Анализ полученных зависимостей показывает, что потери эффективности AAP слабо зависят от величины флуктуаций фазовых задержек помехи при прохождении входных цепей (рис. 1). Это позволяет снизить требования к дисперсионным свойствам характеристик передачи элементов этих цепей.

Потери эффективности AAP возрастают с увеличением дисперсии фазовых флуктуаций по фронту помехи в раскрыве апертуры AP (рис. 2). При этом оказывается. что коэффициент эффективности AAP с ростом уровня помехи достигает «насыщения» (рис 3). Увеличение числа адаптивно управляемых антенных элементов (увеличение размеров апертуры AP) приводит к повышению порога «насыщения» $K_{c/(\text{п}+\text{ш})(\text{п})}$

Наличие флуктуаций угла прихода помехи резко снижает степень ее подавления в AAP. Величина относительных потерь эффективности возрастает с увеличением дисперсии этих флуктуаций, а также с ростом уровня помехи (рис. 4) Для уменьшения потерь эффективности в этом случае необходимы адаптивное отслеживание данного вида флуктуаций и более точная стабилизация углового положения антенны.

ЛИТЕРАТУРА

1 Крейн Р. К.— ТИИЭР, 1977, 65, № 2, с. 5

2. Пространственно-временная обработка сигналов. / Под ред. Н. Я. Кремера — М.: Радио и связь, 1984.

3 Уидроу Б. и др. — ТИИЭР, 1967, 55, № 12, с. 78.

4 Родимов А. П., Поповский В. В., Попов А. С. — Радиотехника и электроника, 1983, 28, № 6, с. 1078.

Поступила в редакцию
27 марта 1984 г,
после доработки
22 августа 1984 г

УДК 535.132

ОТРАЖЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ НЕОДНОРОДНЫХ ВОЛН В ЕСТЕСТВЕННОМ ПОЛЯРИЗАЦИОННОМ БАЗИСЕ

К. Н. Бакиновский, А. И. Кириленко, А. Д. Титов

Неоднородными плоскими волнами моделируются объекты различной физической природы, и зачастую приходится рассматривать поведение таких волн на границах раздела сред [1–5]. При этом поляризация является важнейшей характеристикой, во многом определяющей практические применения [6, 7]. Однако закономерности изменения поляризации неоднородных волн к настоящему времени недостаточно хорошо изучены, что связано с более сложной их структурой по сравнению с однородными волнами. Известно, что формулы Френеля дают возможность описать закономерности преобразования поляризации при отражении однородных и неоднородных плоских волн, линейно поляризованных хотя бы по одному из векторов $\boldsymbol{E}$ или $\boldsymbol{H}$, причем ориентация этого вектора тесно связана с однозначно определяемой плоскостью падения. При переходе к неоднородным волнам в общем случае понятие плоскости падения теряет свою однозначность [8, 9], что приводит к ошибочному выводу о том, что только при компланарном падении неоднородной волны возможно разбиение поля на две независимые ортогональные s- и p (H- и E- или TE- и TM-)-поляризации [2] и, как следствие, описание отражения формулами Френеля. Этот частный вопрос рассмотрен в работе [10]. Однако причина ошибок, по-видимому, состоит в том, что до сих пор задача об отражении неоднородной волны при некомпланарном падении в произвольном поляризационном базисе не решалась, а следовательно, отсутствует общий взгляд на данную проблему.

Применительно к неоднородным волнам формулы Френеля описывают преобразование волн более сложной поляризации, эллиптической как по магнитному, так и по электрическому векторам, причем ориентация эллипса, описываемого вектором $\boldsymbol{E}$ (или $\boldsymbol{H}$) такова, что его плоскость параллельна границе раздела сред. Понятно, что в данном случае не только понятие плоскости падения теряет точный смысл, но также утрачивается простота и эффективность представления поля в виде суммы таких ортогональных поляризаций. Отражение волн произвольной поляризации можно описать с помощью 2×2 матриц отражения и прохождения, что широко используется в задачах об отражении от анизотропных сред [11] Однако в задачах такого рода, как правило, раскладывают поля на s- и p-компоненты, связанные с плоскостью падения, что ограничивает общность метода решения. В этой работе мы используем матричный метод решения, одинаково пригодный как для изотропных, так и анизотропных сред при компланарном и некомпланарном падении при разложении поля на две ортогональные в общем случае эллиптические поляризации.

Целью настоящей работы является изучение амплитудных соотношений при отражении и преломлении плоских неоднородных волн. Считается, что волна на границу раздела падает некомпланарно, причем поляризация ее задается независимым комплексным векторным параметром. Вначале устанавливается связь между амплитудами падающей, отраженной и преломленной волн в произвольном базисе, а затем результаты решения граничной задачи даются в физически выделенном, естественно связанном с неоднородной волной поляризационном базисе

Представим решение уравнений Максвелла в виде плоских неоднородных волн с комплексными амплитудами A_1 и A_2 [12]:

$$\boldsymbol{E} = A_1 [\boldsymbol{ue}] - A_2 [\boldsymbol{e} [\boldsymbol{ue}]], \quad \boldsymbol{H} = NA_1 [\boldsymbol{e} [\boldsymbol{ue}]] + NA_2 [\boldsymbol{ue}], \tag{1}$$

где фазовой множитель $\exp\{i[\omega t - kN(\boldsymbol{er})]\}$ опущен, $k=\omega/c$ — волновое число в вакууме, $\boldsymbol{e} = \boldsymbol{e}_1 + i\boldsymbol{e}_2$ $(\boldsymbol{e}^2 = 1)$ — комплексный вектор волновой нормали ($\boldsymbol{e}_1$ и $\boldsymbol{e}_2$ — векторы фазовой и амплитудной нормалей), $N = n - i\varkappa$ — комплексный показатель преломления, $\boldsymbol{u} = \boldsymbol{u}_1 + i\boldsymbol{u}_2$ — некоторый произвольный комплексный вектор. Векторы $[\boldsymbol{ue}]$ и $[\boldsymbol{e}[\boldsymbol{ue}]]$ задают ортогональный поляризационный базис. При фиксированном векторе $\boldsymbol{e}$ и изменяющемся векторе $\boldsymbol{u}$ поляризационный базис будет изменяться, поэтому $\boldsymbol{u}$ следует назвать базисным вектором. Поляризационный базис (1) достаточно общий и включает известные частные случаи. Если вектор $\boldsymbol{u}$ действительный и совпадает с нормалью $\boldsymbol{q}$ к границе раздела сред, а векторы $\boldsymbol{e}_1$, $\boldsymbol{e}_2$ и $\boldsymbol{q}$ компланарны, то (1) задает обычные s- и p-волны. Для решения задачи об отражении в произвольном ортогональном базисе воспользуемся общей схемой, результатами и обозначениями работы [12].

Соотношения (7) — (11) работы [12] по существу решают задачу об отражении. Основное их преимущество заключается в том, что в них не фигурирует вектор $\boldsymbol{u}$, т. е. они пригодны для любого поляризационного базиса. Так как они связывают тангенциальные компоненты падающей, отраженной и преломленной волн, то их достаточно также и для рассмотрения ряда других вопросов, например баланса энергии на границе раздела. Однако если на практике возникает вопрос о преобразовании поляризации, то такой информации недостаточно. Необходимо знать, как связаны между собой амплитуды соответствующих волн. Естественно, что в различных поляризационных базисах эта связь будет различной. Согласно (1), $E_\tau = \alpha A$, где A — матрица-столбец, составленная из амплитуд A_1 и A_2, а матрица α задает переход от амплитудного представления к представлению в тангенциальных компонентах (индекс τ) [12] Аналогичные выражения можно записать для отраженной и преломленной волн с матрицами перехода α^r и α'. Однако заметим, что эти волны не обязательно должны быть представлены в том же поляризационном базисе, что и падающая волна. Теперь, учитывая соотношение (4) из [12], легко выразить амплитуды $A^r_{1,2}$ и $A'_{1,2}$ через $A_{1,2}$:

$$A^r = P^r A, \quad A' = P'A, \quad P^r = (\alpha^r)^{-1} R\alpha, \quad P' = (\alpha')^{-1} D\alpha, \tag{2}$$

где P^r и P' — матрицы отражения и прохождения в амплитудном представлении, R и D даются формулами (9) в [12], а матрицы α^r и α' отличаются от α только волновыми векторами $\boldsymbol{e}$, которые надо брать для отраженной и преломленной волн соответственно. Поскольку в α^j входит поляризованный параметр $\boldsymbol{u}$, то конкретный вид матриц P^r и P' зависит от выбора поляризационного базиса.

Для построения поляризационного базиса и матриц перехода нам понадобились два непараллельных между собой вектора $\boldsymbol{e}$ и $\boldsymbol{u}$. Но для неоднородных волн сам вектор волновой нормали, будучи комплексным, задается двумя действительными векторами $\boldsymbol{e}_1$ и $\boldsymbol{e}_2$. Образуя дополнительно векторное произведение $[\boldsymbol{e}_1, \boldsymbol{e}_2]$, можно произвольный вектор разложить по этой тройке векторов (см. [8]). Такой базис следует считать естественным для неоднородных волн. Представление волн в этом базисе формально можно получить из (1), полагая $\boldsymbol{u} = -\boldsymbol{e}_2$ (или $\boldsymbol{u} = -i\boldsymbol{e}_1$). Введем следующие обозначения:

$$\begin{gathered}\boldsymbol{e}_1 = \operatorname{ch}\vartheta\, \boldsymbol{e}_{01}, \quad \boldsymbol{e}_2 = \operatorname{sh}\vartheta\, \boldsymbol{e}_{02}, \quad \boldsymbol{p} = -\operatorname{ch}\vartheta\, \boldsymbol{e}_{02} + i \operatorname{sh}\vartheta\, \boldsymbol{e}_{01}, \quad \boldsymbol{g} = [\boldsymbol{e}_{01} \boldsymbol{e}_{02}], \\ \boldsymbol{e}_{01} = \{\sin\alpha, 0, \cos\alpha\}, \quad \boldsymbol{e}_{02} = \{\cos\alpha\cos\eta, \sin\eta, -\sin\alpha\cos\eta\},\end{gathered} \tag{3}$$

где ϑ — параметр неоднородности, η — угол некомпланарности, α — угол падения [13]. Тогда в естественном базисе после сокращения на общий множитель $\operatorname{ch}\vartheta \operatorname{sh}\vartheta$ получим для падающей волны

$$\boldsymbol{E} = A_1\boldsymbol{g} - A_2\boldsymbol{p}, \quad \boldsymbol{H} = NA_1\boldsymbol{p} + NA_2\boldsymbol{g}, \quad \alpha = \begin{pmatrix} g_x & -p_x \\ g_y & -p_y \end{pmatrix}. \tag{4}$$

При переходе к компланарному случаю $\eta=0, \pi$ волна с индексом 1 переходит в s-волну, а волна с индексом 2 — в p-волну. Аналогичные выражения можно записать для отраженной и преломленной волн, но для этого нужно найти векторы $\boldsymbol{p}$ и $\boldsymbol{g}$

воспользовавшись законами отражения и преломления [13] для параметров α, ϑ и η. Полагая $\vartheta^r=\vartheta$, $\alpha^r=\pi-\alpha$, $\eta^r=\pi-\eta$, получим

$$g_x^r=-g_x,\quad g_y^r=-g_y,\quad g_z^r=g_z,\quad p_x^r=p_x,\quad p_y^r=p_y,\quad p_z^r=-p_z. \tag{5}$$

Если же выбрать законы отражения в виде $\vartheta^r=-\vartheta$, $\alpha^r=\pi-\alpha$, $\eta^r=\eta$, то в (5) поменяются знаки. Это явление хорошо известно и при отражении однородных волн: вектор $\boldsymbol{E}^r$ можно ориентировать относительно направления распространения отраженной волны двумя способами, что приводит к замене знака в формулах Френеля [8, 14].

Для построения базисных векторов $\boldsymbol{g}'$ и $\boldsymbol{p}'$ преломленной волны необходимо ввести азимутный угол β [13]. Тогда аналогично (3) получим

$$\begin{gathered}
g'_x=-\cos\eta'\sin\beta-\cos\alpha'\sin\eta'\cos\beta,\\
g'_y=\cos\eta\cos\beta-\cos\alpha'\sin\eta'\sin\beta,\\
g'_z=\sin\alpha'\sin\eta',\quad p'_x=\operatorname{ch}\vartheta'\,(\sin\eta'\sin\beta-\cos\alpha'\cos\eta'\cos\beta)+i\operatorname{sh}\vartheta'\sin\alpha'\cos\beta,\\
p'_y=-\operatorname{ch}\vartheta'\,(\sin\eta'\cos\beta+\cos\alpha'\cos\eta'\sin\beta)+i\operatorname{sh}\vartheta'\sin\alpha'\sin\beta,\\
p'_z=\operatorname{ch}\vartheta'\sin\alpha'\cos\eta'+i\operatorname{sh}\vartheta'\cos\alpha',
\end{gathered} \tag{6}$$

где параметры α', ϑ', η' и β выражаются через α, ϑ, η по формулам, данным в [13]. При $\beta=0$ выражения (6) переходят в соотношения для векторов $\boldsymbol{p}$ и $\boldsymbol{g}$ падающей волны.

Построив матрицы α^r и α' аналогично (4), по формулам (2) найдем матрицы отражения P_0^r и прохождения P_0' в естественном поляризационном базисе. Вводя обозначения

$$\Gamma_1=[\boldsymbol{g}\boldsymbol{g}']_z,\ \Gamma_2=[\boldsymbol{p}\boldsymbol{g}']_z,\ \Gamma_3=[\boldsymbol{p}'\boldsymbol{g}]_z,\ \Gamma_4=[\boldsymbol{p}'\boldsymbol{p}]_z,\ \Gamma_5=[\boldsymbol{p}\boldsymbol{g}]_z,\ \Gamma_6=[\boldsymbol{p}'\boldsymbol{g}']_z, \tag{7}$$

элементы этих матриц можно записать в явном виде:

$$\begin{gathered}
R_{11}=1-\frac{2N}{\Delta}\left[N\Gamma_5\Gamma_6-N_1\left(\Gamma_2^2+\Gamma_4^2\right)\right],\quad R_{12}=-R_{21}=\frac{2NN_1}{\Delta}(\Gamma_1\Gamma_2+\Gamma_3\Gamma_4),\\
R_{22}=1-\frac{2N_1}{\Delta}\left[N_1\Gamma_5\Gamma_6-N\left(\Gamma_2^2+\Gamma_4^2\right)\right],\\
D_{11}=\frac{2N\Gamma_5}{\Delta}(N_1\Gamma_2+N\Gamma_3),\quad D_{12}=\frac{2N\Gamma_5}{\Delta}(N_1\Gamma_1-N\Gamma_4),\\
D_{21}=\frac{2N\Gamma_5}{\Delta}(N_1\Gamma_4-N\Gamma_1),\quad D_{22}=\frac{2N\Gamma_5}{\Delta}(N\Gamma_2+N_1\Gamma_3),
\end{gathered} \tag{8}$$

где

$$\Delta=(N^2+N_1^2)\,\Gamma_5\Gamma_6-NN_1\left(\Gamma_1^2+\Gamma_2^2+\Gamma_3^2+\Gamma_4^2\right),$$

а N_1 — показатель преломления отражающей среды.

При переходе к компланарному падению недиагональные элементы матриц P_0^r и P_0' становятся нулевыми, а диагональные переходят в обычные формулы Френеля. Формулы (8), благодаря симметрии, более удобны для аналитического исследования, тогда как численные расчеты на ЭВМ, вероятно, удобнее проводить по общей схеме. Формулы (8) получены при достаточно общих предложениях и могут служить основой для решения широкого класса задач об отражении неоднородных волн. С помощью (7), вводя вектор нормали к границе раздела сред, формулы (8) можно записать в векторном виде. Анализ полученных общих соотношений все же представляется довольно громоздким и поэтому является самостоятельной задачей, требующей численных расчетов.

В заключение авторы выражают признательность А. П. Хапалюку за обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Агранович В. М. — УФН, 1975, 115, № 2, с. 199.
2. Gardiol F. — Mitteilungen AGEN, 1981, № 2, p. 41.
3. Бойко Б. Б., Лещенко В. Г., Петров Н. С. — ЖПС, 1979, 31, № 3, с. 487.
4. Винокуров Г. Н. — Опт. и спектр., 1983, 54, № 3, с. 517.

5. Лещенко В. Н., Петров Н С. — ЖПС, 1983, № 3, с. 468.
6. **Abeles F.** — Surface Science, 1976, **56**, p. 237.
7. Cowan J. J — Surface Plasmon Holography. — In: Optics in Four Dimension — 1980, N. Y., 1981, p. 515.
8. Федоров Ф. II. Оптика анизотропных сред. — Минск : АН БССР, 1958. — 380 с.
9. Кириленко А. И. Диссертация. — Минск: БГУ, 1980.
10. Кириленко А. И., Хапалюк А. П. — Вестник Белорусского ун-та. Сер. 1, 1980, № 1, с. 17.
11. Chen H. C. — Radio Sci., 1981, **16**, № 6, p. 1213.
12. Кириленко А. И., Хапалюк А. П. — ЖПС, 1977, **26**, № 3, с. 532.
13. Хапалюк А. П., Кириленко А. И — ЖПС, 1975, **23**, № 5, с. 893.
14. Соколов А. В. Оптические свойства металлов. — М : Физматгиз, 1961. — 464 с.

Научно-исследовательский институт
прикладных физических проблем
при Белорусском университете

Поступила в редакцию
29 октября 1984 г.,
в окончательном варианте
27 мая 1985 г.

УДК 621.317.37

СНЯТИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ВЫРОЖДЕНИЯ В ОТКРЫТЫХ РЕЗОНАТОРАХ С АСТИГМАТИЧЕСКИМИ ОТРАЖАТЕЛЯМИ

В. П. Андросов

Хорошо известно, что резонансной системой для субмиллиметрового и коротковолновой части миллиметрового диапазона длин волн является открытый резонатор (ОР). В зависимости от решаемой задачи он может быть образован плоскими, сферическими, цилиндрическими, а также астигматическими отражателями [1, 2]. Теория таких резонаторов, использующая методы волновой оптики, развита в настоящее время достаточно полно и изложена во многих монографиях по оптическим квантовым генераторам [3–5]. Однако эта теория позволяет описать с достаточной точностью лишь спектральные свойства ОР, а ответить на вопрос о реальной структуре электромагнитного поля в них она не может, предполагая эти поля линейно поляризованными. Результаты скалярной волновой теории, по всей видимости, можно считать правильными лишь в нулевом приближении. В действительности же электромагнитное поле в ОР распределено гораздо более сложным образом. Так, проведенный в работе [6] анализ структуры этого поля в резонаторе, образованном сферическими зеркалами, для низшего типа колебания TEM_{00q} показал, что учет в выражениях для компонент электромагнитного поля членов второго порядка малости порядка $(k^2w_0w(z))^{-1}$ ($k=2\pi/\lambda$, λ — длина волны в свободном пространстве, $w(z)$ — радиус пятна поля пучка при $z\geqslant 0$, $w_0=w(0)$, $z=0$ — плоскость симметрии резонатора) приводит к более сложной поляризационной структуре поля в ОР, чем линейная, и дает поправку к определяемой из скалярной волновой теории собственной частоте такого резонатора. Что же касается резонаторов, образованных цилиндрическими или астигматическими отражателями, то здесь методы волновой оптики не позволяют описать их свойства, учитывающие векторный характер электромагнитного поля, даже качественно. Считается, что и в таких резонаторах, подобно ОР со сферическими зеркалами, колебания поляризационно вырождены. Однако, как следует из теории симметрии, в этих резонаторах должно наблюдаться снятие поляризационного вырождения, т. е. возбуждаемые в таком резонаторе одинаковые колебания, основная поперечная компонента (называемая ниже поперечной компонентой) электрического вектора которых лежит соответственно в одной и в другой плоскостях кривизны астигматического или цилиндрического зеркала, описываются различными собственными функциями и имеют разные собственные частоты.

Изучение процессов, формирующих поляризационную структуру поля в астигматическом ОР, является целью данной работы. Оно будет проведено для низшего типа колебаний.

Воспользуемся результатами работы [7], в которой были изучены свойства ОР с изотропным диэлектрическим слоем с собственной функцией в виде эллиптического гауссова пучка в векторной форме. Положив в них толщину диэлектрического слоя $\Delta l=0$ или значение диэлектрической проницаемости $\varepsilon=1$, получим выражения для полей в астигматическом резонаторе в случае, когда поперечная компонента электрического вектора ориентирована вдоль оси $0Y$, а радиусы кривизны астигматического зеркала в плоскостях $X0Z$ и $Y0Z$ соответственно равны $R_x=R_1$ и $R_y=R_2$ (рис. 1). Эти выражения в настоящей работе не приводятся из-за громоздкости. Дисперсионное уравнение для этого случая имеет вид