkR_0)}{R_0} \int_{-l/2}^{l/2} \exp[-2jkx_T \theta] dx_T = \dot{A}^{(1)} \frac{\sin[2k(l/2)\theta]}{2k(l/2)\theta},$$

где $\dot{A}^{(1)} = \frac{\dot{E}_0 \sqrt{\sigma}}{\sqrt{4\pi}} \frac{\exp(2jkR_0)}{R_0}$.

Для случая ОП радиолокации суммарное поле, рассеянное сложным РЛО, в состав которого наряду с набором простых центров рассеяния T_m входит протяженный элемент T , определяется как $\dot{E}_\Sigma^{(1)} = \dot{E}_{S\Sigma}^{(1)} + \dot{E}_{ST}^{(1)}$, где суммарное поле рассеяния простыми центрами $\dot{E}_{S\Sigma}^{(1)}$ имеет вид $\dot{E}_{S\Sigma}^{(1)} = \frac{\dot{E}_0}{\sqrt{4\pi}} \frac{\exp(j2kR_0)}{R_0} \sum_{m=1}^M \sqrt{\sigma_m} \exp[j2k(z_m - x_m \theta)]$, а поле $\dot{E}_{ST}^{(1)}$, рассеянное протяженным элементом, было определено выше.

Для случая ДП радиолокации волна, рассеянная точкой x_T протяженного элемента, определяется выражением $\dot{E}_S = \frac{\dot{E}_0 \sqrt{\sigma}}{\sqrt{4\pi}} \frac{\exp[jk(R_{1T} + R_{2T})]}{(R_{1T} + R_{2T})}$.

Здесь R_{1T} - расстояние между точками q_1 и x_T ; R_{2T} - расстояние между точками q_2 и x_T . Координаты точек q_1 , q_2 в системе XOZ определяются как: $x_{q_1} = R \sin(\theta - 0,5\beta)$; $z_{q_1} = -R \cos(\theta - 0,5\beta)$; $x_{q_2} = R \sin(\theta + 0,5\beta)$; $z_{q_2} = -R \cos(\theta + 0,5\beta)$.

Из геометрического рассмотрения следует, что расстояния R_{1T} между точками q_1 , x_T и R_{2T} между точками q_2 , x_T будут: $R_{1T} \cong R - x_T \sin(\theta - \beta/2)$ и $R_{2T} \cong R - x_T \sin(\theta + \beta/2)$, а суммарное расстояние $R_{1T} + R_{2T} \cong 2R - 2x_T \theta \cos(\beta/2)$, что позволяет найти интегральное поле двухпозиционного рассеяния протяженным элементом сложного РЛО в виде

$$\dot{E}_{ST}^{(2)} = \frac{\dot{E}_0 \sqrt{\sigma}}{\sqrt{4\pi}} \frac{\exp(2jkR_0)}{R_0} \int_{-l/2}^{l/2} \exp[-2ikx_T \theta \cos(\beta/2)] dx_T = \dot{A}^{(2)} \frac{\sin[2k(l/2)\theta \cos(\beta/2)]}{2k(l/2)\theta \cos(\beta/2)},$$

где $\dot{A}^{(2)} = \frac{\dot{E}_0 \sqrt{\sigma}}{\sqrt{4\pi}} \frac{\exp(j2kR)}{R} l$.

Таким образом, для случая ДП радиолокации суммарное поле, рассеянное сложным РЛО, в состав которого наряду с набором простых центров рассеяния T_m входит протяженный элемент T , определяется как $\dot{E}_\Sigma^{(2)} = \dot{E}_{S\Sigma}^{(2)} + \dot{E}_{ST}^{(2)}$, где суммарное поле от простых центров имеет вид $\dot{E}_{S\Sigma}^{(2)} = \frac{\dot{E}_0}{\sqrt{4\pi}} \frac{\exp(2jkR_0)}{R_0} \sum_{m=1}^M \sqrt{\sigma_m} \exp[2jkZ'_m \cos(\beta/2)]$, а поле рассеяния протяженным элементом было определено выше.

Ниже приводятся подтверждающие полученные результаты экспериментальные данные

для сложных искусственных объектов, включающих значительное число как простых, так и протяженных рассеивающих центров.

Экспериментальные исследования индикатрис двухпозиционного рассеяния однопозиционным способом

Результаты зарубежных экспериментальных исследований ЭПР при ДП рассеянии волн с использованием ОП РЛС [1; 2 и др.] подтвердили справедливость теоремы эквивалентности Келла. В этой связи необходимо отметить отечественную обзорную статью [10], посвященную обобщению и анализу экспериментальных данных в этой области и являющуюся практически единственной работой на рассматриваемую тему в российской научно-технической литературе. Однако необходимо указать, что все упомянутые работы были посвящены сравнению теоретических расчетов ЭПР простых объектов (конус, пластина, цилиндр) с результатами измерений, проведенных в безэховых камерах. Максимально сложная форма объекта, упомянутая в работе [10], представляла собой два алюминиевых цилиндра, размещенных на подставке с затеняющей пластиной и без затеняющей пластины.

В отличие от указанных работ результаты, часть которых приводится в настоящей статье, были получены в естественных условиях при исследовании обратного рассеяния РЛ сигналов реальными искусственными объектами сложной формы в естественных условиях.

Экспериментальные исследования двухпозиционного рассеяния волн сложными РЛО, включающими протяженный рассеивающий элемент, с использованием однопозиционной РЛС

При экспериментальных исследованиях в качестве объектов использовались гусеничный и колесный многоосный вездеходы, имевшие металлические корпуса сложной формы. Размеры гусеничного вездехода составляли $5,5 \times 2,4 \times 1,8$ м, а колесного вездехода - $5,5 \times 2,4 \times 2,5$ м. С точки зрения процесса рассеяния оба объекта можно рассматривать как совокупность жестко связанных простых рассеивающих центров (колесные диски, катки гусениц, элементы конструкций кузовов и т.п.) с включением протяженных дифракционных элементов (металлические борта, нос, корма).

Подстилающая поверхность в районе расположения объектов представляла собой поле, покрытое снегом (зима), либо поле без снега (весна). Использовались также участки поверхности, заросшие кустарником (лето). Дистанция между РЛС и объектами составляла от 1,5 км до 5 км. В настоящей работе использованы данные, полученные при зондировании РЛО, расположенных на поле, покрытом снегом, что позволило уменьшить уровень сигнала, рассеянного подстилающей поверхностью. В ходе эксперимента объект вращался вокруг вертикальной оси с угловой скоростью ≈ 18 град./с (время полного оборота - 20 с). При частоте повторения импульсов 100 Гц за полный оборот регистрировалось 2000 значений по каждому из измеряемых параметров (время измерения 1 мкс - длительность импульса). Измеряемыми величинами в эксперименте являлись полная ЭПР объекта, представляющая собой сумму мощностей на двух ортогональных поляризациях приема, и коэффициент эллиптичности эллипса поляризации рассеянной волны $K(\alpha)$. Вопросы, связанные с поляризацией рассеянного сигнала при двухпозиционной радиолокации, будут рассмотрены в последующих работах авторов, которые в данное время готовятся к печати. Используемая РЛС представляла собой двухчастотную систему с одновременным излучением и приемом сигналов на частотах 9345 МГц и 9360 МГц. Поскольку, как это было указано выше, двухпозиционная ЭПР сложного РЛО для ДП угла β равна однопозиционной ЭПР, измеренной вдоль биссектрисы угла β на частоте, которая уменьшена в $\cos(\beta/2)$ раз, то

величина половины угла ДП рассеяния для указанных частот излучения может быть определена как $9345/\cos(\beta/2) = 9360$, т.е. $\beta = 6,48^\circ$. Таким образом, при облучении сложного РЛО на частоте 9360 МГц по направлению, отвечающему биссектрисе угла двухпозиционного рассеяния, мы получаем при изменении позиционного угла θ ОП индикатрису рассеяния сложного РЛО, а на частоте 9345 МГц в это же время мы имеем индикатрису рассеяния данного РЛО для значения угла ДП рассеяния $6,48^\circ$.

Р. Келл в [1] предлагает следующее правило применения принципа эквивалентности ОП и ДП рассеяния для определения двухпозиционной ЭПР: вначале снимается зависимость ОП ЭПР от позиционного угла θ на частоте, большей в $1/\cos(\beta/2)$ раз той частоты, для которой необходимо получить данные о ДП ЭПР. Для получения данных о ДП ЭПР полученную экспериментально зависимость следует перенести вдоль оси θ на половину требуемого ДП угла и снять новую зависимость ЭПР от позиционного угла θ на частоте, уменьшенной в $\cos(\beta/2)$ раз.

Однако в нашем случае правило Келла упрощается: с использованием упомянутой выше РЛС одновременно снимаются зависимости ЭПР от позиционного угла θ на частотах 9345 МГц и 9360 МГц . Далее, угловая зависимость ЭПР, измеренная на частоте 9345 МГц , переносится вдоль оси θ относительно угловой зависимости ЭПР, измеренной на частоте 9360 МГц , на величину $0,5\beta = 3,24^\circ$, что составляет 18 отсчетов измерений, т.к. угловая протяженность расстояния между импульсами (отсчетами) есть $360^\circ/2000 = 0,18^\circ$, что и дает величину смещения $3,24^\circ/0,18^\circ = 18$ отсчетов.

Количество отсчетов измеряемых величин для углового интервала 45° в нашем случае составило 250 значений, для интервала 90° - 500 значений и для интервала 180° - 1000 значений. Учитывая возможную неравномерность угловой скорости вращения, данные оценки могут несколько не совпадать.

На рис. 3а и 3б изображены угловые зависимости ЭПР, измеренные на частоте 9360 МГц . Объект измерений многоосный колесный вездеход, дистанция - $1,7 \text{ км}$. На рис. 3а приведена диаграмма ЭПР, измеренная поимпульсно, а на рис. 3б - эта же зависимость после усреднения скользящим окном. На рис. 3а четко вырисовываются области угловой зависимости от характера рассеивателей: по направлениям вдоль поперечной оси объекта (борт - отсчеты в области 950-го значения, второй борт - отсчеты в области 50-150 значений), по направлениям вдоль продольной оси объекта (корма - отсчеты в области 150-го значения, нос - отсчеты в области 400- 450-го значений).

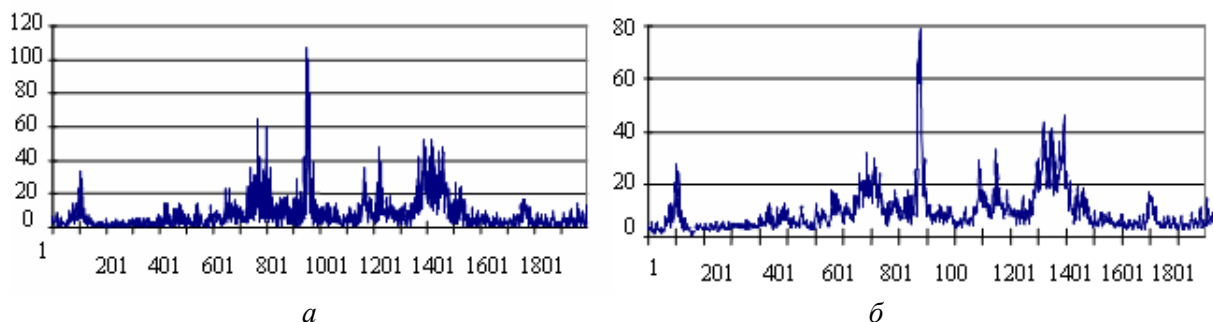


Рис. 3

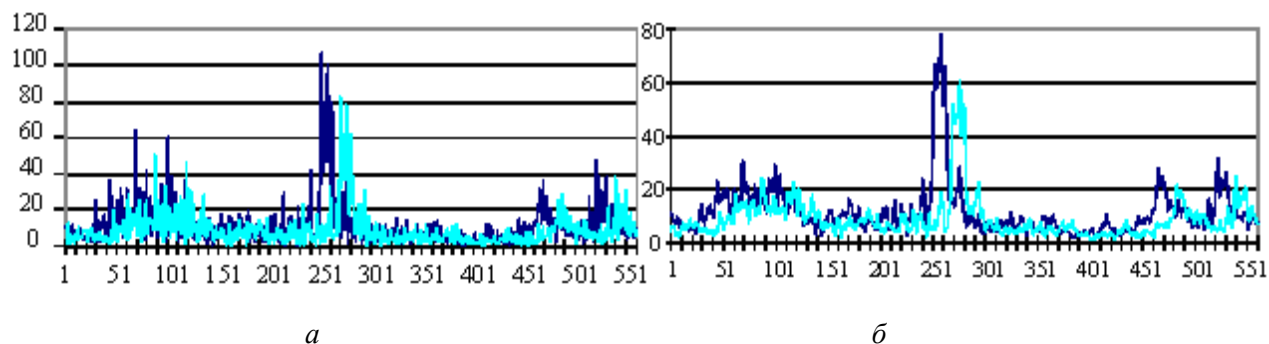


Рис. 4

На рис. 4а приведены диаграммы однопозиционной (жирная линия) и двухпозиционной (светлая линия) ЭПР, измеренные поимпульсно, а на рис. 4б – эти же зависимости после усреднения скользящим окном. Угловая протяженность диаграмм измеренных ЭПР на данных рисунках составляет 99° , поскольку в связи с небольшим значением двухпозиционного угла $0,5\beta = 3,24^\circ$, определяемого разносом частот используемого радара, разрешение угловых зависимостей ОП и ДП ЭПР при больших угловых интервалах будет затруднено.

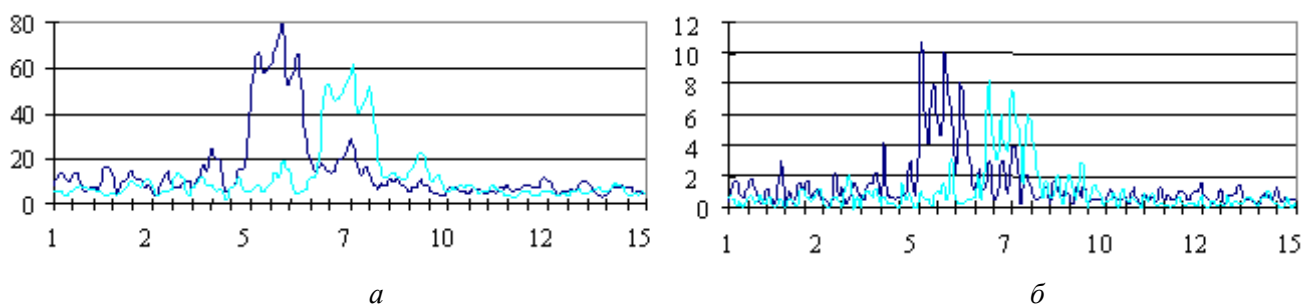


Рис. 5

Для рассмотрения тонкой структуры угловых зависимостей ОП и ДП ЭПР на рис. 5а и б приведены эти зависимости для углового интервала $\pm 13,5^\circ$ от 955-го отсчета (значение максимума ЭПР на частоте 9360 МГц) зависимости, изображенной на рис. 3а. На рис. 5а изображена зависимость неусредненных ОП и ДП ЭПР, а на рис. 5б эти же зависимости изображены при усреднении скользящим окном. Нетрудно видеть, что диаграммы ОП и ДП ЭПР на рис. 5а представляют собой пример спекла при рассеянии ЭМВ на сложном объекте, включающем как простые центры рассеяния, так и протяженные элементы. Чрезвычайно интересным является характер поведения диаграмм ОП и ДП ЭПР в областях, составляющих угол $\pm 45^\circ$ относительно поперечной оси объекта (области ± 250 отсчетов относительно 960-го на рис. 4а). Для данных значений позиционного угла объекта относительно РЛС в его составе не имеется протяженных (дифракционных) элементов, способных обусловить обратное рассеяние, характеризующее ЭПР, составляющей от 40% до 60% от максимального значения ЭПР на диаграмме рассеяния, представленной на рис. 4а. Остается предположить, что данные области с повышенной энергетикой рассеяния обязаны своим происхождением наличию рефлексных центров рассеяния в составе сложного объекта. Как было указано в [1; 3], подобные центры при незначительных геометрических размерах обладают значительной ЭПР. Поскольку технология проектирования и изготовления металлических корпусов сложной формы использует в основном плоские поверхности, а также их двугранные и трехгранные соединения, возможен вывод о том, что такие соединения плоских поверхностей образуют известные формы радиолокационных угловых отражателей - двугранные и трехгранные

уголковые отражатели (рефлексные центры) [4; 7]. Для идентификации и классификации рефлексных центров необходимо произвести анализ поляризации сигналов, рассеянных данными областями. Данный анализ, о котором уже упоминалось в первой части настоящей работы, будет проведен в последующих частях работы как для однопозиционного, так и для двухпозиционного случаев. Измерения ОП и ДП колесного вездехода на других дистанциях привели к повторяющимся результатам (за исключением изменения мощности обратного рассеяния). Не повторяя практически не изменяемые в среднем результаты, приведем только следующие два рисунка.

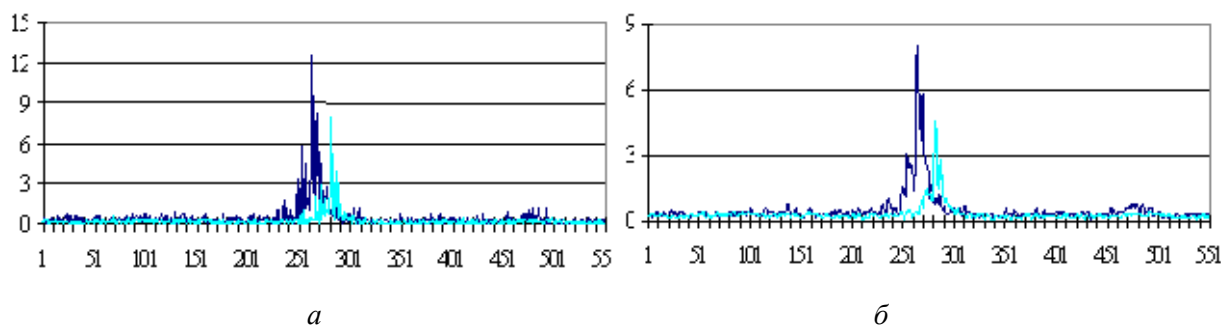


Рис. 6

На рис. 6а изображены одновременно диаграммы однопозиционной (жирная линия) и двухпозиционной (светлая линия) ЭПР колесного вездехода для дальности 4,75 км, измеренные поимпульсно, а на рис. 6б – эти же зависимости после усреднения скользящим окном. Угловая протяженность диаграмм измеренных ЭПР на данных рисунках составляет 99° , как это было пояснено выше. Измерения приведены для интервала $\pm 49,5^{\circ}$ относительно отсчета 1190 из 2000 отсчетов полной диаграммы рассеяния.

Нетрудно заметить менее ярко выраженные, но существующие всплески ЭПР на расстояниях ± 250 отсчетов от максимума ЭПР. По мнению авторов, их природа аналогична природе рассмотренных выше максимумов и подлежит дальнейшему анализу при рассмотрении поляризационной структуры рассеянного поля.

Аналогичные эксперименты по одновременному измерению ОП и ДП ЭПР с одновременным детальным исследованием различных участков полных индикатрис рассеяния были проведены для гусеничного вездехода на дистанциях 1,7 км и 3,5 км. На рис. 7 приведена полная индикатриса рассеяния гусеничного объекта на дальности 1,7 км, усредненная скользящим окном. На рис. 8а изображены одновременно диаграммы однопозиционной (жирная линия) и двухпозиционной (светлая линия) ЭПР гусеничного вездехода для дальности 1,7 км, измеренные поимпульсно в угловом интервале 99° .

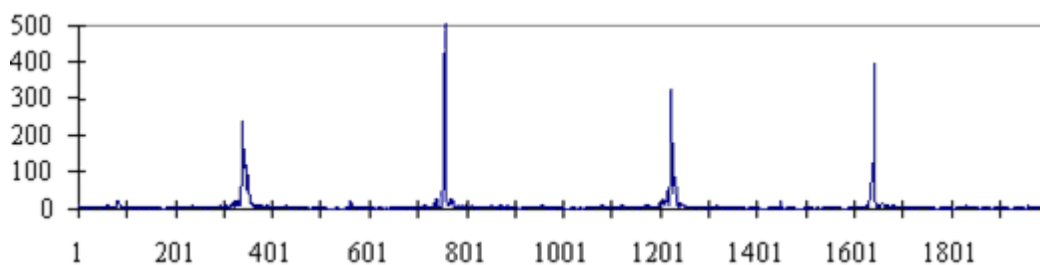


Рис. 7

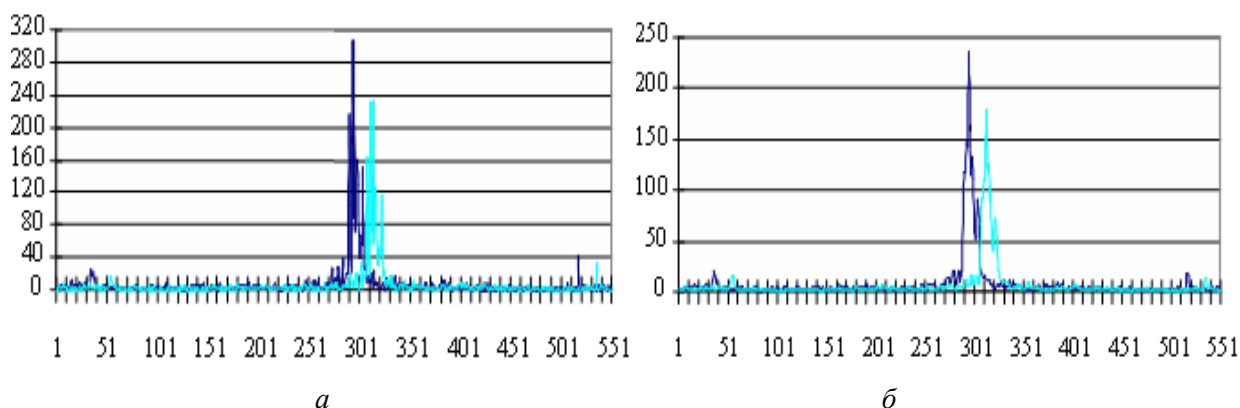


Рис. 8

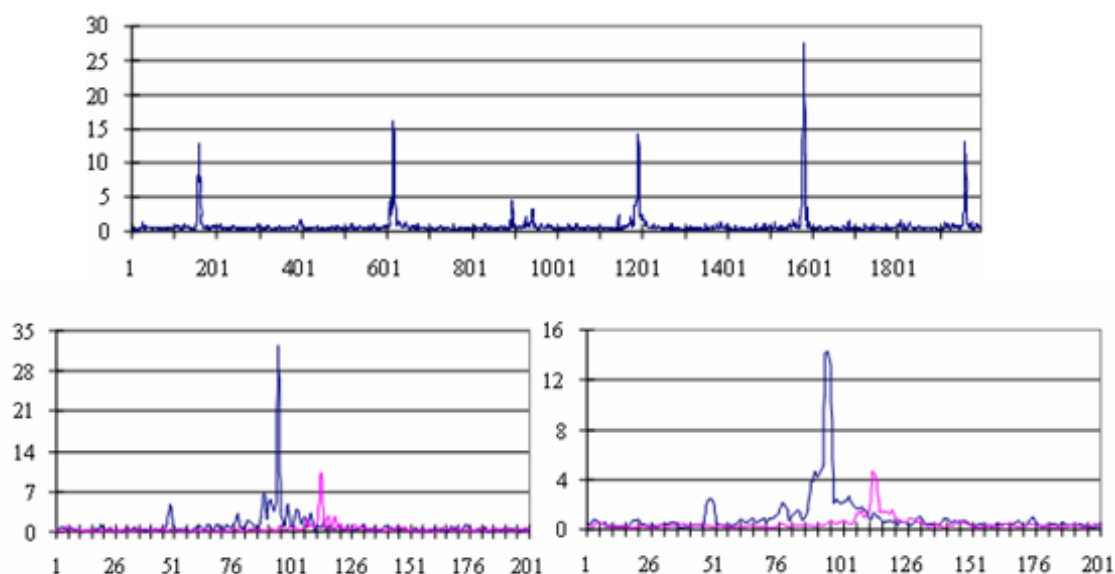


Рис. 9

На рис. 8б – эти же зависимости после усреднения скользящим окном. Угловая протяженность диаграмм измеренных ЭПР на данных рисунках составляет 99° , как это было пояснено выше. Измерения приведены для интервала $\pm 49,5^{\circ}$ относительно отсчета 1225 из 2000 отсчетов полной диаграммы рассеяния. Заметны существенные всплески ЭПР на расстояниях ± 250 отсчетов от максимума ЭПР.

В заключение необходимо отметить, что результаты экспериментальных исследований обладают высокой повторяемостью и приводят к выводу о необходимости исследования поляризационных характеристик рассеянных сигналов при рассмотренных условиях.

ЛИТЕРАТУРА

1. On the Derivation of Bistatic RCS from Monostatic measurements. Kell R. / Proceedings of the IEEE, 1965, v.53, № 8, pp. 983 – 988.
2. Proceedings of the IEEE, 1989, 77, № 5, Special Issue: "Radar Cross Sections of Complex Objects", 204 p .
3. Some Results in the Bistatic Radar Cross Sections of Complex Objects. Glaser J./ Proceedings of the IEEE, 1989, v.77, № 5, pp. 639 – 648.
4. Diffraction Theory of Electromagn.c Waves / Stratton J.A., Chu L. F. // Phys. Rev, 1939, v. 56, pp. 308-316.
5. Козлов А.И., Логвин А.И., Сарычев В.А. Поляризация радиоволн. Радиолокационная поляриметрия. – М.: Радиотехника, 2007. - Кн. 2.
6. Штагер Е.А. Рассеяние волн на телах сложной формы. – М: Радио и связь, 1986.

7. **Кобак В.О.** Радиолокационные отражатели. - М.: Советское радио, 1975.
8. **Вентцель Е.С.** Теория вероятностей. – М: Наука, 1964.
9. **Островитянов Р.В., Басалов Ф.А.** Статистическая теория радиолокации протяженных целей. – М: Радио и связь, 1982.
10. **Костылев В.Н., Петров В.М., Полозова О.В., Стукалова И.В., Черенков К.Ю.** Теоремы эквивалентности в бистатической радиолокации // Вестник ВГУ, серия Физика. Математика. – 2005. - № 2. - С. 11–23.

ROBERT KELL EQUIVALENCE THEOREM IN RADIOLOCATION

Kozlov A.I., Tatarinov V.N., Tatarinov S.V., Pepelyaev A.V.

This article (part 1) is devoted to simplified explanation of Robert Kell equivalence theorem about the derivation of bistatic RCS based on the monostatic measurements. In contrast to R.Kell's original study, using definition based on Stratton – Chu integral, this article uses methods of physical optics. The analysis was made for a complex radar object, including a considerable number of centers of scattering, also for a complex radar object, including an extended scatterer.

This article (part 2) is devoted to experimental results based on Robert Kell equivalence theorem about the derivation of bistatic RCS in accordance with monostatic measurements.

Keywords: bistatic RCS, Monostatic RCS, Kell equivalence theorem, Stratton-Chu integral, physical optics methods, complex (distributed) radar objects.

Сведения об авторах

Козлов Анатолий Иванович, 1939 г.р., окончил МФТИ (1962), профессор, доктор физико-математических наук, заслуженный деятель науки и техники РФ, академик Академии транспорта РФ и Международной академии информатизации, Соросовский профессор, профессор кафедры технической эксплуатации радиоэлектронного оборудования воздушного транспорта МГТУ ГА, автор более 320 научных работ, область научных интересов - радиофизика, радиополяриметрия, радиолокация.

Татаринов Виктор Николаевич, 1941 г.р., окончил ТУСУР (1964), профессор, доктор технических наук, почетный работник науки и техники РФ, действительный член Академии электромагнетизма (Массачусетс, США), заведующий кафедрой конструирования и производства радиоаппаратуры ТУСУР, автор более 210 научных работ, область научных интересов - теория когерентности и поляризации электромагнитного поля, статистическая радиофизика, рассеяние волн сложными объектами, поляризационная радиолокация.

Татаринов Сергей Викторович, 1969 г.р., окончил ТУСУР (1994), кандидат технических наук, доцент кафедры конструирования и производства радиоаппаратуры ТУСУР, автор более 110 научных работ, область научных интересов - статистическая теория поляризации при рассеянии волн сложными объектами.

Пепеляев Александр Владимирович, 1986 г.р., окончил ТУСУР (2009), аспирант ТУСУР, автор 4 научных работ, область научных интересов - рассеяние волн сложными объектами, поляризационная радиолокация.