

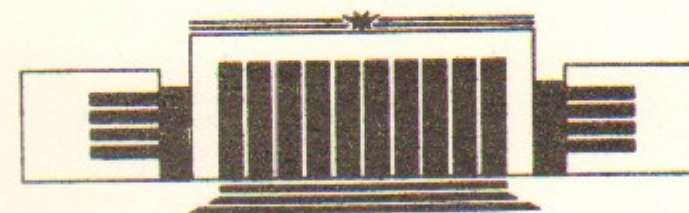


69
Государственный научный центр
Российской Федерации
Институт ядерной физики
им. Г.И. Будкера

В.А. Хлусов, П.В. Воробьев

МОДЕЛЬ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН
ЧАСТИЧНО-НЕВЗАИМНЫМИ СРЕДАМИ

ИЯФ 95-106



НОВОСИБИРСК

Модель обратного рассеяния электромагнитных волн частично-невзаимными средами

В.А.Хлусов

Томская академия систем управления и радиоэлектроники

П.В.Воробьев

Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН
630090, Новосибирск, Россия

Рассматриваются физические аспекты механизма обратного рассеяния э.м.в. частично-невзаимными средами. Предлагается модель обратного рассеяния, позволяющая имитировать поляризационные характеристики любой, в общем случае частично-невзаимной, среды. Приводятся данные моделирования абсолютно невзаимного отражателя. Синтезируется управляемый отражатель, свободный от ограничений в задаче имитации реальных рассеивателей.

vorobyov @ inp.nsk su

© Государственный научный центр
Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН

1. Введение

Мониторинг окружающей среды чрезвычайно важен и интересен как с научной, так и с прикладной точки зрения. Контактные методы контроля состояния земной поверхности и атмосферы все интенсивнее дополняются неконтактными, дистанционными методами. Все больший объем информации поставляют: лидарное и акустическое зондирование, спутниковые измерения в оптическом, инфракрасном и радиодиапазоне, радиолокационные способы оценки параметров среды.

Информативность активных однопозиционных радиолокаторов в отношении радиофизических свойств зондируемой среды определяется их возможностями в задаче оценки ее матрицы обратного рассеяния для каждого элемента разрешения радиолокатора. Современные достижения в области радиолокационной техники позволяют реализовать в однопозиционных РЛС возможность производить корректную оценку однопозиционной матрицы рассеяния (ОМР) по каждому излученному волновому пакету, для каждого элемента разрешения зондируемого пространства. При этом, в качестве информационного отклика измерительной системы выступает оценка ОМР для каждого элемента разрешения РЛС по координатам и параметрам движения.

Как показывают теоретические исследования ОМР, в соотношении ее элементов отображаются не только свойства собственно среды, но и наличие стороннего магнитного поля в зоне эффективной области обратного рассеяния электромагнитных волн.

Известные в настоящее время экспериментальные данные из области радиолокационной поляриметрии позволяют говорить о том, что в ряде случаев матрица обратного рассеяния природных объектов не подчиняется теореме взаимности и имеет несимметричную форму [1].

Другая область, где необходимо аккуратно учитывать невзаимные свойства среды, это прецизионные эксперименты по поиску новых взаимодействий [2].

В данной работе представлены теоретические и экспериментальные результаты исследований механизма обратного рассеяния электромагнитных волн частично-невзаимными средами. Предлагается реализация управляемого отражателя, позволяющего имитировать поляризационные свойства произвольной частично-невзаимной среды.

2. Параметризация матрицы обратного рассеяния

Среды, которые различным образом влияют на электромагнитные волны, проходящие через них в противоположном направлении, получили название невзаимных сред. Пример — вращение плоскости поляризации электромагнитной волны в продольно намагниченном феррите (эффект Фарадея). Невзаимность в данном случае проявляется в том, что плоскость поляризации волны поворачивается при прохождении феррита в одном и том же направлении относительно вектора намагниченности независимо от направления распространения волны. В результате оказывается, что эффективная область обратного рассеяния таких сред описывается несимметричным оператором, что и является выражением неинвариантности свойств среды к изменению направления движения проходящей через среду волны поля на обратное. Факт несимметрии ОМР ставит задачу исследования несимметричных комплексных операторов в пространстве конгруэнтных преобразований. Именно такой тип преобразований описывает представления ОМР в различных поляризационных базисах. Для симметричных операторов данное преобразование позволяет определить их каноническую форму представления (диагональный вид) и ввести достаточную и избыточную группу четко интерпретируемых параметров, характеризующих "внутренние" свойства рассеяния сред, описываемых этими операторами. Кратко отметим физический смысл этих параметров: ϵ_0 — угол эллиптичности собственного базиса ОМР; θ_0 — угол ориентации собственного базиса ОМР; λ_1, λ_2 — собственные числа ОМР.

Угол эллиптичности ϵ_0 и угол ориентации θ_0 определяют эллиптичность и ориентацию большой оси эллипса поляризации э.м.в., при облучении которой мощность наблюдаемого (отраженного исследуемой средой) сигнала на выходе взаимной одноканальной антенны, формирующей поле излучения, достигает экстремальных значений. При этом коэффициенты отражения для двух ортогональных волн с углом эллиптичности ϵ_0 и $-\epsilon_0$ и углом ориентации θ_0 и $\theta_0 + \frac{\pi}{2}$ соответственно пропорциональны собственным числам λ_1, λ_2 ОМР исследуемой среды, которые и являются характеристиками экстремальных значений отражательной способности среды в одноканальном однопозиционном методе.

Следует сразу отметить, что однопозиционный радиолокатор измеряет интегральную невзаимность трассы и отражателя. Поэтому при заметной невзаимности на трассе зондирования (ионосфера) необходимы дифференциальные измерения. Как правило, любой невзаимный отражатель является протяженным объектом, длина которого заметно превышает длину волны зондирующего сигнала: $L \gg \lambda$. Исключение составляет отражение от тонких ферромагнитных пленок вблизи ферромагнитного резонанса.

Одноканальная однопозиционная РЛС описывается выражением:

$$u_p = u_0 \cdot \tilde{h} \cdot S \cdot \vec{h} \quad (1)$$

где: u_p — наблюдаемый отраженный скалярный сигнал;
 S — ОМР среды;
 u_0 — скалярный сигнал, возбуждающий поле в раскрыве антенны;
 \sim — знак транспонирования;

$$\vec{h} = \mathcal{L} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2)$$

— вектор, описывающий поле излучения одноканальной взаимной антенны, при возбуждении ее скалярным сигналом u_0 . Оператор \mathcal{L} в (2) описывает поляризационные свойства антенны и принадлежит группе вращений векторов Джонса в пространстве их стереографической проекции на сферу Пуанкаре. В общем случае он может быть представлен в мультипликативной форме:

$$\mathcal{L} = R \cdot F = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \epsilon & i \sin \epsilon \\ i \sin \epsilon & \cos \epsilon \end{pmatrix} \quad (3)$$

и параметризован двумя независимыми параметрами ϵ и θ , определяющими эллиптичность и ориентацию вектора \vec{h} в выражении (2). Наблюдаемый сигнал u_p в выражении (1) для некоторых $\epsilon = \pm \epsilon_0$ и $\theta = \theta_0 + \frac{n\pi}{2}$

($n = 0, 1, 2 \dots$) принимает экстремальное (по мощности) значение, пропорциональное собственным числам λ_1, λ_2 ОМР. Подставляя (2) в (1) получим:

$$|u_p|_{max}^2 = |u_0 \cdot (1; 0) \cdot \tilde{\mathcal{L}}_0 \cdot S \cdot \mathcal{L}_0 \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}|^2 \quad (4)$$

при этом:

$$S_0 = \tilde{\mathcal{L}}_0 \cdot S \cdot \mathcal{L}_0 = \begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 \\ 0 & \lambda_2 \end{pmatrix} \quad (5)$$

где S_0 — представление симметричной ОМР в собственном поляризованном базисе. Подробное изложение и доказательство приведенных утверждений содержится в основополагающих работах [3, 4].

Для случая несимметричных ОМР (невзаимные среды), приведение их к диагональному виду конгруэнтным преобразованием вида (5) невозможно, и параметризация таких ОМР основана на разложении по ортогональной системе матриц Паули, дополненной единичной матрицей.

В общем случае декартовая ОМР произвольного вида задана четырьмя комплексными числами:

$$S_g = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \quad (6)$$

причем $S_{12} \neq S_{21}$ (следствие невзаимных свойств среды). Разложение оператора S_g по системе матриц Паули определяется выражением:

$$S_g = \sum_{i=0}^3 A_i \sigma_i = S_g^c + S_g^H \quad (7)$$

где σ_i — матрицы Паули ($i = 0, 1, 2, 3$),

$$A_i = \text{Sp} \{ S_g \cdot \sigma_i \} / 2 \quad (8)$$

($\text{Sp} \{ \quad \}$ — след оператора в фигурных скобках). Три первых члена ($i = 0, 1, 2$) разложения (7) образуют симметричный оператор

$$S_g^c = \begin{pmatrix} S_{11} & (S_{12} + S_{21})/2 \\ (S_{12} + S_{21})/2 & S_{22} \end{pmatrix} \quad (9)$$

а четвертый член ($i = 3$) — антисимметричный оператор с весовым коэффициентом $\Delta = (S_{12} - S_{21})/2$

$$S_g^H = \Delta \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \quad (10)$$

Представление оператора S_g в произвольном поляризованном базисе с параметрами ε, θ определяется соотношением

$$S' = \tilde{\mathcal{L}} \cdot S_g \cdot \mathcal{L} = \tilde{\mathcal{L}} \cdot S_g^c \cdot \mathcal{L} + \Delta \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \quad (11)$$

т.к. для любых возможных \mathcal{L} справедливо

$$\tilde{\mathcal{L}} \cdot \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \cdot \mathcal{L} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \quad (12)$$

Выражение (12) означает, что антисимметричный оператор инвариантен к вращениям, определяемым оператором \mathcal{L} , и имеет неизменный вид во всех возможных базисах представления.

Из данного факта следует чрезвычайно важный вывод: разность внедиагональных элементов ОМР инвариантна к параметрам базиса описания ОМР, обусловлена только невзаимными свойствами среды и является ее объективным параметром.

Поскольку, из выражения (7) следует соотношение

$$\|S_g\|^2 = \|S_g^c\|^2 + |\Delta|^2 \quad (13)$$

где $\| \quad \|$ — знак евклидовой нормы, $| \quad |$ — знак модуля, можно говорить, что эффективная поверхность рассеяния (ЭПР) среды образована аддитивной суммой взаимного и абсолютно невзаимного отражателей. Очевидно, что симметричный оператор S_g^c в разложении (7) в некотором поляризованном базисе (собственном для рассеивающей среды) приводим к каноническому (диагональному) виду, и однозначное с точностью до абсолютной фазы, избыточное представление произвольного оператора может быть задано группой параметров:

ε_0, θ_0 — угол эллиптичности и угол ориентации собственного базиса рассеивающей среды;

λ_1, λ_2 — собственные числа ОМР;

$\xi = \frac{|\Delta|}{\|S_g\|}$ — коэффициент невзаимности среды.

Подробное изложение электродинамики невзаимных гиротропных сред приведено в монографии [5], а вопросы параметризации невзаимных сред содержится в работах [6, 7].

3. Абсолютно невзаимный отражатель

Экспериментальные подтверждения факта несимметрии ОМР для некоторых реальных рассеивающих сред [1], а также форма разложения (7) и

свойство инвариантности (12) антисимметричного оператора позволяют обоснованно предполагать наличие в природе абсолютно невзаимного отражателя. Такой отражатель должен обладать уникальными свойствами обратного рассеяния. При его облучении волной произвольной поляризации отраженная волна всегда ортогональна падающей. Это обуславливает "невидимость" такого отражателя для однопозиционных одноканальных РЛС, использующих взаимную антенну (т.е. антенну с одинаковыми поляризационными свойствами на излучение и прием). Формулируя в общепринятых терминах радиолокационной поляриметрии, можно сказать, что волнами нулевых поляризаций абсолютно невзаимного отражателя являются все возможные полностью поляризованные волны.

Из результатов работы [10] следует, что несимметрия ОМР обусловлена только невзаимными свойствами среды. Этот факт позволяет выделить класс сред, пригодных для реализации абсолютно невзаимного отражателя. Известно, что замагниченный (пара)ферромагнетик обладает невзаимными свойствами пропускания электромагнитных волн. Рассмотрим ситуацию, когда отражатель образует планарная среда, схематично изображенная на рис.1, где N — слой слабо поглощающего продольно намагниченного феррита, M — идеально проводящий экран.

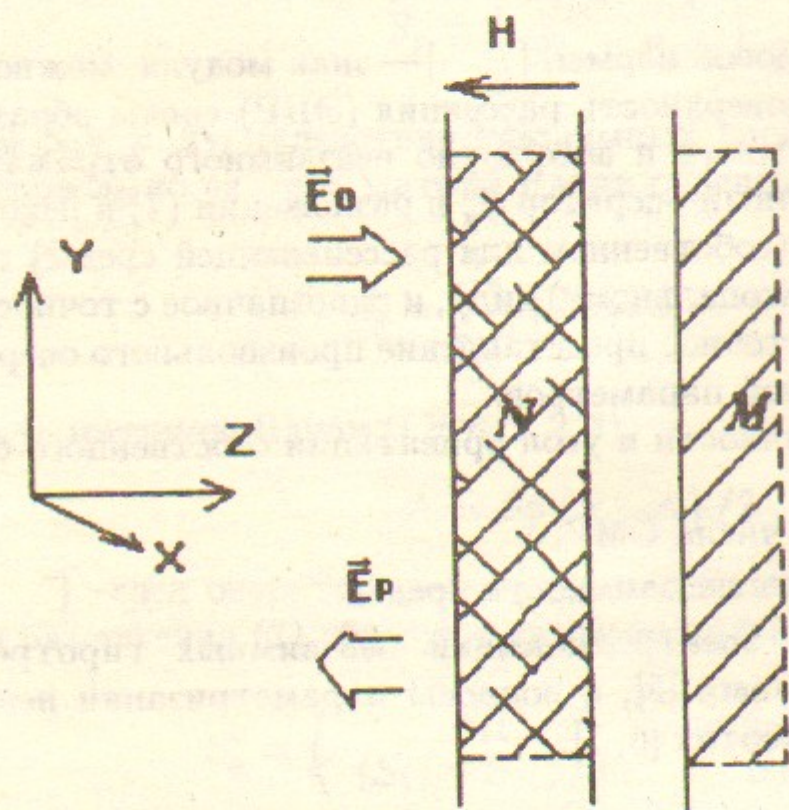


Рис. 1.

Взаимосвязь между падающим \vec{e}_0 и отраженным \vec{e}_p полями устанавливается соотношением

$$\vec{e}_p = N_{обр} \cdot N \cdot \vec{e}_0 \quad (14)$$

где N — оператор "пропускания" ферритового слоя при движении волны поля слева-направо, $N_{обр}$ — при движении волны справа-налево. В выражении (14) векторы \vec{e}_0, \vec{e}_p записаны в одной и той-же системе координат XOY, правосторонней по отношению к волне \vec{e}_0 . Мы не учитываем отражения от границы ферритового слоя, поскольку на практике выбор геометрии объема, занимаемого ферритом, позволяет свести обратное отражение от границы раздела практически к нулю. Вопросы поляризации излучения, отраженного от передней границы, а также изменение эллиптичности излучения, прошедшего слой и отраженного назад, детально рассмотрены в [5] с учетом потерь (т.е. комплексности тензора μ_{ij})

Анализ вращения плоскости поляризации сантиметровых волн в продольно намагниченной ферритовой шайбе был проведен в работе [7], а наиболее детальное описание электродинамики намагниченного феррита дано в монографиях [5, 8].

Как хорошо известно, замагниченная однородная (и изотропная в отсутствии внешнего магнитного поля) гиротропная среда описывается тензором магнитной (диэлектрической) проницаемости:

$$\mu_{ij} = \begin{pmatrix} \mu & +i\mu_a & 0 \\ -i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu \end{pmatrix} \quad (15)$$

$$\epsilon_{ij} = \begin{pmatrix} \epsilon & +i\epsilon_a & 0 \\ -i\epsilon_a & \epsilon & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon \end{pmatrix} \quad (16)$$

Случай $\mu \neq 0, \epsilon \simeq 0$ соответствует замагниченному ферромагнетик. Случай $\mu \simeq 0, \epsilon \neq 0$ — замагниченной плазме [9]

Для продольно намагниченной среды дисперсионное соотношение имеет вид [5]:

$$k^2 = k_0^2(\epsilon \pm \epsilon_a)(\mu \pm \mu_a) \quad (17)$$

где знак + используется для правого, а знак — — для левого вращения э.м. волны относительно направления, заданного вектором намагниченности (внешнего магнитного поля). Очевидно, наиболее примечательное свойство замагниченного феррита, обусловленное его невзаимностью, состоит в том, что при обратном прохождении волны ее плоскость поляризации поворачивается в ту же сторону, что и при прямом прохождении и

на тот же угол. Для ненулевой напряженности магнитного поля оператор N , описывающий преобразование электромагнитной волны, в декартовом поляризационном базисе имеет вид:

$$N = \begin{pmatrix} \cos \alpha & +\sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \quad (18)$$

и ферритовый слой осуществляет поворот плоскости поляризации проходящей через него волны на угол α , не изменяя параметров эллиптичности волны.

Угол α — функция напряженности магнитного поля H . Для малых значений значений H , когда намагниченность феррита далека от насыщения и, тем более, когда $H < H_{res}$ величины поля, соответствующего продольному ферромагнитному резонансу, α пропорциональна величине M (технической намагниченности феррита) и толщине ферритового слоя L :

$$\alpha \sim ML \quad (19)$$

Знак угла зависит от полярности магнитного поля.

Волны правой и левой круговых поляризаций проходят через феррит с разными фазовыми задержками. Так как мы не учитывали малое поглощение энергии волны в феррите, оператор $N_{обp}$ в выражении (14) идентичен оператору N и выражение (18) имеет вид:

$$\vec{e}_p = N \cdot N \cdot \vec{e}_0 = N^2 \cdot \vec{e}_0 \quad (20)$$

Заметим, что, если заменить (в геометрии рис.1) ферритовый слой на взаимную среду, описываемую оператором P , выражение (20) примет вид:

$$\vec{e}_p = \tilde{p} \cdot p \cdot \vec{e}_0$$

Это следует из теории линейных взаимных четырехполюсников, и оператор обратного рассеяния такой модели

$$S = \tilde{p} \cdot p$$

всегда симметричен. Для замагниченного феррита оператор обратного рассеяния всегда несимметричен

$$S = N^2 = \begin{pmatrix} \cos 2\alpha & \sin 2\alpha \\ -\sin 2\alpha & \cos 2\alpha \end{pmatrix} \quad (21)$$

и при некотором значении $H = H_0$, для которого $\alpha = \pi/4$, имеет вид антисимметричного оператора

$$S_0 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \quad (22)$$

В силу отмеченной выше инвариантности антисимметричного оператора относительно любых преобразований поляризационного базиса (в однопозиционном случае) исследуемая планарная среда при $H = H_0$ обладает уникальными свойствами обратного рассеяния электромагнитных волн: все виды поляризаций падающей волны являются для этой среды нулевыми.

С целью проверки данного утверждения было проведено экспериментальное моделирование однопозиционного радиолокационного канала, суть которого отражена на рис.2.

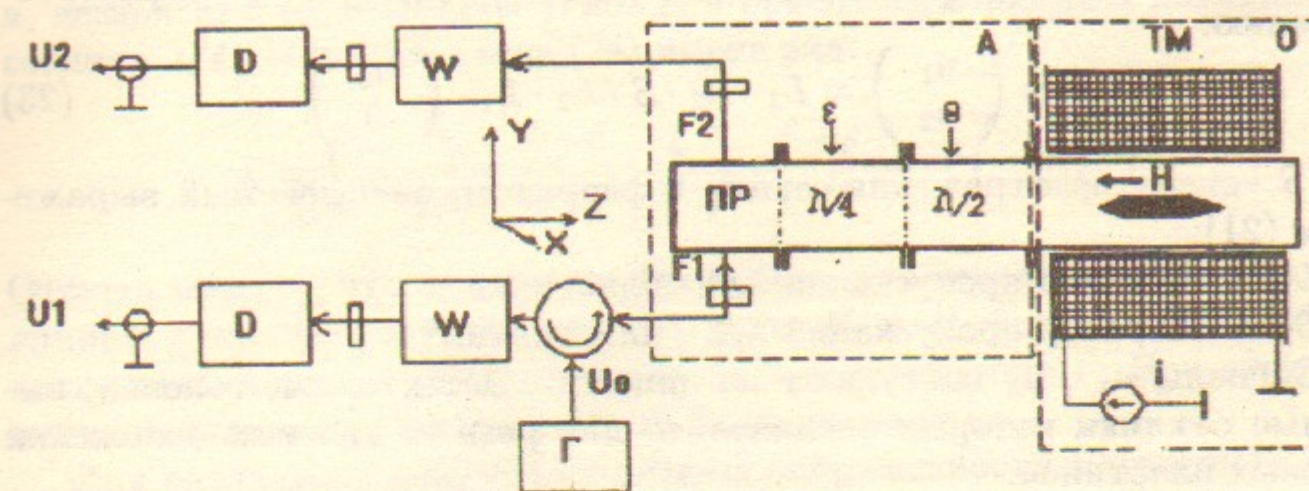


Рис. 2.

Экспериментальная установка включала в себя ферритовый стержень, размещенный в секции круглого волновода, закороченной с одной стороны. Соленоидальный электромагнит ТМ, на оси которого расположена секция с ферритом, позволял изменять степень намагниченности ферритового стержня в широких пределах. Две секции круглого волновода с размещенными в них фазовыми непоглощающими пластинками $\lambda/4$ и $\lambda/2$ соединены между собой и секцией, содержащей ферритовый стержень, с одной стороны, а также с круглым фланцем поляризационного расщепителя ПР с другой стороны при помощи вращающихся дроссельных сочленений. Это позволило оперативно менять ориентацию фазовых пластинок $\lambda/4$ и $\lambda/2$ путем поворота секции вокруг оси на угол ϵ для пластинки $\lambda/4$ и угол θ для пластинки $\lambda/2$. Поляризационный расщепитель ПР осуществляет разложение входной со стороны круглого фланца волны на две ортогональные, линейно-поляризованные компоненты. Вентили W служат для согласования детекторных головок D с выходами F1, F2 поляризационного расщепителя ПР.

Измерения проводились следующим образом. Высокочастотный сигнал u_0 с частотой 9,5 ГГц с выхода генератора Г (Г4-83) через циркулятор подавался на вход F1 поляризационного расщепителя ПР. При этом на входе секции $\lambda/4$ внутри круглого волновода возбуждается линейно поляризованная волна, плоскость поляризации которой ориентирована вдоль оси ОХ системы координат ХОУ (см. рис.2), образованной ортогональными осями плеч поляризационного расщепителя ПР. Волна проходит через все секции, отражается от закороченного конца последней и проходит все секции в обратном направлении. На выходах F1, F2 расщепителя ПР формируются сигналы u_1, u_2 , удовлетворяющие соотношению:

$$\vec{u} = \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \end{pmatrix} = \tilde{L}_1 \cdot \tilde{L}_2 \cdot S \cdot L_2 \cdot L_1 \cdot \begin{pmatrix} u_0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (23)$$

где S — оператор отражения секции с ферритом, описываемый выражением (21);

L_1 — оператор пропускания $\lambda/4$ - пластинки;

L_2 — оператор пропускания $\lambda/2$ - пластинки.

Сигналы u_1, u_2 поступают на линейные детекторные головки, выходные отклики которых оценивались для разных угловых положений фазовых пластинок.

Как видно из рис.2, часть (А) экспериментальной установки (выделено пунктиром) соответствует взаимной антенне однопозиционной РЛС, поляризационные свойства которой могут произвольным образом варьироваться путем задания углов ориентации ϵ, θ фазовых пластинок. Часть (О) установки соответствует исследуемому отражателю.

Из выражений (21), (22) следует, что для некоторого значения тока $i = i_0$, протекающего через обмотку электромагнита ТМ, оператор S в выражении (23) должен быть антисимметричен, а сигналы u_1, u_2 должны удовлетворять соотношению

$$\vec{u} = \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \end{pmatrix} = \tilde{L}_1 \cdot \tilde{L}_2 \cdot \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \cdot L_2 \cdot L_1 \cdot \begin{pmatrix} u_0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (24)$$

Поскольку фазовые пластинки имеют ортогональные собственные поляризации и вносят пренебрежимо малые потери в энергии проходящих через них волн, операторы L_1, L_2 для этих пластинок унитарны

$$L_2^\dagger \cdot L_2 = L_1^\dagger \cdot L_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

(† — знак эрмитового сопряжения)

и, следовательно, их произведение \mathcal{L} также унитарный оператор

$$\mathcal{L}^\dagger \cdot \mathcal{L} = (L_2 \cdot L_1)^\dagger \cdot (L_2 \cdot L_1) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (25)$$

Но, как было отмечено выше, для любых унитарных \mathcal{L} имеет место соотношение

$$\tilde{\mathcal{L}} \cdot \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \cdot \mathcal{L} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \quad (26)$$

и, независимо от величины углов ϵ, θ ориентации фазовых пластинок в секциях $\lambda/4, \lambda/2$, выражение (24) имеет вид:

$$\vec{u} = \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} u_0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -u_0 \end{pmatrix} \quad (27)$$

Отсюда следует, что амплитуда сигнала u_2 для некоторого значения величины напряженности магнитного поля $H = H_0$ всегда должна быть постоянной и равна амплитуде сигнала u_0 генератора Г. При этом амплитуда сигнала u_1 всегда должна быть равна нулю.

Для различных значений величины напряженности магнитного поля и различных величин углов ϵ, θ ориентации фазовых пластинок были рассчитаны зависимости амплитуд сигналов u_1, u_2 :

$$|u_1| = |(1; 0) \cdot \vec{u}| = |(1; 0) \cdot \tilde{L}_1 \tilde{L}_2 \cdot \begin{pmatrix} \cos 2\alpha & -\sin 2\alpha \\ \sin 2\alpha & \cos 2\alpha \end{pmatrix} \times \\ \times L_2 \cdot L_1 \cdot \begin{pmatrix} u_0 \\ 0 \end{pmatrix}| = |\cos 2\epsilon \cdot \cos 2\alpha| \quad (28)$$

$$|u_2| = |(0; 1) \cdot \vec{u}| = |(0; 1) \cdot \tilde{L}_1 \tilde{L}_2 \cdot \begin{pmatrix} \cos 2\alpha & -\sin 2\alpha \\ \sin 2\alpha & \cos 2\alpha \end{pmatrix} \times \\ \times L_2 \cdot L_1 \cdot \begin{pmatrix} u_0 \\ 0 \end{pmatrix}| = \sqrt{\sin^2 2\alpha + \sin^2 2\epsilon \cdot \cos^2 2\alpha}, \quad (29)$$

Операторы L_1, L_2 фазовых пластинок, в декартовом поляризационном базисе в системе координат ХОУ, совмещенной с осями плеч поляризационного расщепителя ПР, имеют вид:

$$L_1 = \begin{pmatrix} \cos^2 \epsilon + i \sin^2 \epsilon & 0.5 \sin 2\epsilon \cdot (1 - i) \\ 0.5 \sin 2\epsilon \cdot (1 - i) & \sin^2 \epsilon + i \cos^2 \epsilon \end{pmatrix} \quad (30)$$

$$L_2 = \begin{pmatrix} \cos 2\theta & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & -\cos 2\theta \end{pmatrix} \quad (31)$$

На рис.3 представлены рассчитанные зависимости амплитуд сигналов u_1, u_2 для разных значений поля намагничивания (номера кривых). Из выражений (28),(29) следует, что амплитуда сигналов u_1, u_2 не зависит от угла ориентации $\lambda/2$ -пластинки и определяется только двумя величинами α и ϵ . При значении $H = H_0$, сигнал u_1 равен нулю для всех возможных значений угла ϵ ориентации $\lambda/4$ -пластинки, при этом сигнал u_2 в ортогональном канале приема максимален и также не зависит от угла ϵ .

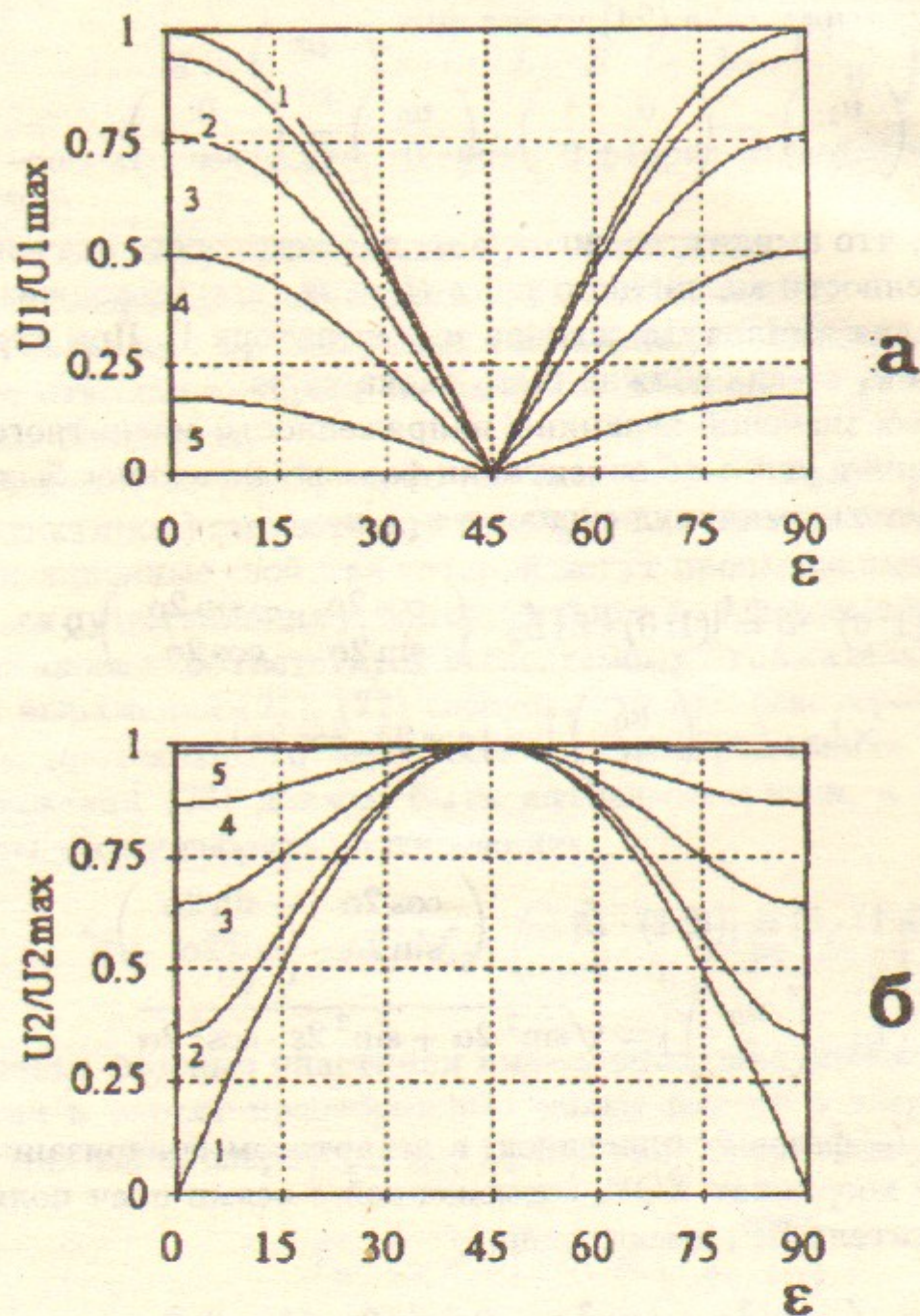


Рис. 3.

Экспериментальные зависимости амплитуд сигналов u_1, u_2 представлены на рис.4. Как видно, характер поведения кривых почти идентичен рис.3.

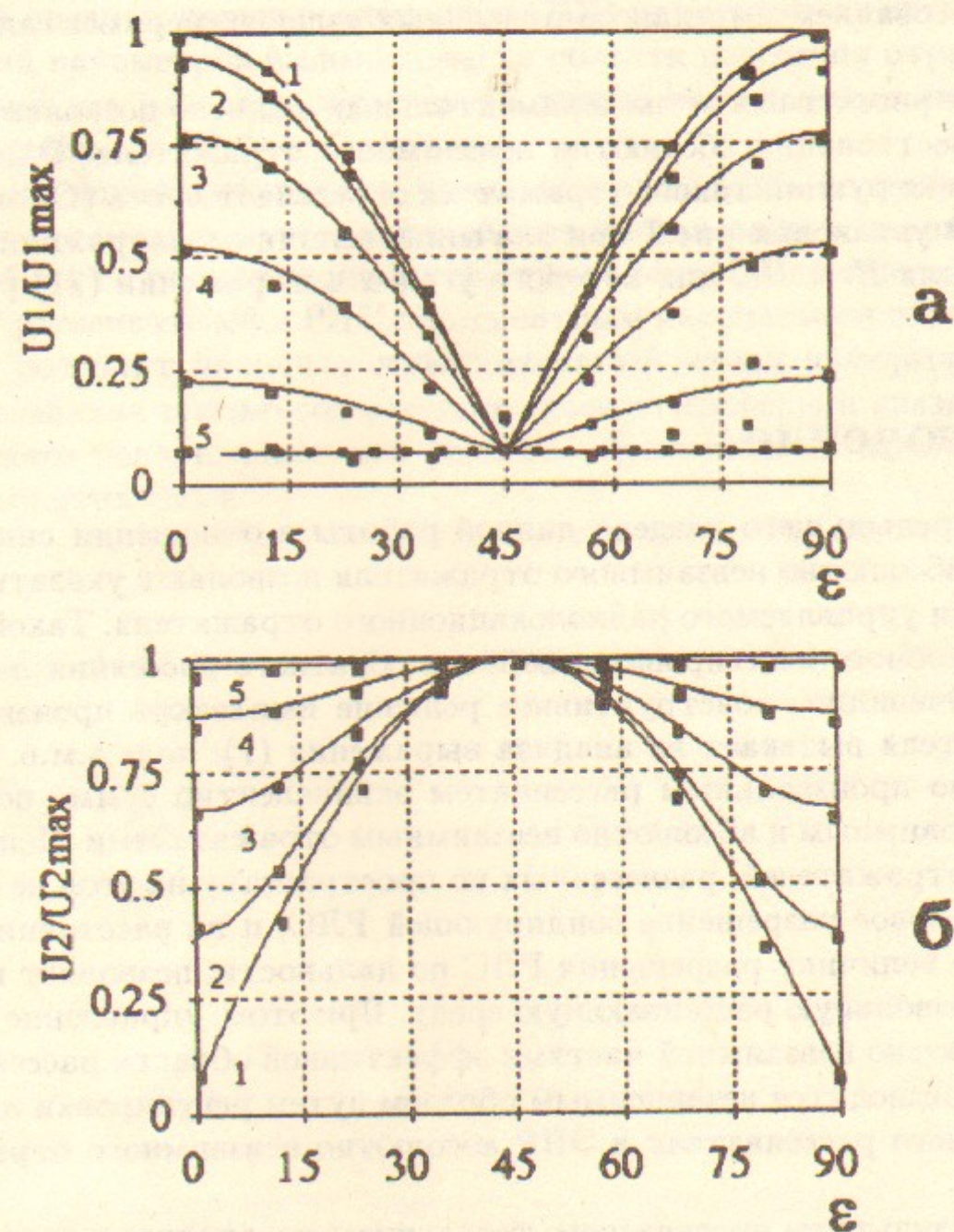


Рис. 4.

Наиболее заметное отличие в точке подавления сигнала u_1 объясняется неидеальным согласованием импедансов волноводных секций, паразитными отражениями от ребер фазовых пластинок и ферритового стержня. При этом, нескомпенсированный остаток сигнала u_1 (по амплитуде) составляет, как это следует из рис.4, величину менее минус 20db по отношению к его максимальному уровню, который наблюдается

при $H = 0$ и $\varepsilon = 0$. При изменении угла $\lambda/2$ -пластинки значения u_1, u_2 претерпевали небольшую модуляцию, не превышающую 8% от абсолютных значений в каждой точке кривых. Паразитная модуляция сигналов, возникающая при вращении $\lambda/2$ -пластинки, также объясняется неидеальным согласованием импедансов отдельных узлов экспериментальной установки.

Сравнение расчетных и экспериментальных данных позволяет говорить о существовании абсолютно невзаимного отражателя. Одну из возможных конструкций такого отражателя определяет часть (О) экспериментальной установки рис.2 при значении величины напряженности магнитного поля $H = H_0$, для которого угол α в выражении (21) равен 45° .

4. Заключение

Результаты предыдущего раздела данной работы в отношении синтеза конструкции абсолютно невзаимного отражателя позволяют указать метод реализации управляемого радиолокационного отражателя. Такой отражатель способен имитировать свойства обратного рассеяния любой среды [11]. Очевидное конструктивное решение имитатора произвольного рассеивателя вытекает из анализа выражения (7): поле э.м.в. рассеяной обратно произвольным рассеивателем эквивалентно сумме полей, отраженных взаимным и абсолютно невзаимным отражателями. Использование двух отражателей, разнесенных по пространству на угол не превышающий угловое разрешение зондирующей РЛС, и на расстояние не превышающее величину разрешения РЛС по дальности, позволяет имитировать произвольную рассеивающую среду. При этом, управление взаимной и абсолютно невзаимной частями эффективной области рассеяния имитатора производится независимым образом путем регулировки параметров взаимного рассеивателя и ЭПР абсолютно невзаимного отражателя.

В целом, результаты проведенного теоретического анализа и экспериментального моделирования абсолютно невзаимного отражателя доказывают техническую возможность дистанционного обнаружения зон осматриваемого РЛС пространства (земной поверхности), в которых присутствует магнитное поле и (пара)ферромагнетики. Дальнейшие исследования будут связаны, прежде всего, с разработкой когерентного радиолокатора, позволяющего производить корректную оценку ОМР рассеивателей в условиях временной и частотной изменчивости их поляризационных свойств. Необходимо уяснить требуемую точность оценки ОМР, при

которой получаемая информация о невзаимности свойств рассеяния будет практически значимой. Можно ожидать, что чувствительность РЛС, производящей оценку ОМР рассеивателя к его параметрам невзаимности, потенциально будет достаточно высока, т.к. факт отличия от нуля разности внедиагональных элементов ОМР не зависит от временных флуктуаций параметров взаимной части области рассеяния отражателей, поскольку эта разность обусловлена только невзаимными свойствами отражателей.

Полученные результаты позволяют расширить возможности пассивных радиомаяков путем кодирования информации в параметрах невзаимной части радиолокационного отражателя. Внедрение методов оценки ОМР рассеивателей в РЛС с когерентным накоплением отраженного сигнала позволит получить дополнительный канал информации в задаче исследования плазмо-содержащих слоев атмосферы и связанных с ними эффектов поляризационного фединга, обусловленных невзаимными свойствами этих слоев.

Список литературы

- [1] *Boerner W.M., Jamaguchi Y.* A State-of-the-Art Review in Radar Polarimetry and its Applications in Remote Sensing. IEEE Aerosp. and Electron. Syst. Mag., No.5 (1990) 3.
- [2] *Vorob'ev P.V., Kolokolov I.V., Vogel V.F.* Particle. World, 1 No.6 (1990) 163;
Воробьев П.В., Колоколов И.В., Фогель В.Ф. Письма в ЖЭТФ, 50 (1989) 58;
Воробьев П.В., Кахидзе А.И., Колоколов И.В. Ядерная Физика, 58 (1995) 1032.
- [3] *Канарейкин Д.Б., Павлов Н.Ф., Потехин В.А.* Поляризация радиолокационных сигналов. М.: Сов. радио, 1966, с.440.
- [4] *Богородский В.В., Канарейкин Д.Б., Козлов А.И.* Поляризация рассеянного и собственного радиоизлучения земных покровов. Л.: Гидрометеиздат, 1981, с.279.
- [5] *Гуревич А.Г.* Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: "Наука", 1973.
- [6] *Хлусов В.А.* Параметризация матрицы обратного рассеяния невзаимных сред. – Оптика атмосферы и океана, 8 (1995) 1441.
- [7] *Поливанов К.М., Колли Я.Н., Хасина М.Б.* Изв. АН СССР, Сер.Физ., ХУІІІ (1954) 350.
- [8] *Гуревич А.Г.* Ферриты на сверхвысоких частотах. М.: "Ф-М", 1960.
- [9] *Сула Г, Уокер Л.* Вопросы волноводного распространения электромагнитных волн в гиротропных средах, ИЛ, 1955.
- [10] *Хлусов В.А.* Преобразование поляризационного базиса в радиолокационном канале. – Методы и средства дистанционного радиозондирования.: Сб. научных трудов МГТУ ГА, Москва, 1995.
- [11] *Хлусов В.А. и др.* А.с. No.1821855, МКИ H01Q 15/18.

В.А. Хлусов, П.В. Воробьев

Модель обратного рассеяния электромагнитных волн частично-невзаимными средами

ИЯФ 95-106

Ответственный за выпуск С.Г. Попов
Работа поступила 27.12.1995 г.

Сдано в набор 27.12.1995 г.

Подписано в печать 28.12.1995 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1.1 печ.л., 0.9 уч.-изд.л.

Тираж 180 экз. Бесплатно. Заказ № 106

Обработано на IBM PC и отпечатано на
ротапринте ГНЦ РФ "ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН",
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.