

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ГЕОМЕТРИЧЕСКОГО ФОРМ ФАКТОРА ОПТИЧЕСКИМИ СИСТЕМАМИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТОНКОЙ ПРОВОДЯЩЕЙ ПЕРЕГОРОДКИ

А.В. Бухарин, Г.П. Арумов

Институт космических исследований РАН

tumbul@iki.rssi.ru

Поступила 18.09.2012

Рассмотрена оптическая схема с отражающей пластиной. При прохождении поляризованного излучения через такую систему появляется зависимость геометрического форм фактора поля зрения для приемного канала и зондирующего пучка от направления плоскости поляризации излучения. Особенностью такого оптического элемента в виде отражающей горизонтальной перегородки является равенство нулю поля для точек, находящихся в плоскости пластины. Вблизи поверхности перегородки происходит подавление пространственных частот для волн, распространяющихся под малыми скользящими углами. Это приводит к тому, что для плоскости поляризации параллельной краю пластины, геометрический форм фактор возрастает медленнее, чем для поляризации перпендикулярной краю пластины.

УДК 535.428

1. Введение

В оптике рассеивающих сред актуальной проблемой является определение физических параметров, влияющих на глубину распространения излучения в статистически неоднородной среде. По мере рассеяния пучка изменяется его интенсивность и поперечная геометрия. Энергия пучка переходит в диффузную компоненту. Геометрия диффузной компоненты нелинейно меняется с увеличением глубины проникновения пучка. В простейшем случае поперечный размер пучка квадратично увеличивается с увеличением

глубины проникновения. Для исследования протяженных рассеивающих сред часто используется импульсное зондирование. Однако, для дистанционных измерений в зоне среды обитания и в биологических объектах эти методы имеют ограниченное применение в виду большой энергии лазерного импульса. Отметим перспективы двухпозиционных схем зондирования [1]. При использовании двух приемных каналов с разнесенными оптическими осями можно производить контроль геометрического форм фактора для поля зрения приемного канала и зондирующего пучка. За счет дополнительного способа измерения расстояния по геометрическому форм фактору появляются новые методы измерения микрофизических параметров рассеивающих сред. В этой связи значительный интерес представляют другие методы зондирования рассеивающих сред с использованием непрерывных источников света от посторонних объектов.

Во многих задачах моделирования оптических систем рассматривается горизонтальное распространение излучения между двумя точками пространства. В отсутствие преград поле в точке наблюдения описывается функцией Грина [2]. Установка оптических элементов (линза, экран с отверстием, стеклянная пластинка и т. п.) приводит к изменениям поля в точке наблюдения. Если плоскость оптических элементов расположена вертикально, то распространение излучения описывается последовательно через каждый элемент посредством передаточных функций. Между этими элементами излучение распространяется свободно. Допустим, оптический элемент в виде идеальной проводящей плоскости, расположен горизонтально. Наиболее известным результатом является решение задачи о дифракции плоской волны на проводящей полуплоскости [3]. Найденное с помощью метода изображений решение выражено через интегралы Френеля. Для описания распространения света в парааксиальном приближении необходимо учитывать пространственное ограничение для функции Грина.

2. Случай отражающей перегородки

Вариант отражающей перегородки рассматривался при точном решении задачи о дифракции плоской волны на идеальной проводящей полуплоскости [3, 4]. В такой постановке полученное решение соответствует электромагнитной теории Максвелла [4]. Полученное Зоммерфельдом решение для поля, плоскость колебаний которого параллельна и перпендикулярна краю полуплоскости, представляет собой суперпозицию поля от плоской волны и поля, образованного отражением плоской волны поверхностью проводника. Вклад от каждой из этих волн находится из интегралов Френеля. Сдвиг фаз между падающей и отраженной волнами составляет π . В приближении темной перегородки остается вклад только от падающей плоской волны.

Оптическая система на рисунке 1 имеет продольный размер l и состоит из плоскости $\omega\{\mathbf{r}\}$, проводящей перегородки ω_{mr} и плоскости наблюдения $\omega\{\mathbf{R}\}$. Плоскость $\omega\{\mathbf{r}\}$ представляет собой бесконечно тонкую темную перегородку с прямоугольным отверстием $ax2a$. Перегородка ω_{mr} представляет собой бесконечно тонкую проводящую пластину, расположенную горизонтально между плоскостями $\omega\{\mathbf{r}\}$ и $\omega\{\mathbf{R}\}$. Край перегородки делит отверстие на два квадратных отверстия $ax2a$. Из-за наличия пластины поле зрения из точки $-\mathbf{R}$ формируется нижним квадратным отверстием axa , находящимся в плоскости $\omega\{\mathbf{r}\}$. Верхний край нижнего отверстия является передним краем перегородки ω_{mr} . Зондирующий пучок формируется верхним отверстием axa и источником в точке \mathbf{R} .

Пусть излучение распространяется из точки \mathbf{R} плоскости наблюдения $\omega\{\mathbf{R}\}$ до точки \mathbf{p} плоскости $\omega\{\mathbf{p}\}$. В свободном пространстве распространение излучения вдоль оси z описывается двумерной функцией Грина в парааксиальном приближении в виде [2]

$$H(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2; l) = \frac{ik}{2\pi l} \exp\left\{-i \frac{k}{2l} (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2\right\} \quad (1)$$

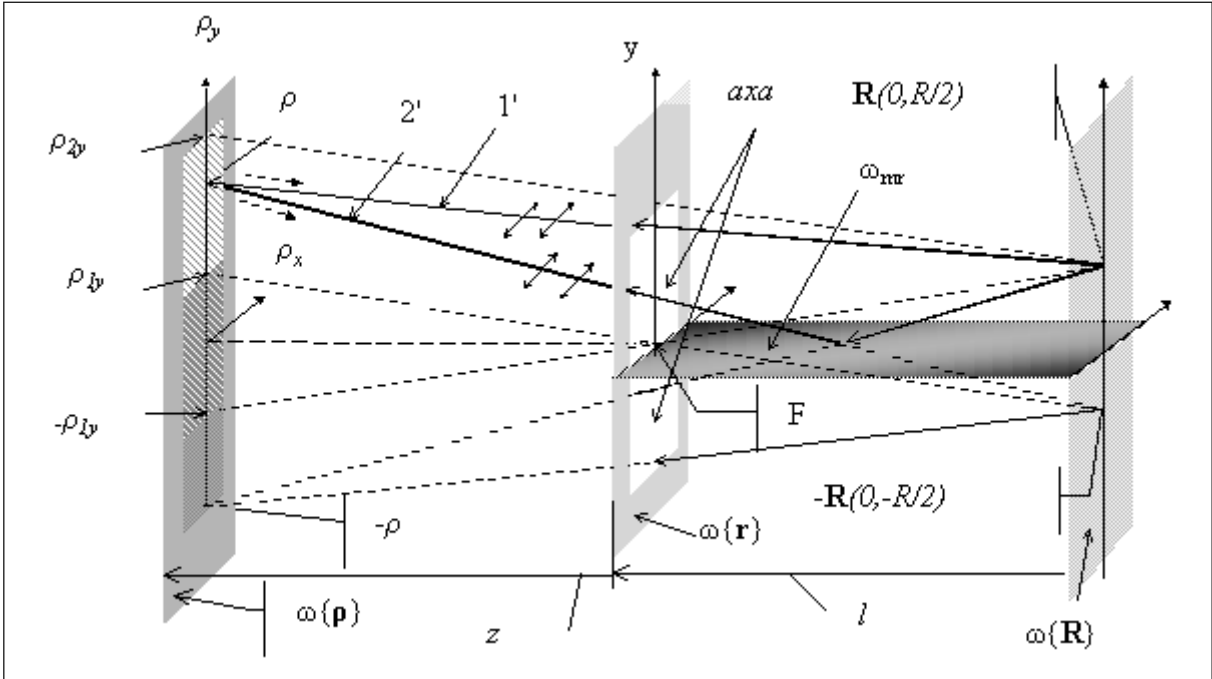


Рис. 1. Иллюстрация оптической системы с отражающей перегородкой

здесь k – волновое число, \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 радиусы векторы в плоскостях при $z=0$, и $z=l$ между которыми волна распространяется свободно (см. рисунок 1). В качестве таких плоскостей могут быть выбраны $\omega\{\mathbf{p}\}$ и плоскость $\omega\{\mathbf{r}\}$, касающаяся переднего края перегородки ω_{mr} . Выражение (1) позволяет найти независящую от времени комплексную амплитуду поля E_x для светового пучка [2]. В дальнейшем рассматриваем линейно поляризованное вдоль оси x излучение. В этом случае колебания поля параллельны переднему краю пластины. С учетом (1) поле $E_x(\mathbf{p})$ от точечного источника можно описать в виде

$$E_x(\mathbf{p}) = A_{pt}(\mathbf{p}; \mathbf{R})E_x(\mathbf{R}) \quad (2)$$

Зависимость $A_{pt}(\mathbf{p}; \mathbf{R})$ представляет собой функцию размытия точки и позволяет найти поле в точке \mathbf{p} по полю $E_x(\mathbf{p})$ от точечного источника и наоборот. Эта зависимость определяется выражением

$$A_{pt}(\mathbf{p}) = \int H(\mathbf{p} - \mathbf{r}; z)M(\mathbf{r})H_{mr}(\mathbf{r} - \mathbf{R}; l)d^2\mathbf{r} \quad (3)$$

здесь передаточная функция $M_e(\mathbf{r})$ и $M_n(\mathbf{r})$ верхнего и нижнего отверстий в плоскости $\omega\{\mathbf{r}\}$

$$M_e(\mathbf{r}) = \begin{cases} 1, & -\frac{a}{2} \leq x \leq \frac{a}{2}; \quad 0 \leq y \leq a \\ 0, & x \notin \left[-\frac{a}{2}, \frac{a}{2}\right], \quad y \notin [0, a] \end{cases} \quad M_n(\mathbf{r}) = \begin{cases} 1, & -\frac{a}{2} \leq x \leq \frac{a}{2}; \quad -a \leq y \leq 0 \\ 0, & x \notin \left[-\frac{a}{2}, \frac{a}{2}\right], \quad y \notin [-a, 0] \end{cases}$$

z – расстояние между плоскостью $\omega\{\mathbf{p}\}$ и плоскостью $\omega\{\mathbf{r}\}$, H_{mr} функция Грина для излучения, распространяющегося в пространстве над пластинкой ω_{mr} .

Первоначально рассмотрим участок плоскости $\omega\{\mathbf{p}\}$, из которого одновременно наблюдаются точка \mathbf{R} и ее изображение в $-\mathbf{R}$. На рисунке 1 соответствующая область $\rho_{1y} \leq \rho \leq \rho_{2y}$ обозначена темным цветом. Излучение из точки \mathbf{R} может достичь точки \mathbf{p} по двум оптическим путям. В первом случае излучение достигает точки \mathbf{p} вдоль прямого луча $1'$. Поскольку при распространении этот луч не изламывается, то можно предположить, что поле в точке \mathbf{p} не существенно изменится при повороте плоскости

ω_{mr} на $\pi/2$ вокруг точки \mathbf{F} (см $\omega_{mr}(\pi/2)$ на рисунке 1). Тогда выражение (3) можно переписать в виде

$$A_{pt}(\boldsymbol{\rho}; \mathbf{R}) = \int H(\boldsymbol{\rho} - \mathbf{r}; z) M(\mathbf{r}) H(\mathbf{r} - \mathbf{R}; l) d^2\mathbf{r} \quad (4)$$

Выражение (4) описывает распространение излучения от $\omega\{\mathbf{R}\}$ до $\omega_{mr}(\pi/2)$ и от плоскости $\omega_{mr}(\pi/2)$ до плоскости $\omega\{\boldsymbol{\rho}\}$ в свободном пространстве. Если в точке \mathbf{R} поле равно $E_x(\mathbf{R})$, то в точке $\boldsymbol{\rho}$ поле определяется из (4) как

$$E_{1x}(\boldsymbol{\rho}) = A_{pt}(\boldsymbol{\rho}; \mathbf{R}) E_x(\mathbf{R}) \quad (5)$$

Во втором случае излучение сначала отражается от плоскости ω_{mr} , затем попадает в точку $\boldsymbol{\rho}$ вдоль луча 2'. Для поляризованного вдоль оси x излучения появляется сдвиг фаз равный π между падающей и отраженной волной [4]. Из рисунка 1 видно, что изломанный в результате отражения луч можно заменить прямым лучом. Действительно, оптические длины отрезков, соединяющих точки $-\boldsymbol{\rho}$ и \mathbf{R} , а так же точки $\boldsymbol{\rho}$ и $-\mathbf{R}$, одинаковы, поскольку эти отрезки симметричны относительно плоскости пластины. Следовательно, справедливо выражение

$$A_{pt}(\boldsymbol{\rho}; -\mathbf{R}) = A_{pt}(-\boldsymbol{\rho}; \mathbf{R}) \quad (6)$$

С учетом сдвига фаз находим поле, которое создается в точке $\boldsymbol{\rho}$ после отражения луча

$$E_{2x}(\boldsymbol{\rho}) = -A_{pt}(\boldsymbol{\rho}; -\mathbf{R}) E_x(\mathbf{R}) \quad (7)$$

Поле в точке $\boldsymbol{\rho}$ определяется суперпозицией полей (5) и (7)

$$E_x(\boldsymbol{\rho}) = E_{1x}(\boldsymbol{\rho}) + E_{2x}(\boldsymbol{\rho}) \quad (8)$$

Первую волну (см (5)) испускает точечный источник в точке \mathbf{R} , вторая волна (см. (7)) представляет собой изображение источника, локализованное в точке $-\mathbf{R}$. Это соответствует подходу, использующему метод изображений см [3]. При этом сдвиг фаз между этими источниками составляет π . Отсюда следует, что для описания распространения излучения от плоскости $\omega\{\mathbf{R}\}$ до плоскости $\omega\{\boldsymbol{\rho}\}$ вместо $H_{mr}(\mathbf{r} - \mathbf{R}; l)$ в (3) следует использовать выражение

$$H_{mr}(\mathbf{r} - \mathbf{R}; l) = H(\mathbf{r} - \mathbf{R}; l) \pm H(\mathbf{r} + \mathbf{R}; l) \quad (9)$$

Подстановка этого выражения в (3) в приближении плоской волны для предельно большой апертуры переходит в решение, полученное Зоммерфельдом для дифракции плоской волны на проводящей полуплоскости. Знак плюс соответствует направлению поляризации перпендикулярному переднему краю пластины, знак минус параллельно-му переднему краю пластины направлению поляризации.

Рассмотрим распространение поляризованного вдоль x излучения из точки $\boldsymbol{\rho}$ до точки \mathbf{R} (См. пунктирные стрелки на рисунке 1). Поскольку согласно (6) оптический путь от точки $-\rho_{1y}$ до точки \mathbf{R} равен оптическому пути от точки ρ_{1y} до точки $-\mathbf{R}$, то для $H_{mr}(\mathbf{r} - \mathbf{R}; l)$ справедливо выражение (9) в диапазоне $\rho_{1y} \leq \rho \leq \rho_{2y}$ (см на рисунках 1 светлая область). Для точек выше ρ_{2y} излучение может достигнуть точки \mathbf{R} только в результате дифракции. При этом излучение может попасть в указанную точку также в результате отражения. Следовательно, для точек $\rho \leq \rho_{2y}$ для $H_{mr}(\mathbf{r} - \mathbf{R}; l)$ также справедливо выражение (9). Граничными условиями является равенство нулю поля на проводящей пластине. Это условие выполняется, поскольку сдвиг фаз между действительным источником в точке \mathbf{R} и его изображением в точке $-\mathbf{R}$ составляет π . В этом случае на поверхности пластины эти источники гасят друг друга.

Пусть точка $\boldsymbol{\rho}$ находится ниже линии ρ_{1y} . Излучение от данной точки порождает вторичную волну в плоскости отверстия. Вторичная волна может отражаться от плоскости перегородки и затем распространяться до точки наблюдения \mathbf{R} . Тогда распространение излучения описывается функцией Грина (9). Отметим, что проводящая пластинка ω_{mr} располагается позади темной плоскости $\omega\{\boldsymbol{\rho}\}$ и при распространении излу-

чения от источника на плоскости $\omega\{\mathbf{p}\}$ до плоскости $\omega\{\mathbf{R}\}$ для направлений ниже края пластины ω_{mr} излучение полностью поглощается плоскостью $\omega\{\mathbf{r}\}$. Если угловой размер источника с центром, находящимся в плоскости пластины мал и поперечная координата R мала, то согласно (9), наличие перегородки приводит к существенному уменьшению интенсивности сигнала в точке \mathbf{R} .

Представляет интерес оценка трассовой зависимости геометрического форм фактора приемного и передающего каналов. Будем предполагать, что толщина пластины мала по сравнению с длиной волны и верхняя и нижняя поверхности пластины изолированы друг от друга. Другими словами индуцированная волна на верхней поверхности пластины не достигает нижней поверхности.

Поле зрения приемного канала из точки $-\mathbf{R}$ описывается $|A_{pt}(\mathbf{p};-\mathbf{R})|^2$. Распределение интенсивности от источника в точке \mathbf{R} определяется аналогично $|A_{pt}(\mathbf{p};\mathbf{R})|^2$. Пусть отраженный поверхностью объекта свет дельта коррелирован

$$\langle A(\mathbf{p}_1)A(\mathbf{p}_2) \rangle = I(\mathbf{p}_1)\delta(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2) \quad (10)$$

Тогда интенсивность в точке $-\mathbf{R}$ равна:

$$I(-\mathbf{R}) = C \iint |A_{pt}(\mathbf{p};\mathbf{R})|^2 |A_{pt}(\mathbf{p};-\mathbf{R})|^2 d^2\mathbf{p} \quad (11)$$

Здесь значение $A_{pt}(\mathbf{p};\mathbf{R})$ определяется из выражения (3). Вместо $H_{mr}(\mathbf{r}-\mathbf{R};l)$ в случае темной поглощающей пластины следует использовать выражение (1), в случае отражающей пластины выражение (9) в зависимости от направления поляризации зондирующего излучения. При моделировании функции размытия точки следует учитывать, что для расчета $A_{pt}(\mathbf{p};\mathbf{R})$ интегрирование ведется по верхнему отверстию, а для моделирования $A_{pt}(\mathbf{p};-\mathbf{R})$ интегрирование ведется по нижнему отверстию.

Для оценки зависимости интенсивности излучения в точке $-\mathbf{R}$ от расстояния z необходимо рассмотреть магнитную компоненту поля. В работе [4] получены три компоненты магнитного поля. Первой компонентой поля является поле от прямого распространения волны. Вторая компонента, создается отраженной волной. Вклад этой компоненты прямо пропорционален углу между линией распространения волны и проводящей перегородкой. В параксиальном приближении используются малые углы. Поэтому значение этой компоненты мало по сравнению с первой компонентной. Третья компонента образована поверхностным током на переднем крае пластины ω_{mr} и так же пропорциональна углу между направлением распространения волны и плоскостью проводника. Значение этой компоненты поля убывает с увеличением расстояния до пластины и обратно пропорционально \sqrt{kz} . Таким образом, при малых скользящих углах между поверхностью пластинки и направлением распространения волны и при больших расстояниях до края пластины ω_{mr} для оценки интенсивности можно использовать обычный подход для скалярной теории дифракции, когда интенсивность определяется вектором Пойнтинга и пропорциональна квадрату амплитуды поля.

Для моделирования геометрического форм фактора использована схема на рисунке 1. Приведенные ниже параметры выражены в длинах волн. На рисунке 2(а, б, с) представлены результаты численного моделирования. Для рассматриваемой оптической системы на поле зрения и геометрию пучка незначительный вклад оказывает дифракция на отверстии. Поле зрения и угловую геометрию пучка можно оценить как $2\theta = 0.2 \text{ rad}$. Оценка продольного масштаба убывания интенсивности сигнала определяется как $l_d \approx ka^2 \approx 6000\lambda$, где через l_d обозначена дифракционная длина [2]. Кривой **а** соответствует плоскость поляризации перпендикулярная плоскости пластины, кривой **б** соответствует плоскость поляризации параллельная плоскости пластины, кривой **с** соответствует случай скалярной теории дифракции с функцией Грина (1). Погрешность параксиального приближения составляет величину порядка 20%. Такая погрешность характеризует различие между измеренным геометрическим форм фактором для обычных лидаров упруго-

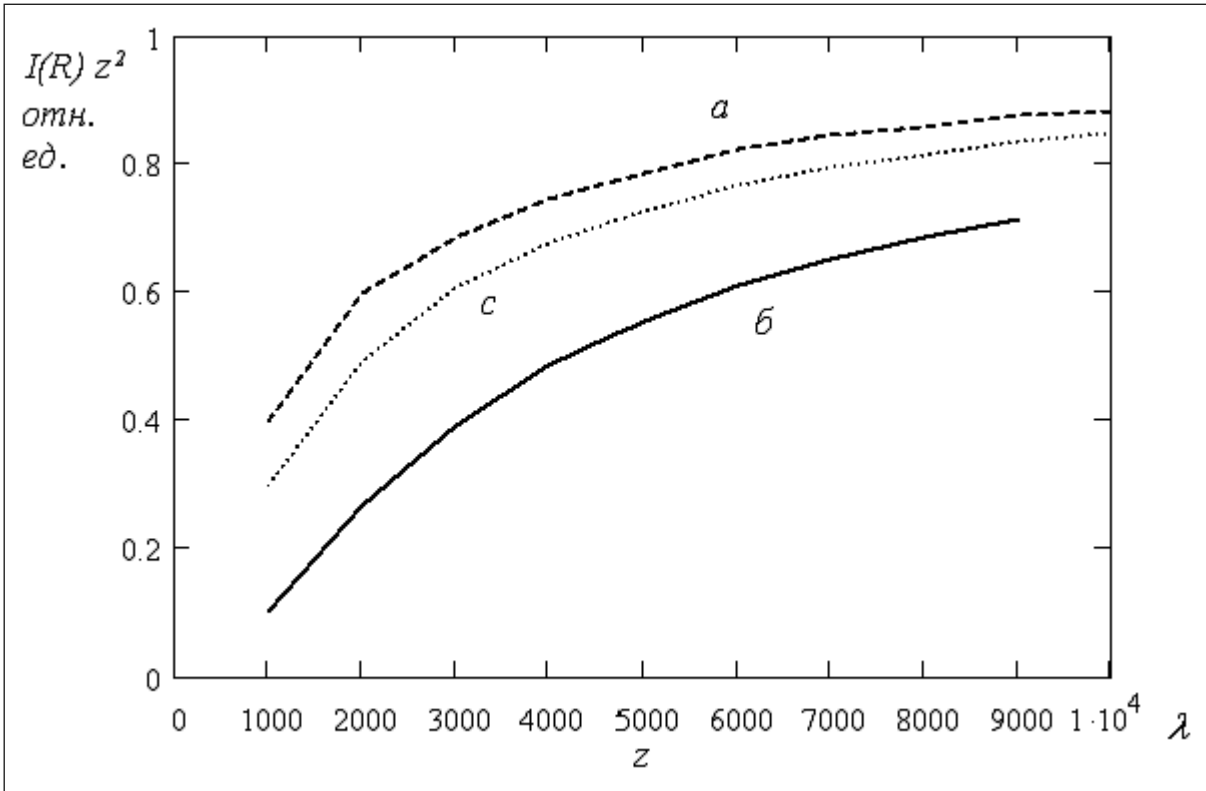


Рис. 2. Зависимость геометрического форм фактора от расстояния. Кривой (а) соответствует плоскость поляризации перпендикулярная краю пластины, кривой (б) соответствует плоскость поляризации параллельная краю пластины, кривой (с) соответствует геометрический форм фактор для темной поглощающей пластины.

го рассеяния и результатом моделирования. Для кривых **а**, **б**, **с** соответствующие значения геометрического форм фактора нормированы на максимумы и произведена коррекция на расстояние. На малых дистанциях поле зрения и зондирующий пучок только начинают перекрываться друг с другом и геометрический форм фактор минимален. С увеличением расстояния z геометрический форм фактор для кривых **а** и **с** увеличивается быстрее, чем соответствующая величина для параллельной плоскости поляризации. Отметим идеальную схему зондирования, в которой источник и приемник находятся в точке \mathbf{R} . И в этом случае если плоскость $\omega\{\rho\}$ находится в непосредственной близости от передней линии перегородки ω_{mr} , то сигнал в точке $-\mathbf{R}$ будет минимален, поскольку для кривой **б** прямой и отраженный луч взаимно гасят друг друга.

Более медленное увеличение геометрического форм фактора для кривой **б** связано с уменьшением интенсивности пучка для точек близко расположенных к проекции края пластины $\rho, R \ll a$. На рисунке 3(а,б,с,д) приведена зависимость $|A_{pt}(\rho; \mathbf{R})|$ от ρ вблизи края пластины при $z = 1000, l = 1000, a = 200$. Кривой **а** соответствует функция Грина (1) и $R = 5$, кривым **б**, **с**, **д** соответствует функция Грина (9) и значения $R = 5$ (кривая **б**), $R = 2$ (кривая **с**), $R = 10$ (кривая **д**). Точка $\rho = 0$ совпадает с плоскостью пластины. Из графиков следует, что с уменьшением R увеличивается фильтрация пространственных частот вблизи проекции края пластины, то есть при малых ρ, R поле для кривой **с** существенно меньше, чем для кривой **д**. При $R, \rho \rightarrow 0$ поле $E_x \rightarrow 0$ для параллельной плоскости пластины поляризации, так как $|A_{pt}(\rho; \mathbf{R})| \rightarrow 0$. Для случая **а** значение поля стремится к некоторой конечной величине. Кривая **а** аналогична распределению поля, полученного в результате дифракции плоской волны на полуплоскости.

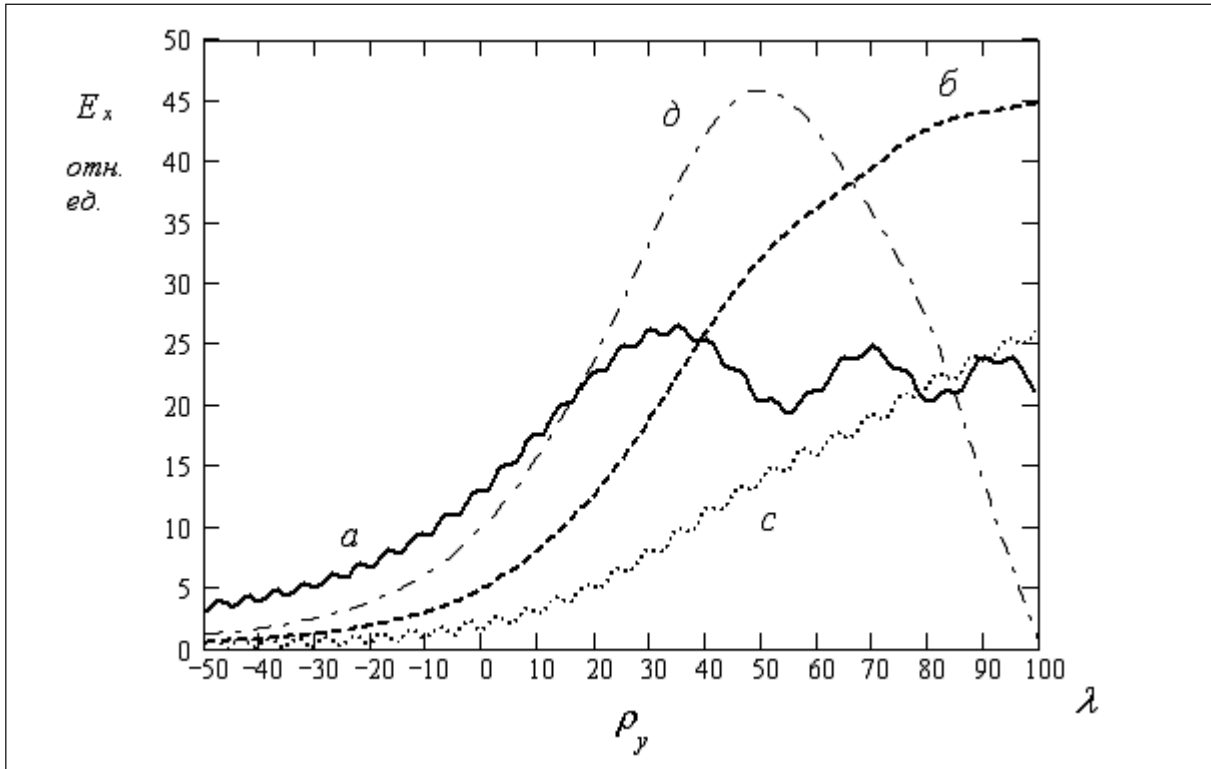


Рис. 3. Иллюстрация уменьшения поля E_x вблизи поверхности перегородки. Кривой (а) соответствует приближение модели темной непроницающей перегородки и $R=5\lambda$. Кривым (б), (в), (г) относятся к модели проводящей перегородки. Кривой (б) соответствует координата источника $R=5\lambda$, кривой (в) соответствует $R=2\lambda$, кривой (г) соответствует $R=10\lambda$.

Дальнейшим развитием такой схемы является биаксиальная схема приемного и передающего каналов, применяемая в лидарах. Пусть приемная и излучающая площадки имеют одинаковый поперечный размер и находятся в непосредственной близости друг от друга. Эти площадки изолированы проводящей перегородкой. Тогда если толщина перегородки много меньше поперечного размера площадки, то приемная площадка с ее изображением может практически совпадать с излучающей площадкой и ее изображением. При оптимальной настройке поле зрения и зондирующий пучок максимально перекрываются на больших расстояниях. На малых расстояниях поле зрения и зондирующий пучок практически не перекрываются. При этом существенно подавляются пространственные частоты для лучей, распространяющихся под малыми скользящими углами. Такая особенность актуальна для зондирующих систем, в которых необходима разработка методов подавления сигнала из ближней зоны лидара, поскольку рассеянный назад сигнал из этой области может вывести из строя приемный детектор. Отметим, что для импульсных лидаров ближняя зона находится в диапазоне от нескольких сотен метров до нескольких километров.

Обсуждение результатов

Применение горизонтальной перегородки в оптических системах позволяет производить измерение дальности до некоторого объекта, имеющего конечные угловые размеры. Действительно, в простейшем случае оптическую систему можно представить себе как на рисунке 1 в пределе бесконечно большой апертуры $a \rightarrow \infty$. Пусть излучающий поляризованный свет объект расположен от плоскости наблюдения на расстоянии z и имеет ширину $2R$ вдоль оси y (см. рис. 1). Тогда если длина перегородки

l близка к z , то интенсивность в точке \mathbf{R} минимальна. Если перегородка имеет длину l много меньше z , то перегородка практически не будет оказывать влияние на излучаемый объектом свет и интенсивность в точке наблюдения будет максимальной. Представляет интерес рассмотреть задачу о минимальной длине перегородки для измерения заданного расстояния до светящегося объекта. Как было указано выше, если наблюдатель смотрит вдоль пластины, то согласно (9), вокруг края этой пластины он будет наблюдать темную полосу, поскольку в плоскости перегородки при $R=0, \rho=0$ поле E_x равно нулю. Для приемных оптических систем позволяющих формировать и передавать изображение это свойство может использоваться для нацеливания оптической системы, содержащей пластину на исследуемый объект. Представляет интерес рассмотреть факторы, определяющие зависимость ширины темной полосы от углового размера источника, расстояния до этого источника и длины проводящей пластины.

Для излучения с длиной волны более 100 мкм , экспериментальная реализация изолирующей пластины, по-видимому, не представляет существенных трудностей. Для излучения в видимом диапазоне толщина перегородки должна быть на уровне десятков нанометров. Однако, в настоящее время оптические свойства таких слоев являются предметом исследований на базе нанотехнологий.

Отметим, что в данной работе не рассматриваются процессы, связанные с конечной проводимостью пластины, возможным индуцированием поверхностных волн и т.п. Отметим, что горизонтальная пластина является предельным случаем, при котором возможны уточнения существующих представлений о дифракции.

5. Заключение

Рассмотрено прохождение поляризованного излучения через оптическую систему с отражающей пластиной. Для описания распространения излучения через такую систему предложено описание, включающее в себя суперпозицию полей, полученных как в результате прямого распространения волны, так и волны, отраженной поверхностью пластины. Такая пластина является фильтром пространственных частот для лучей, идущих под малыми скользящими углами вблизи поверхности пластины. Это позволяет настраивать трассовую зависимость геометрического форм фактора. Этот результат может быть полезен для лидаров, для которых актуальной проблемой является работа в ближней зоне. В этой зоне интенсивность обратного сигнала из атмосферы может существенно превышать динамический диапазон работы приемника.

Литература

1. Бухарин А.В. Методологические программы в задаче определения микроструктуры рассеивающих объектов дистанционными методами. // *Нелинейный мир*, 2011, №6, том 9, стр. 342 – 351.
2. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. Введение в статистическую радиофизику и оптику // Наука. 1981. 640 стр.
3. Зоммерфельд А. Оптика. // Издательство иностранной литературы. Москва 1953. 486 стр.
4. Born M., Wolf E. Principles of Optics, 4th ed. // Oxford and New York: Pergamon Press, 1970. 855 стр.

FEATURES OF THE FORMATION OF THE GEOMETRIC FORM FACTOR OPTICAL SYSTEMS USING THIN CONDUCTIVE PLATE

A.V. Buharin, G.P. Arumov

Space Research Institute, Russian Academy of Science

tumbul@iki.rssi.ru

Received 18.09.2012

The optical scheme with a reflective plate is presented. The geometric form factor of the field of view for the receiver channel and the probe beam depends on the direction of the plane of polarization. A feature of reflective horizontal partition is the vanishing of the field for the points lying in the plane of the plate. Near the surface of the partition of the spatial frequencies are suppressed for waves propagating at small grazing angles. This leads to the fact that the plane of polarization parallel to the edge of the plate, the geometrical form factor increases more slowly than for the polarization perpendicular to the edge of the plate.

