

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПОНЯТИЯ ПОВЕРХНОСТНОГО ИМПЕДАНСА В ТЕОРИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

(Обзор)

М. А. Миллер, В. И. Таланов

Рассмотрены некоторые общие вопросы теории поверхностных электромагнитных волн, связанные с импедансным описанием направляющих свойств границ раздела. Предполагается, что в общем случае поверхностный импеданс может обладать пространственной дисперсией, т. е. зависеть от структуры определяемого им поля. Продемонстрирована плодотворность такого описания как для изучения свободных волн, так и для решения задач о возбуждении поверхностного поля различными (в том числе и дифракционными) источниками. В обзоре обсуждаются только работы, имеющие прямое отношение к использованию концепции поверхностного импеданса. Приведенная библиография тематически полнее — в ней даны ссылки почти на все основные работы по поверхностным электромагнитным волнам, опубликованные за последние годы.

ВВЕДЕНИЕ

Тематика обзора. Обилие работ по высокочастотным системам замедления и, в частности, системам, направляющим поверхностные волны, затрудняет написание умеренного по объему обзора, равномерно освещающего все направления и результаты исследования. Поэтому мы сочли возможным сконцентрировать содержание около некоторой группы вопросов, связанных с импедансным описанием направляющих свойств границ раздела сред*. Указанное сужение тематики оправдано еще и существованием ряда других обзоров (Цукер [19–21], Харвей [18], Нейман [11], Миллер, Таланов [9] и др. [7, 15–17]), где многие опущенные нами разделы освещены достаточно полно. Наконец, нам хотелось сохранить в обзоре логическую целостность и одновременно показать как при соответствующем обобщении понятия поверхностного импеданса можно подойти к рассмотрению разнообразных систем с единых позиций.

Классификация задач. Если руководствоваться практическим назначением тех или иных систем, то можно выделить несколько групп задач, в которых фигурируют поверхностные волны, направляемые границами раздела сред: 1) задачи о распространении волн в естественных условиях, например, вдоль границы земля—атмосфера, или вдоль области с достаточно резкими перепадами показателей преломления в атмосфере или ионосфере и т. д.; 2) задачи о передаче энергии на большие расстояния, в частности, с помощью так называемых однопроводных линий; 3) задачи о передаче энергии или трансформации поля в лабораторных масштабах, т. е. на небольших участках открытых (неэкранированных) или закрытых (экранированных) систем; 4) задачи о взаимодействии между различными поверхностными волнами, а также между поверхностными волнами и пучками движущихся

* Чтобы не перегружать списка литературы, мы используем библиографию, приведенную в обзоре Харвея [18], применяя в соответствующих ссылках двойную нумерацию (например, работа Эллиота [18 77]).

щихся заряженных частиц или движущейся квазинейтральной средой; 5) задачи об излучении электромагнитных волн и создании требуемого пространственного распределения поля с помощью так называемых антенн с поверхностными волнами.

Конечно, в различных применениях на передний план выдвигаются различные характеристики поверхностных электромагнитных полей. Однако и с этой точки зрения удается объединить задачи в несколько более или менее обособленных групп: 1) распространение „свободных“ поверхностных волн, 2) возбуждение заданными сторонними источниками, 3) преобразование поверхностных волн в пространственные и пространственных в поверхностные, т. е. диффракция и излучение электромагнитных волн в системах, допускающих существование поверхностных полей. Именно такой классификации мы и придерживаемся ниже.

1. СВОБОДНЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ [22—125, 18]

Поверхностный импеданс. Известно, что действие замкнутой граничной поверхности на формирование электромагнитного поля внутри объема может быть в конечном счете сведено к однородному соотношению, связывающему тангенциальные составляющие векторов поля на этой поверхности:

$$E_i = \sum_{k=1}^2 Z_{ik} [nH]_k, \quad (1.1)$$

где n —нормаль к поверхности (направленная в область поля), i, k —индексы, характеризующие ортогональные координатные направления на поверхности. Для декартовых координат, например, заменяя $1 \rightarrow x$, $2 \rightarrow y$, $n \rightarrow z$, получим:

$$\begin{aligned} E_x &= -Z_{xx}H_y + Z_{xy}H_x; \\ E_y &= -Z_{yx}H_y + Z_{yy}H_x. \end{aligned} \quad (1.2)$$

Тензор $Z_{ik} = R_{ik} + jX_{ik}$ в практической рационализированной системе единиц (которая используется в обзоре) имеет размерность импеданса; его называют тензором поверхностного импеданса, а поверхность, на которой выполнены условия (1.1) или (1.2),—импедансной.

Если соотношения (1.1) или (1.2) рассматривать как граничные условия для поля, сформулированные для замкнутой поверхности, охватывающей все источники, то необходимо дополнительно потребовать отсутствие потока энергии, втекающего в объем извне. Это заведомо выполняется* для чисто реактансных поверхностей:

$$Z_{ik} = -Z_{ki}^* \quad (1.3)$$

и для поглощающих поверхностей:

$$R_{11} > 0, \quad R_{22} > 0, \quad R_{11}R_{22} - (R_{12} + R_{21})^2/4 > 0. \quad (1.4)$$

Соотношения (1.3), (1.4) не отличаются от условий, ограничивающих значения компонент пассивных линейных четырехполюсников [13]. Эта аналогия естественно следует из граничных условий (1.1) или (1.2), так что импедансную границу можно трактовать как линейный трансформатор поляризации поля** . Однако не любая поверхность, выделен-

* Т. е. выполняется в каждой точке поверхности, а не только для потока в целом

** Следовательно, использование эквивалентных схем импедансной границы при различных вычислениях и интерпретации результатов столь же правомерно, сколь для любого линейного преобразования.

ная в уже сформированном поле, имеет импедансы, удовлетворяющие соотношениям (1.3) или (1.4): на некоторых участках вполне допустимо наличие отрицательных активных сопротивлений (энергия втекает в объем), что при решении первоначальной задачи о нахождении поля, удовлетворяющего условиям такого типа, может привести к неоднозначностям.

Сделаем, наконец, еще одно замечание, касающееся способов реализации соотношений (1.1), (1.2) на граничных поверхностях. В некоторых системах тензор Z_{ik} можно с известной точностью считать независимым от определяемого поля (такие импедансы мы будем называть сторонними), но в общем случае это, конечно, не так, и соотношения (1.1), (1.2) не являются краевыми условиями в обычном смысле. Ситуация сходна с имеющей место в средах с пространственной дисперсией, материальные константы которых сами зависят от определяемого ими поля [6]. Описание, основанное на введении поверхностного импеданса с пространственной дисперсией, обладает полезной универсальностью и в то же время не приводит к существенному усложнению, по крайней мере, в тех случаях, когда удается заранее установить некоторую полную систему «элементарных» полей и поставить ей в соответствие семейство поверхностных тензоров Z_{ik} . Так, при изучении поверхностных волн, направляемых плоской границей, целесообразно в качестве «элементарного» поля взять плоскую неоднородную волну, а для цилиндрических поверхностей—цилиндрическую неоднородную волну. Большая часть работ по поверхностным волнам посвящена изучению направляющих свойств именно таких поверхностей; поэтому на этих примерах удастся пояснить почти все основные результаты.

Волны, направляемые импедансной плоскостью. Использование импедансного описания позволяет решать задачи в два этапа: сначала устанавливаются характеристики волн, направляемых поверхностями с заданным импедансом, т. е. поверхностями, на которых соблюдается условие (1.1), а затем уже изучать различные способы обеспечения этого условия. Первая часть задачи для случая плоских направляющих систем была рассмотрена в [8, 43, 44]. Ниже мы воспроизведем некоторые результаты, обобщенные на системы с тензорами, не приводимыми к диагональному виду (например, с комплексными (вращающимися) главными осями, как это имеет место в гиротропных средах).

Введем декартовы координаты x, y, z , совмещая направляющую границу с координатной плоскостью $z=0$ и считая заданными на ней условия (1.2). Поле в изотропном полупространстве $z>0$, удовлетворяющее этим условиям, будем искать в виде суперпозиции полей поперечно-магнитного (ТМ) и поперечно-электрического (ТЕ) типа по отношению к z -направлению (направлению локализации). Выражения для компонент записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} E_z &= Ak_{\perp}^2 \varphi^{TM} e^{\mp ik_z z}; \\ (TM) \quad E_{\perp} &= \mp j A k_z \nabla \varphi^{TM} e^{\mp ik_z z}; \end{aligned} \quad (1.5)$$

$$H_{\perp} = -jA \frac{k}{Z_0} [z_0 \nabla \varphi^{TM}] e^{\mp ik_z z};$$

$$\begin{aligned} H_z &= Bk_{\perp}^2 \varphi^{TE} e^{\mp ik_z z}; \\ (TE) \quad H_{\perp} &= \mp j B k_z \nabla \varphi^{TE} e^{\mp ik_z z}; \\ E_{\perp} &= j B k Z_0 [z_0 \nabla \varphi^{TE}] e^{\mp ik_z z}. \end{aligned} \quad (1.6)$$

Здесь A и B —амплитуды, ε , μ —проницаемости верхнего ($z > 0$) полупространства, $Z_0 = \sqrt{\mu/\varepsilon}$, $k = \omega\sqrt{\varepsilon\mu}$, \mathbf{z}_0 —единичный вектор в z -направлении, индекс \perp относится к поперечным компонентам x , y .

Функции φ^{TM} и φ^{TE} удовлетворяют двумерному уравнению Гельмгольца:

$$\Delta_{\perp} \varphi \begin{pmatrix} TM \\ TE \end{pmatrix} + k_{\perp}^2 \varphi \begin{pmatrix} TM \\ TE \end{pmatrix} = 0, \quad (1.7)$$

решение которого мы будем представлять как набор плоских волн вида

$$e^{\pm(i k_x x \pm j k_y y)}, \quad (1.8)$$

причем

$$k^2 = k_{\perp}^2 + k_z^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2. \quad (1.9)$$

Подстановка (1.5) и (1.6) в (1.2) приводит к уравнению, связывающему волновые числа k_x , k_y , k_z с компонентами поверхностного импеданса Z_{ik} :

$$\begin{aligned} & (\tilde{\gamma}\alpha - \alpha Q_{xx} - \beta Q_{xy}) (\alpha - \beta\tilde{\gamma} Q_{yx} + \tilde{\gamma}\alpha Q_{yy}) + \\ & + (\beta + \beta\tilde{\gamma} Q_{xx} - \alpha\tilde{\gamma} Q_{xy}) (\tilde{\gamma}\beta - \alpha Q_{yx} - \beta Q_{yy}) = 0, \end{aligned} \quad (1.10)$$

которому можно придать также следующий вид:

$$\begin{aligned} & (1 + \tilde{\gamma}^2) \{ Q_{22} [\tilde{\gamma}^2 - 2M\tilde{\gamma} - N - \beta^2 (1 - N)] + \\ & + \tilde{\gamma} Q_{12} Q_{21} - \alpha\beta (Q_{12} + Q_{21}) \} = 0. \end{aligned} \quad (1.11)$$

Здесь введены такие обозначения:

$$\begin{aligned} Z_{ik} &= j Q_{ik} Z_0; \quad i, k \rightarrow 1, 2 \text{ или } xy; \\ 2M &= Q_{11} - 1/Q_{22}; \quad N = Q_{11}/Q_{22}; \\ k_x &= \alpha k; \quad k_y = \beta k; \quad k_z = \gamma k; \\ \tilde{k}_z &= j k_z = \tilde{\gamma} k. \end{aligned} \quad (1.12)$$

Основные свойства поверхностного поля. Как ясно непосредственно из (1.5) и (1.6), поле локализуется вблизи плоскости $z=0$ только при условии $\text{Re} \tilde{\gamma} k > 0$, так что если считать верхнее полупространство непоглощающим ($\text{Im} \varepsilon = \text{Im} \mu = 0$), то условие существования поверхностного поля сводится к неравенству*

$$\text{Re} \tilde{\gamma} = -\text{Im} \gamma > 0. \quad (1.13)$$

Отсюда сразу вытекает одно из важнейших свойств поверхностных волн с действительными постоянными распространения ($\text{Im} \alpha = \text{Im} \beta = 0$). Такие волны всегда являются медленными в том смысле, что их фазовые скорости v_{ϕ} не превышают скорости распространения волн соответствующей структуры (для двумерных волн—просто скорости света $c = 1/\sqrt{\varepsilon\mu}$) в верхнем полупространстве. Действительно, при $\tilde{\gamma}^2 > 0$

* Построение поверхностной волны в поглощающей среде ($\text{Im} \varepsilon \neq 0$ или $\text{Im} \mu \neq 0$) не представляет принципиального интереса, так как локализация поля фактически всегда обеспечивается за счет поглощения. Пусть, например, $\varepsilon = \varepsilon_d - j\varepsilon_m$ ($\varepsilon_m \ll \varepsilon_d$); тогда даже при чисто мнимых корнях (1.11) $\tilde{\gamma} = j|\gamma|$ поле окажется прижатом к поверхности $z=0$:

$$\text{Re} \tilde{\gamma} k = \frac{1}{2} \omega \sqrt{\varepsilon_d \mu} |\gamma| \varepsilon_m / \varepsilon_d$$

$$v_\phi = \omega/k \sqrt{\alpha^2 + \beta^2} = 1/\sqrt{\epsilon\mu} \sqrt{1 + \tilde{\gamma}^2} < 1/\sqrt{\epsilon\mu}. \quad (1.14)$$

Изучение других свойств решений системы (1.10), (1.11) мы проведем на примере двумерной поверхностной волны, положив в (1.10), (1.11) $\beta=0$, что, разумеется, не ограничивает общности рассмотрения, так как оси тензора Z_{ik} остаются произвольно ориентированными по отношению к направлению распространения волны. Отбрасывая несущественное при изучении локализованных полей решение $\tilde{\gamma}^2 = -1$, из (1.11) получаем:

$$\tilde{\gamma}_\pm = \tilde{M} \pm \sqrt{\tilde{M}^2 + N}, \quad (1.15)$$

где

$$\tilde{M} = M - Q_{12}Q_{21}/2Q_{22} = Q_{22}^{-1} (Q_{11}Q_{22} - 1 - Q_{12}Q_{21}). \quad (1.16)$$

Пусть параметры \tilde{M} и N являются чисто действительными, что всегда имеет место, например, для реактансных границ (1.3). В этом случае сравнительно просто проводится классификация всех возможностей формирования поверхностного поля. На рис. 1 показано соответствующее разбиение плоскости этих параметров \tilde{M}, N на пять различных областей.

Условие (1.13) удовлетворяется в первых трех (на рисунке заштрихованных) областях. В области I ($N > 0$) имеется только один положительный корень ($\tilde{\gamma}_+ > 0, \tilde{\gamma}_- < 0$) и, следовательно, здесь может существовать поверхностная волна только одного типа. Пунктирной линией отмечен случай одинаковых диагональных реактансов ($N=1, Q_{11} = Q_{22} = Q$). При отсутствии анизотропии, тензор Z_{ik} приводится к диагональному виду: $Z_{ik} = jQ\delta_{ik}$. Для такой изотропной границы уравнение (1.15) дает:

$$\tilde{\gamma}_+ = Q, \quad \tilde{\gamma}_- = -1/Q. \quad (1.17)$$

Эти хорошо известные решения относятся к раздельно существующим *TM*- и *TE*-волнам, так что первые направляются границами с индуктивным поверхностным реактансом ($Q > 0$), а вторые — границами с емкостным реактансом ($Q < 0$). В области II ($\tilde{M}^2 > -N, N < 0, \tilde{M} > 0$) допустимо одновременное существование двух распространяющихся волн ($\gamma_+ > 0, \gamma_- < 0$). Наконец, третья область ($\tilde{M}^2 < -N, N < 0, \tilde{M} > 0$) соответствует наличию двух комплексных корней с положительными реальными частями. Легко проверить, что с такими волнами, имеющими комплексные (несмотря на то, что они направляются чисто реактансными границами) постоянные распространения, не связан перенос

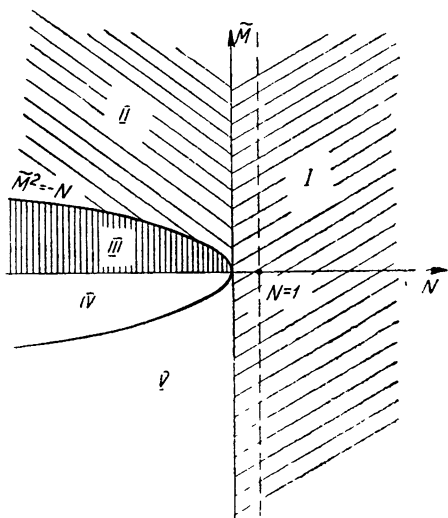


Рис 1.

энергии. Это—своеобразное поверхностное поле, локализованное внутри некоторого импедансного угла ($x = \text{const}$, $z=0$)*.

Четвертая и пятая области соответствуют пространственным нелокализованным полям, причем в области IV ($\tilde{M} < -N$, $N < 0$, $\tilde{M} < 0$) оба корня уравнения (1.15) комплексны, а в области V ($\tilde{M} > -N$, $N < 0$, $\tilde{M} < 0$) действительны и отрицательны. Несмотря на то, что эти волны (а также волны, определяемые граничными значениями параметров $\text{Re } \tilde{\gamma} = 0$, $\text{Im } \tilde{\gamma} \neq 0$)** не удовлетворяют условиям (1.13) и, строго говоря, не реализуются в бесконечных системах, все же при рассмотрении пространственно ограниченных систем (или просто при изучении полей в конечных областях пространства) их можно привлечь для аппроксимации истинного распределения поля. Простейшим примером является импедансная плоскость с диэлектрическим покрытием, внутри которого всегда существуют осциллирующие по z решения. В ограниченных (по x или y) устройствах это могут быть даже быстрые волны, частично излучающие электромагнитную энергию в окружающее пространство. Поэтому такие волны называют „волнами с утечкой“ или „вытекающими,“ волнами (leaky wave [204, 206]).

Аналогичным путем анализируются и более сложные случаи формирования поверхностных полей вблизи границ с комплексными импедансами. Например, для двухмерной TM -волны над изотропной плоскостью с комплексным импедансом $Z_{xx} = Z_{yy} = jZ_0 Q_d (1 - jQ_m/Q_d)$, обладающим небольшой активной составляющей ($Q_m/Q_d \ll 1$), из (1.17) и (1.11) находим:

$$\begin{aligned} \tilde{\gamma} &= Q_d - jQ_m; \\ \alpha &= \alpha_d (1 - jQ_d Q_m \alpha_d^{-2}), \end{aligned} \quad (1.18)$$

где $\alpha_d = \sqrt{1 + Q_d^2}$. Предполагая $Q_d > 0$, $Q_m > 0$, получим экспоненциально затухающую вдоль направления распространения волну $e^{-j\alpha_d x - \alpha_m x}$, $\alpha_m = \text{Im } \alpha = Q_d Q_m (1 + Q_d^2)^{-1/2}$. Если же вместо поглощения допустить наличие конечного потока энергии, втекающего из-под поверхности в верхнее полупространство, т. е. положить $Q_m < 0$, то решение становится экспоненциально нарастающим, причем как в первом, так и во втором случае соответствующие поверхностные волны могут быть и быстрыми, и медленными***.

Заметим, наконец, что хотя формально все приведенные выше рассуждения относились к системам с заданным извне (сторонним) поверхностным импедансом, фактически они сохраняют силу и при наличии пространственной дисперсии Z_{ik} . Однако анализ дисперсионных уравнений (1.10), (1.11) и (1.15) в общем виде усложняется тем, что входящие в них величины Q_{ik} , M , N сами являются функциями компо-

* Такие волны с комплексными постоянными распространения, как это было замечено А. В. Гапоновым, характерны для любых связанных линий передачи (см, например, [33]), если в одной из них парциальная, (невозмущенная) волна прямая (фазовая и групповая скорости совпадают по направлению), а в другой—обратная (фазовая и групповая скорости противоположны). При определенных условиях происходит компенсация потоков энергии и нормальные волны в связанных линиях становятся нераспространяющимися

** К которым, кстати, относится также и опущенное выше решение $\tilde{\gamma}^2 - 1 = 0$.

*** Подразумевается значение фазовой скорости распространения в направлениях x , y .

нент волновых векторов $\vec{k}_x, \vec{k}_y, \vec{k}_z^*$. В результате на плоскости параметров \tilde{M}, \tilde{N} выделяется семейство кривых $\tilde{\gamma} = \text{const}$, распределение которых по областям I—V позволяет судить о возможностях формирования поверхностного поля и отыскивать критические значения параметров, соответствующих переходам из одной области в другую.

Поверхностные импедансы плоских границ. Ниже мы приводим выражения для поверхностных импедансов некоторых употребительных направляющих систем, отсылая читателей к оригинальным работам в тех случаях, когда возникнет необходимость ознакомления с конкретными дисперсионными характеристиками.

Речь будет идти фактически о „входном импедансе“ плоскопараллельной структуры с проницаемостями, зависящими от координаты z . При этом, конечно, имеется произвол в выборе той поверхности, которую следует считать направляющей. Однако, если, начиная с некоторых $z=0$, среда становится однородной, естественно совместить плоскость $z=0$ с границей раздела однородного ($z>0$) и неоднородного ($z<0$) полупространств. Тогда выражения (1.5), (1.6), записанные для однородной среды, ограниченной импедансной плоскостью, могут быть использованы без каких-либо изменений и пересчетов.

Заметим предварительно, что для изотропных сред выгодно сначала раздельно вычислять импедансы для TM - и TE -волн (так как они оказываются скалярами), а затем уже проводить обобщение на волны произвольной структуры. Считая, что на плоскости $z=0$ тангенциальные составляющие векторов поля распределены в соответствии с (1.8), нетрудно выразить компоненты тензора Z_{ik} через эти скалярные импедансы Z^{TM} и Z^{TE} **:

$$\begin{aligned} Z_{xx} &= \frac{k_x k_y}{k_{\perp}^2} \left(\frac{k_x}{k_y} Z^{TM} + \frac{k_y}{k_x} Z^{TE} \right); \\ Z_{yy} &= \frac{k_x k_y}{k_{\perp}^2} \left(\frac{k_y}{k_x} Z^{TM} + \frac{k_x}{k_y} Z^{TE} \right); \\ Z_{xy} &= Z_{yx} = \frac{k_x k_y}{k_{\perp}^2} \left(Z^{TM} - Z^{TE} \right). \end{aligned} \quad (1.19)$$

Отсюда, между прочим, следует, что для изотропных границ ($Z^{TM} Z^{TE} = Z_{xx}^2, k_x^2 Z^{TE} = k_y^2 Z^{TM}$) должно соблюдаться равенство

$$Z_{xx} - \frac{k_x}{k_y} Z_{xy} = Z_{yy} - \frac{k_y}{k_x} Z_{yx}. \quad (1.20)$$

На рис. 2 показаны некоторые варианты плоских систем, допускающих (при определенных значениях параметров) локализацию электромагнитных полей вблизи границы $z=0$. Простейшей является система, изображенная на рис. 2а, — два однородных полупространства с различными проницаемостями. Представим поле в нижнем полупространстве в виде комбинации волн

$$e^{+jk_z^{(-)}z} = (jk_y^{(+)}y \pm jk_x^{(-)}x). \quad (1.21)$$

* Может оказаться также, что приведение тензора Z_{ik} к диагональному виду даже в негизотропных системах нецелесообразно из-за зависимости направления главных осей от структуры поля

** При выводе (1.19) принято во внимание, что для TM -волн из уравнения $\text{div } \mathbf{H} = 0$ следует $k_x H_x + k_y H_y = 0$ (соответственно для TE -волн $k_x E_x + k_y E_y = 0$).

Здесь в отличие от (1.8) все величины относятся к нижнему полупространству. Но если сразу же предусмотреть возможность непрерывного сшивания тангенциальных компонент поля на границе $z=0$, то нужно положить*

$$k_x^{(-)} = k_x^{(+)} = \alpha k^{(+)}, \quad k_y^{(-)} = k_y^{(+)} = \beta k^{(+)} \quad (1.22)$$

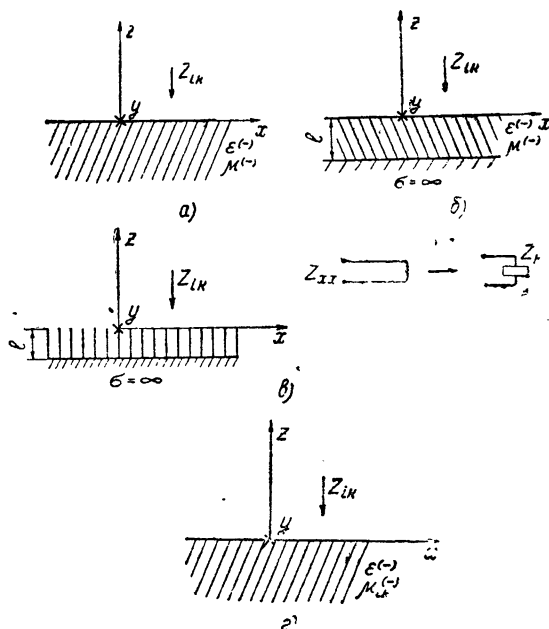


Рис. 2.

В то же время z -составляющую волнового числа (мы будем пользоваться также обозначениями $\tilde{k}_z^{(-)} = jk_z^{(-)}$) необходимо ограничить условиями излучения

$$\operatorname{Re} \tilde{k}_z^{(-)} = -\operatorname{Im} k_z^{(-)} > 0 \quad (1.23)$$

Тогда входной импеданс нижнего полупространства для волн вида (1.5) или (1.6) выразится следующими формулами**

$$Z^{TM} = Z_0^{(-)} k_z^{(-)} / k^{(-)} = k_z^{(-)} / \omega \varepsilon^{(-)}; \quad (1.24)$$

$$Z^{TE} = Z_0^{(-)} k^{(-)} / k_z^{(-)} = \omega \mu^{(-)} / k_z^{(-)}. \quad (1.25)$$

Подстановка (1.24) и (1.25) в (1.19) позволяет определить компоненты Z_{ik} для поля произвольного типа:

$$Z_{xx} = Z_0^{(-)} \frac{k_x^{(-)2} - k_z^{(-)2}}{-jk^{(-)} k_z^{(-)}}; \quad (1.26)$$

$$Z_{yy} = Z_0^{(-)} \frac{k_y^{(-)2} - k_z^{(-)2}}{-jk^{(-)} k_z^{(-)}};$$

* Там, где это необходимо, мы будем величины, относящиеся к верхнему полупространству, снабжать индексом «+», а величины из нижнего полупространства—индексом «-».

** Мы отыскиваем импеданс в сторону нижнего полупространства, поэтому в формулах (1.2) следует считать $n = -z_0$.

$$Z_{xy} = Z_{yx} = -Z_0 \frac{k_x^{(-)} k_y^{(-)}}{-jk^{(-)} k_z^{(-)}}.$$

При отсутствии поглощения ($\text{Im}\epsilon^{(-)}=0$) и при выполнении (1.23) импеданс Z^{TM} , как ясно из (1.24), имеет чисто индуктивный характер, только если

$$\epsilon^{(-)} < 0. \quad (1.27)$$

Если при этом еще выполняется неравенство $|\epsilon^{(-)}| > \epsilon^{(+)*}$, то условие локализации поля сверху (1.13) также может быть удовлетворено. Таким образом, поверхностная TM -волна может распространяться вдоль границы двух непоглощающихся сред, диэлектрические проницаемости которых имеют разные знаки^[38]. Аналогично обстоит дело и с волнами TE , но отрицательной должна быть магнитная проницаемость одной из сред. Эти утверждения физически просты: электромагнитные волны экспоненциально затухают в средах с отрицательными проницаемостями ($\epsilon < 0$ или $\mu < 0$, но не $\epsilon < 0$ и $\mu < 0$), и в то же время эти волны не излучают электромагнитную энергию в верхнее полупространство, так как их фазовые скорости не превышают скорости света в нем.

Поскольку экспоненциальное уменьшение амплитуд имеет место также и в средах с комплексными проницаемостями, то нетрудно построить поверхностное поле на границе раздела поглощающей и непоглощающей сред. Это — так называемая волна Ценнека^[18 291], с которой, собственно говоря, и началось изучение поверхностных волн в электромагнитных системах. В предельном случае очень больших значений проводимости ($\epsilon_m = \omega/\sigma \gg \epsilon_n$) и достаточно плавно (в масштабе $1/|k^{(-)}|$) изменяющихся полей ($\sqrt{\alpha^2 + \beta^2} \ll |k^{(-)}|/k^{(+)}$) величина поверхностного импеданса перестает зависеть от структуры поля:

$$Z_{xy} = Z_{yx} = 0; \quad (1.28)$$

$$Z_{xx} = Z_{yy} = Z^{TM} = Z^{TE} \simeq \sqrt{\frac{\mu^{(-)}}{\epsilon_m^{(+)}}} \frac{1+j}{\sqrt{2}},$$

и условие (1.1) становится сторонним красивым условием (условие Леонтовича).

Аналогичным путем рассматриваются и другие варианты систем с поверхностными волнами.

Для идеально проводящего листа, покрытого слоем диэлектрика (рис. 2б),

$$Z^{TM} = jZ_0^{(-)} \frac{k_z^{(-)}}{k^{(-)}} \text{tg} (k_z^{(-)} l); \quad (1.29)$$

$$Z^{TE} = jZ_0^{(-)} \frac{k^{(-)}}{k_z^{(-)}} \text{tg} (k_z^{(-)} l).$$

Компоненты тензора Z_{ik} получаются путем замены в (1.26)

$$Z_0^{(-)} \rightarrow Z_0^{(-)} \text{tg} (k_z^{(-)} l). \quad (1.30)$$

Очевидно, что такие системы даже при действительных положительных проницаемостях канализируют поверхностные волны различных

* Нетрудно проверить, что для постоянной распространения TM -волны при $\mu^{(+)} = \mu^{(-)}$ имеет место выражение $k_x = \omega \sqrt{\frac{\epsilon^{(+)} |\epsilon^{(-)}|}{|\epsilon^{(-)}| - \epsilon^{(+)}}}^{-1/2}$, откуда и следует требование $|\epsilon^{(-)}| > \epsilon^{(+)}$.

типов [18, 32]. В предельном случае больших проницаемостей $k^{(-)} = \omega^{(-)} \sqrt{\epsilon^{(-)} \mu^{(-)}} \gg k_z^{(-)}$ и значений оптической толщины диэлектрического покрытия $k_z^{(-)} l \ll 1$ импедансы (1.29) перестают обладать пространственной дисперсией ($k_z^{(-)} \simeq k^{(-)}$), что дает рецепт принципиальной реализации любого импедансного краевого условия*.

Для металлопластинчатой идеально проводящей системы (рис. 2в) в идеализации фиксированной структуры поля между пластинами (волна типа TE_{0n}) имеем:

$$\begin{aligned} Z_{xx} &= jZ_0^{(-)} \frac{k^{(-)}}{k_z^{(-)}} \operatorname{tg}(k_z^{(-)} l); \\ Z_{xy} &= Z_{yx} = Z_{yy} = 0. \end{aligned} \quad (1.31)$$

Это—предельный случай (расстояние между пластинами мало в сравнении с длиной волны) периодической гребенки конечных размеров, строгий расчет которой содержится, например, в работе Вайнштейна [31].

Магнитноанизотропное полупространство ($\epsilon^{(-)} \mu_{ik}^{(-)}$) (рис. 2г) обладает следующим входным импедансом:

$$Z_{xx} = Z^{TM} (1 + k_y^{(-)} T_y / k_z^{(-)} T_z); \quad (1.32)$$

$$Z_{yy} = Z^{TM} (1 + k_x^{(-)} T_x / k_z^{(-)} T_z);$$

$$Z_{xy} = -Z^{TM} k_y^{(-)} T_x / k_z^{(-)} T_z; \quad Z_{yx} = -Z^{TM} k_x^{(-)} T_y / k_z^{(-)} T_z,$$

где

$$Z^{TM} = k_y^{(-)} / \omega \epsilon^{(-)}, \quad T_k = \sum_k k_i^{(-)} \mu_{ik}^{(-)}. \quad (1.33)$$

Опираясь на эти выражения, можно, в частности, показать возможность построения поля, локализованного по обе стороны от границы вакуум—гиротропная среда. Случай двумерных волн ($\beta=0$), распространяющихся в направлении, перпендикулярном подмагничивающему полю ($H_0 \parallel y$), изучен в [34, 104]. Существуют области значений параметров, где такие поверхностные волны являются однонаправленными, но это, конечно, не приводит к термодинамическому парадоксу, так как наряду с поверхностным полем в этих областях допустимы пространственные поля, переносящие энергию в обратном направлении [72, 95].

Само собой разумеется, что все результаты, относящиеся к средам μ_{ik} , с помощью замены по принципу двойственности переносятся на среды ϵ_{ik} и могут быть использованы, например, при изучении волн, направляемых гиротропной плазмой [38].

Замечание о сторонних граничных условиях. Отметим еще раз, что мы называем граничные условия сторонними, если они одинаковы для поля любой структуры, т. е. не обладают пространственной дисперсией. Выше приводилось несколько примеров. Общий рецепт построения таких границ должен основываться на независимости локальной структуры поля в одной из сред от структуры поля в другой, т. е., по сути дела, от распределения возбуждающих источников. Разумеется, это может быть выполнено лишь в некотором приближении, в частности, в двух противоположных предельных случаях: в приближении геометрической оптики, когда локально поле имеет структуру плоских однородных волн, и в квазистатическом приближении, когда локальная

* В связи с этим интересно отметить, что нет необходимости в специальных обобщениях каких-либо электродинамических теорем на системы с импедансными границами, так как последние всегда могут быть реализованы нужным образом подобранным распределением ϵ, μ .

структура поля определяется электромагнитной геометрией системы. Примером сторонних условий первой группы является условие Леонтовича (1.28); при неограниченном увеличении проводимости оно вырождается в обычное условие на идеально проводящей границе $E_T = 0$, которое также принадлежит к категории сторонних ($Z_{ik} = 0$). Примером условий второй группы служат условия вида (1.29). И вообще всякий раз, когда поле плавно изменяется на протяжении характерных размеров границы и последнюю удастся разбить на участки с квазистатической структурой (эти участки по другую сторону могут быть нагружены любыми импедансами, см. рис. 2в), приближённое введение сторонних краевых условий оказывается допустимым. Любопытно отметить, что если система, формирующая сторонний импеданс границы, становится резонансной, то даже на участках, соизмеримых с длиной волны, структура поля в основном задается резонансным колебанием; однако это имеет место лишь в узком частотном диапазоне вблизи резонансных значений импеданса $Z = 0$ или $Z = \infty$.

Остановимся теперь еще на одном вопросе, связанном с преобразованиями сторонних граничных условий с одной поверхности на другую. Мы не будем проводить здесь эти преобразования в общем виде и поясним суть дела на простейшем примере пересчета условия $E_T = 0$ [22, 135]. Пусть оно выполнено на некоторой криволинейной поверхности $s_3 = -l$. Вводя криволинейную ортогональную систему координат ξ_1, ξ_2, ξ_3 и соответствующие метрические коэффициенты h_1, h_2, h_3 ($ds_i = h_i d\xi_i$), найдем соотношения между компонентами на поверхности $s_3 = 0$, лежащей вблизи исходной поверхности $s_3 = -l$. Разлагая в ряд по l и удерживая члены первого порядка малости, получим:

$$\begin{aligned}
 E_1(-l) &= E_1(0) - l \left. \frac{\partial E_1}{\partial s_3} \right|_{s_3=0} = E_1(0) - kl \times \\
 &\times \left(-jZ_0 H_2 + \frac{1}{h_3 k} \frac{\partial(h_3 E_3)}{\partial s_1} - E_1 \frac{1}{h_1 k} \frac{\partial h_1}{\partial s_3} \right); \quad (1.34) \\
 E_2(-l) &= E_2(0) - kl \left(jZ_0 H_1 + \frac{1}{h_3 k} \frac{\partial(h_3 E_3)}{\partial s_2} - E_2 \frac{1}{h_2 k} \frac{\partial h_2}{\partial s_3} \right).
 \end{aligned}$$

Приравнивая нулю $E_T(-l)$, находим приближенные (при $kl \ll 1$; $(l/h_i) \partial h_i / \partial s_j \ll 1$; $l \partial E_j / \partial s_i \ll E_i$) граничные условия на поверхности $s_3 = 0$, которые также можно рассматривать как сторонние, пригодные для поля любой (в пределах принятого приближения) структуры. Разложения (1.34) могут быть продолжены и дальше; поэтому импедансные граничные условия с пространственной дисперсией всегда, в принципе, допускают запись в форме сторонних условий, связывающих на границе как сами значения векторов поля, так и их производные высоких порядков. Обычно, правда, приходится ограничиваться лишь приближением (1.34), но и с его помощью удастся проанализировать некоторые интересные задачи, например, о волнах в многостержневых системах (Арманд [22]).

Системы с цилиндрическими границами. Несмотря на несколько иной формализм, применяемый при решении задач о поверхностных волнах, направляемых цилиндрическими границами, качественно результаты сходны с полученными выше для плоских границ. Здесь

* Аналогичные вычисления для многопроводных импедансных линий приведены в [24].

также можно действовать в два приема: сначала рассмотреть волны, направляемые цилиндром с заданным импедансом, а затем определять значения поверхностных импедансов для различных конкретных устройств. Мы ограничимся приведением лишь общего дисперсионного уравнения. Пусть на цилиндре $r=a$ заданы граничные условия вида (1.2), записанные в компонентах цилиндрических координат r, θ, x ($z \rightarrow r, x \rightarrow \theta, y \rightarrow x$):

$$\begin{aligned} E_\theta &= -Z_{\theta\theta} H_x + Z_{\theta x} H_\theta; \\ E_x &= -Z_{x\theta} H_x + Z_{xx} H_\theta. \end{aligned} \quad (1.35)$$

Представим поле в виде суперпозиции TM - и TE -волн по отношению к аксиальной x -координате и запишем x -составляющие полей в виде:

$$\begin{aligned} E_x &= AK_n(\tilde{k}_r, r) e^{-in\theta}; \\ H_x &= BK_n(\tilde{k}_r, r) e^{-in\theta}. \end{aligned} \quad (1.36)$$

Здесь K_n — функция Макдональда n -го порядка, а \tilde{k}_r — радиальное волновое число, связанное с постоянной распространения k_x соотношением

$$k_x^2 = k^2 + \tilde{k}_r^2 = k^2(1 + \tilde{\delta}^2) = \alpha^2 k^2. \quad (1.37)$$

Определяя из (1.36) другие компоненты и подставляя их в (1.35), получаем уравнение относительно $\tilde{k}_r = \delta k$ ($x \rightarrow 1, \theta \rightarrow 2$):

$$\begin{aligned} Q_{22} \left[N \tilde{\delta}^4 F_n^2 + 2M \tilde{\delta}^3 F_n + \tilde{\delta}^2 \left(\frac{n^2}{p^2} F_n^2 - 1 \right) + \frac{n^2}{p^2} F_n^2 \right] + \\ + \tilde{\delta}^2 \left[\frac{n \alpha}{p} F_n^2 (Q_{21} + Q_{12}) + Q_{12} Q_{21} \tilde{\delta} F_n \right] = C, \end{aligned} \quad (1.38)$$

где

$$\begin{aligned} Z_{ik} &= jQ_{ik} Z_0; \\ F_n &= K_n(\tilde{\delta} p) / K'_n(\tilde{\delta} p); \\ p &= ka; \quad 2M = Q_{11} - 1 / Q_{22}; \quad N = Q_1 / Q_2. \end{aligned} \quad (1.39)$$

Функции Макдональда при больших значениях аргументов ($\tilde{\delta} k r \gg n$) ведут себя следующим образом:

$$K_n(\tilde{\delta} k r) \sim \sqrt{\pi / 2 \tilde{\delta} k r} e^{-\tilde{\delta} k r}.$$

Поэтому условие локализации сводится к неравенству

$$\text{Re}(\tilde{\delta} k) > 0. \quad (1.40)$$

В силу (1.37) это условие более жесткое, чем (1.13); из него следует, что поверхностные волны, направляемые круговым цилиндром (или замкнутой цилиндрической поверхностью любой другой формы) имеют фазовую скорость, меньшую скорости света независимо от структуры поля в них.

Общее рассмотрение свойств решений уравнения (1.38) весьма сложно и, по-видимому, вплоть до настоящего времени не проведено.

Но существуют многие практически важные частные случаи, когда (1.38) анализируется без особого труда. Это, например, случай изотропной границы $Q_{11}=Q_{22}$, $Q_{12}=Q_{21}=0$ или анизотропной границы с главными осями вдоль θ - и x -направлений ($Q_{12}=Q_{21}=0$) или случай цилиндра большого радиуса и некоторые другие.

Поверхностные волны вдоль неоднородных границ. Естественным обобщением предыдущего является задача о поверхностных волнах, направляемых криволинейными границами с неоднородным импедансом. Различными путями можно подойти к построению решений таких задач. Во-первых, можно исходить из какого-либо уже сформированного поверхностного поля, отыскивая в нем значения компонент тензора импеданса на определенных поверхностях. Очевидно, что при обеспечении на этой поверхности такого же распределения импеданса может быть восстановлено поле первоначального вида. Во-вторых, можно, не предопределяя с самого начала структуры поля, находить ее, подбирая одновременно и форму поверхности, и соответствующие функции распределения импеданса. Наконец, в самом общем случае приходится, очевидно, решать задачу непосредственно, прибегая к помощи прямых строгих или приближенных методов.

Конструктивный подход. Приведем примеры, иллюстрирующие указанные выше возможности. Пусть исходной для построения поверхностного поля над импедансной плоскостью служит симметричная поверхностная волна, направляемая изотропным импедансным цилиндром (рис. 3). Найдем распределение поверхностного импеданса вдоль плоскости $x=0$, расположенной на расстоянии $r=r_0$ от оси цилиндра.

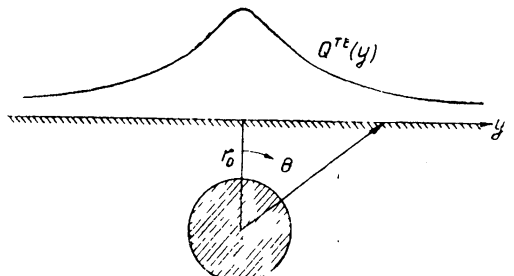


Рис. 3.

Учитывая (1.36) и (1.39), после несложных вычислений получим для случая симметричного исходного TM_0 -поля:

$$Q_{yy} = \infty; \quad Q_{xy} = Q_{yx} = 0; \quad (1.41)$$

$$Q_{xx} = \left(\alpha^2 / \tilde{\delta} \right) \sqrt{1 + y^2 / r_0^2} F_0 \left(\tilde{\delta} k r_0 \sqrt{1 + y^2 / r_0^2} \right)$$

и для исходного TE -поля:

$$Q_{xx} = 0; \quad Q_{ry} = Q_{yx} = 0; \quad (1.42)$$

$$Q_{yy} = \left(\tilde{\delta} / \alpha^2 \sqrt{1 + y^2 / r_0^2} \right) F_0^{-1} \left(\tilde{\delta} k r_0 \sqrt{1 + y^2 / r_0^2} \right).$$

Одна из характерных зависимостей распределения импеданса $Q^{TE} = Q_{yy}$ от y показана на рис. 3. Если считать, что импедансы (1.41) или (1.42) заданы извне, то, очевидно, соответствующая импедансная граница будет поддерживать локализованное поле данной структуры. Конечно, число подобных построений может быть как угодно увеличено.

Системы с разделяющимися переменными [8, 12, 56, 80]. Примером, иллюстрирующим вторую возможность, служит применение метода разделения переменных к расчету полей в системах с искривленными границами, обладающими одновременно и неоднородным поверхностным импедансом, в частности, к отысканию в таких системах волн,

аналогичных по ряду признаков поверхностным волнам в цилиндрических системах с однородным импедансом.

Пусть для простоты поле в некоторой области V , ограниченной поверхностью S , описывается одной скалярной функцией $u(\xi_1, \xi_2, \xi_3)$, удовлетворяющей волновому уравнению и краевому условию типа

$$\frac{\partial u}{\partial n} + kqu = 0 \Big|_S \quad (1.43)$$

на границе области S . Здесь $\partial/\partial n$ — производная по нормали к S . Условие (1.43) при известных предположениях относительно геометрии системы, зависимости поверхностного импеданса от координат и характера поля эквивалентно импедансному краевому условию. Определяемый поверхностным импедансом параметр q является функцией координат на поверхности S .

Пусть ξ_1, ξ_2, ξ_3 — система ортогональных криволинейных координат, в которых переменные в волновом уравнении разделяются, причем граница S совпадает с координатными поверхностями $\xi_i = \bar{\xi}_i$. Тогда, полагая $u = U_1(\xi_1)U_2(\xi_2)U_3(\xi_3)$ и считая, что функция q в (1.43) связана с параметром Ламе h_i , соответствующим координате ξ_i , соотношением

$$kq = q_i/h_i = \text{const}/h_i \Big|_{\xi_i = \bar{\xi}_i}, \quad (1.44)$$

мы можем граничное условие (1.43) привести к виду:

$$dU_i(\xi_i)/d\xi_i + kq_i U_i(\xi_i) = 0 \Big|_{\xi_i = \bar{\xi}_i}. \quad (1.45)$$

Соотношение (1.44) определяет зависимости импеданса от координат в различных ортогональных криволинейных системах, допускающих разделение переменных. Например, в случае распространения TM -волн внутри импедансного клина следует считать (в соответствии с (1.44)) импеданс граней меняющимся обратно пропорционально расстоянию от вершины. Интересно отметить, что здесь могут быть получены решения типа [56, 80]

$$H_z = H_{iq}^{(1,2)}(kr)e^{-\varphi} \quad (1.46)$$

(r, φ, z — цилиндрические координаты, $H_{iq}^{(1,2)}$ — функции Ханкеля), описывающие поля, экспоненциально убывающие по φ . При достаточно быстром убывании эти поля можно рассматривать как локализованные вблизи импедансных граней. По аналогии с плоскими поверхностными волнами, волны типа (1.46) можно назвать азимутально локализованными цилиндрическими поверхностными волнами. Как для тех, так и для других характерно экспоненциальное изменение амплитуды вдоль фронта волны*.

В общем случае задача о распространении волн между двумя поверхностями с неоднородным импедансом, определяемым соотношением (1.44), приводится к следующей задаче штурм-лиувиллевого типа:

$$M[U_i, \xi_i, \beta] = 0; \quad (1.47)$$

* Рассмотренная система представляет известный интерес с точки зрения некоторых приложений [203]. Так, например, применение в плоских антеннах поверхностных волн систем с импедансом, изменяющимся по закону r^{-1} , дает возможность не только улучшить параметры антенны, но, что не менее важно, в ряде случаев произвести расчет поверхностных антенн методом, аналогичным применяемому при расчете рупорных антенн.

$$\frac{\partial U_i}{\partial \xi_i} + q_1 U_i = 0 \Big|_{\xi = \bar{\xi}_i}, \quad \frac{\partial U_i}{\partial \xi_i} - q_2 U_i = 0 \Big|_{\xi = \bar{\bar{\xi}}_i}, \quad (1.48)$$

где $M[U_i, \xi_i, \beta]$ — линейный дифференциальный оператор второго порядка для функции $U(\xi_i)$, описывающей распределение поля вдоль координаты ξ_i в пространстве между поверхностями $\xi_i = \bar{\xi}_i$ и $\xi_i = \bar{\bar{\xi}}_i$, β — собственное значение.

Волнам типа (1.46) должны соответствовать неколеблющиеся решения уравнения (1.47). При определенных значениях параметров q_1 и q_2 такие решения, вообще говоря, имеются, по крайней мере, в определенном интервале изменения переменной ξ_i . Если удовлетворятся еще и условия

$$|U(\bar{\xi}_i)| \gg |U(\bar{\bar{\xi}}_i)| \quad \text{или} \quad |U(\bar{\xi}_i)| \ll |U(\bar{\bar{\xi}}_i)|, \quad (1.49)$$

то описываемые функцией $U(\xi_i)$ поля будут локализованы у соответствующих импедансных поверхностей*. Локализация поля сохранится в известной мере и в случае одиночной импедансной поверхности. Однако такое поле в общем случае не будет чисто поверхностным, так как в точках, достаточно удаленных от поверхности, функция $U(\xi_i)$ может стать колеблющейся, что соответствует наличию составляющей потока энергии в ξ_i -направлении. Такая картина распространения поверхностных волн будет иметь место и при искривлении направляющей поверхности, даже если поверхностный импеданс не зависит от координат. Примером могут служить неустойчивые азимутальные волны, рассмотренные в работах [45, 59, 18 77].

Граница с синусоидально изменяющимся импедансом. В произвольном случае, когда заданы как форма направляющей поверхности, так и закон изменения импеданса на ней, для отыскания полей приходится использовать прямые методы. Одной из интересных иллюстраций является задача о волнах, направляемых цилиндрической границей с периодическим изменением поверхностного импеданса. Здесь оказывается весьма эффективным метод пространственных гармоник, основанный на применении теоремы Флоке [10]. Поясним это на примере распространения двухмерных *ТМ*-волн над плоскостью с синусоидально изменяющимся импедансом

$$Q^{TM}(y) = Q_0 + Q_1 \sin\left(\frac{2\pi}{D} y\right) \equiv Q_0 + Q_1 \sin(bky). \quad (1.50)$$

Такие волны представляются в виде:

$$H(y, z) = \sum_{-\infty}^{\infty} a_n e^{-ik_{yn}y - ik_{zn}z}, \quad (1.51)$$

где $k_{yn} = k_{y0} + kbn$, $k_{zn} = \sqrt{k^2 - k_{yn}^2}$. Подстановка (1.51) в граничные условия с импедансом (1.50) приводит к следующему характеристическому уравнению относительно k_{y0} , содержащему цепные дроби:

$$\sigma_0 = \frac{Q_1^2/4}{\sigma_1} - \frac{Q_1^2/4}{\sigma_2 \dots} + \frac{Q_1^2/4}{\sigma_{-1}} - \frac{Q_1^2/4}{\sigma_{-2} \dots}, \quad (1.52)$$

* Условия (1.49), как правило, выполняются лишь при достаточно медленно меняющемся импедансе соответствующего знака и величины

где

$$\sigma_n = Q_0 - i\gamma_n, \quad \gamma_n = \sqrt{1 - \beta_n^2}, \quad \beta_n = k_{yn}/k.$$

Подробный анализ этого уравнения проведен в работах [103, 188, 190]. Здесь отметим лишь одну важную особенность: уравнение (1.52) может иметь как чисто действительные, так и комплексные корни. В первом случае поле (1.51) представляет собой незатухающую поверхностную волну, локализованную в приповерхностном слое, все пространственные гармоники такой волны являются медленными ($|\operatorname{Re} k_{yn}| > k$). Комплексным же корням характеристического уравнения отвечают поля, содержащие также быстрые ($|\operatorname{Re} k_{yn}| < k$) пространственные гармоники. С точки зрения антенных приложений основной интерес представляют системы, в которых быстрой является одна лишь -1 -ая гармоника ($|\operatorname{Re} k_{y-1}| < k$).

Для определенности ограничимся рассмотрением именно этого случая. Строго говоря, здесь приходится различать две возможности: $\operatorname{Re} k_{y-1} > 0$ и $\operatorname{Re} k_{y-1} < 0$. Нетрудно убедиться, что при $\operatorname{Re} k_{y-1} < 0$ (и $\operatorname{Im} k_{y0} < 0$ — затухающая в y -направлении волна) мнимые части всех k_{zn} отрицательны, и мы имеем чисто поверхностную волну с комплексной постоянной распространения; об особенностях такой волны говорилось выше. В случае же $\operatorname{Re} k_{y-1} > 0$ (при прочих равных условиях) оказывается, что $\operatorname{Im} k_{z-1} > 0$, так что -1 -ая пространственная гармоника экспоненциально нарастает по мере удаления от плоскости. Такое поле относится к числу „волн с утечкой“ [204] и может быть названо квазиповерхностным в том смысле, что оно имеет структуру поверхностной волны лишь в слое, прилегающем непосредственно к направляющей поверхности.

Особым является случай, когда $k_{y-1} = 0$, что имеет место на частоте так называемых „ 2π “-колебаний [190]. При этом поля (1.51), соответствующие двум корням $k_{y0} = \pm kb$ характеристического уравнения, оказываются линейно зависимыми и дают лишь одно решение, имеющее характер чисто периодической стоячей поверхностной волны, причем $a_{-1} = 0$, так что излучение от поверхности полностью отсутствует. Обозначим это периодическое решение через $p(y, z)$. Вторым линейно независимым решением в этом случае является зависимость вида

$$H_2 = yp(y, z) + \psi(y, z), \quad (1.53)$$

где $\psi(y, z)$ — периодическая (с периодом D) функция y . Коэффициенты разложения этой функции в ряд Фурье могут быть легко определены после подстановки (1.53) в волновое уравнение для H и решения получающегося при этом неоднородного волнового уравнения для $\psi(y, z)$ при тех же граничных условиях, которым удовлетворяет полное поле H_2 . Особенностью решения (1.53) является то, что функция $\psi(y, z)$ содержит отличную от нуля -1 -ую пространственную гармонику, имеющую характер плоской волны, излучающейся нормально к поверхности ($k_{y-1} = 0$, $k_{z-1} = k$). Привлечение обоих решений (как первого — периодического, так и второго — непериодического) оказывается необходимым при объяснении излучения структур конечных размеров на колебаниях типа „ 2π “*.

* Непериодические законы типа (1.53) могут быть получены также и при частоте π -колебаний, описанных в [190]

2. ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН СТОРОННИМИ ИСТОЧНИКАМИ

Начиная с известной работы Зоммерфельда [153], вопросу возникновения поверхностных волн в поле сторонних источников, расположенных вблизи границ раздела сред, был посвящен целый ряд работ, значительная часть которых приходится на последние годы.

Нахождение самого поверхностного поля является в принципиальном отношении весьма простой задачей, не отличающейся от аналогичной задачи отыскания поля определенного типа внутри экранированной линии передачи. При этом могут быть использованы хорошо разработанные в теории волноводов методы, например, опирающиеся на обобщенную лемму Лорентца или теорему взаимности [5, 18, 96].

Однако практически любой реальный источник (за исключением источников со специально подобранным распределением) будет помимо поверхностного поля возбуждать целый комплекс других полей, образующих так называемую пространственную волну, слабо связанную с направляющей границей (точнее, нелокализованную вблизи нее). Если продолжить сравнение с экранированным волноводом, то следует считать последний уже многомодовым и поглощающим, т. е. характеризуемым сплошным спектром волновых чисел. Это, конечно, усложняет задачу, но не очень существенно, так как обычно требуется определение лишь дальнего поля*, в частности, определение отношения потоков энергии, уносимых поверхностной и пространственной волнами.

В этом разделе мы будем рассматривать только поля сторонних источников, расположенных вблизи импедансных границ. Вопросы, связанные с диффракционным возбуждением, когда источники нельзя считать заданными извне и необходимо производить непрерывное сшивание полей на раскрыве возбудителя, отнесены в следующий раздел обзора.

Излучение сторонних токов вблизи регулярных направляющих поверхностей. Задачи подобного рода являются наиболее простыми и сводятся к отысканию решения неоднородной системы уравнений Максвелла, удовлетворяющего граничным условиям на направляющей поверхности и условиям излучения. В наиболее общей форме их решение может быть получено с помощью преобразования Фурье. Пространственная волна определяется, как правило, с помощью метода перевала, а для вычисления амплитуд поверхностных волн используется теорема о вычетах.

Проиллюстрируем этот метод решения на примере отыскания поля, возбуждаемого произвольным распределением электрических и магнитных источников j^e , j^m над плоскостью, поверхностный импеданс которой в общем случае обладает пространственной дисперсией, так что на ней может быть поставлено граничное условие (1.2). Нетрудно видеть, что в такой постановке рассматриваемая задача охватывает практически весь круг проблем, связанных с излучением заданных сторонних источников над полупространством, заполненным слоистой плоско-параллельной средой $\epsilon(z)$, $\mu(z)$.

Запишем „первичное поле“ (соответствующее полю источников в неограниченном пространстве)

* При расчете дальнего поля пространственной волны тоже можно воспользоваться теоремой взаимности, для чего достаточно знать лишь поля свободных пространственных волн, т. е. волн, создаваемых в системе удаленными источниками [146]. Такой метод пригоден и для систем с гиротропными средами, но тогда вспомогательная свободная волна должна быть взята не в реальной, а в некоторой фиктивной транспонированной ($\epsilon_{ik} \rightarrow \epsilon_{ki}$, $\mu_{ik} \rightarrow \mu_{ki}$) среде.

$$A_1^e = \frac{\mu}{4\pi} \int_V \mathbf{j}^e \frac{e^{-jkR}}{R} dV, \quad A_1^m = \frac{\varepsilon}{4\pi} \int_V \mathbf{j}^m \frac{e^{-jkR}}{R} dV \quad (2.1)$$

в виде разложения по плоским волнам, подобно тому, как это делается в известном методе Вейля при решении задачи (диполь над плоской границей раздела) в теории распространения радиоволн над землей [1]:

$$A_1^e = \frac{\mu}{8\pi^2 j} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_V \mathbf{j}^e(x', y', z') e^{-jk_x(x-x') - jk_y(y-y') - jk_z|z-z'|} dV' \frac{1}{k_z} dk_x dk_y; \quad (2.2)$$

$$A_1^m = \frac{\varepsilon}{8\pi^2 j} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_V \mathbf{j}^m(x', y', z') e^{-jk_x(x-x') - jk_y(y-y') - jk_z|z-z'|} dV' \frac{1}{k_z} dk_x dk_y.$$

Здесь $R = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}$, $k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2$.

Вторичное поле, являющееся решением однородных волновых уравнений, будем искать в виде, аналогичном (2.2):

$$A_2^e = \frac{\mu}{8\pi^2 j} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{f}^e(k_x, k_y) \frac{e^{-jk_+ r}}{k_z} dk_x dk_y; \quad (2.3)$$

$$A_2^m = \frac{\varepsilon}{8\pi^2 j} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{f}^m(k_x, k_y) \frac{e^{-jk_+ r}}{k_z} dk_x dk_y, \quad (2.4)$$

где \mathbf{k}_+ — вектор с компонентами (k_x, k_y, k_z) , а \mathbf{r} — с компонентами (x', y', z') .

Заметим, что для полного описания отраженного поля достаточно привлечения лишь двух компонент векторов-потенциалов. В качестве таких можно выбрать, например, A_{2z}^e и A_{2z}^m , положив соответственно в (2.3) и (2.4)

$$\mathbf{f}^e = f^e \mathbf{z}_0, \quad \mathbf{f}^m = f^m \mathbf{z}_0. \quad (2.5)$$

Выражая поля \mathbf{E} и \mathbf{H} через потенциалы $A_1^e + A_2^e$ и $A_1^m + A_2^m$, подставляя их в граничное условие (1.2) и разрешая полученные таким образом уравнения относительно f^e и f^m , найдем, что

$$f^e = \frac{P_x D - P_y B}{\Delta}; \quad (2.6)$$

$$f^m = \frac{P_y A - P_x C}{\Delta}, \quad (2.7)$$

где P_x, P_y — компоненты вектора $\mathbf{P} = \mathbf{T} + j\hat{Q}[\mathbf{x}_0 \mathbf{S}]$;

$$\mathbf{T} = \left[\frac{k_-}{k} \Phi^e \right] + \frac{1}{Z_0} \Phi^m; \quad \mathbf{S} = \Phi^e - \frac{1}{Z_0} \left[\frac{k_-}{k} \Phi^m \right];$$

$$\Phi^{e,m} = [\mathbf{k}_- \mathbf{F}^{e,m}]; \quad \mathbf{F}^{e,m}(k_x, k_y) = \int_V \mathbf{j}^{e,m}(\mathbf{r}') e^{jk_- \mathbf{r}'} dV'$$

\mathbf{k}_- —вектор с компонентами $(k_x, k_y, -k_z)$, \hat{Q} —тензор безразмерного импеданса (1.12);

$$\Delta = AD - BC; \quad (2.8)$$

$$A = -\frac{k_x k_z}{k} - jk_x Q_{11} - jk_y Q_{12}; \quad B = -\frac{1}{Z_0} \left(k_y + j \frac{k_y k_z}{k} Q_{11} - j Q_{12} \frac{k_x k_z}{k} \right); \quad (2.9)$$

$$C = -\frac{k_y k_z}{k} - jk_x Q_{21} - jk_y Q_{22}; \quad D = -\frac{1}{Z_0} \left(-k_x + \frac{jk_y k_z}{k} Q_{21} - j \frac{k_x k_z}{k} Q_{22} \right).$$

Полученные соотношения полностью решают поставленную задачу для произвольной импедансной плоскости. Подставляя в них те или иные значения компонент импеданса, можно найти распределение поля в различных конкретных системах.

Анализ решения (2.3)–(2.4) в общем виде достаточно сложен даже при конкретном задании распределения источников и компонент поверхностного импеданса. Однако полученные соотношения позволяют найти как поле поверхностной волны, так и поле пространственной волны на больших расстояниях от источника, что практически бывает достаточным для определения степени эффективности источника с точки зрения соотношения потоков энергии, уносимых поверхностными и пространственными волнами.

Поверхностную волну можно найти, определив вычеты в полюсах подынтегрального выражения, описывающего вторичное поле. Рассмотрим, к примеру, выражение для A_{2z}^e :

$$A_{2z}^e = \frac{\mu}{8\pi^2 j} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{N}{\Delta} \frac{e^{-jk_x r}}{k_z} dk_x dk_y, \quad (2.10)$$

где

$$N = P_x D - P_y B. \quad (2.11)$$

Полюсами подынтегрального выражения в (2.10) будут корни уравнения

$$\Delta = 0, \quad (2.12)$$

совпадающего, как нетрудно видеть, с характеристическим уравнением (1.10) для свободных поверхностных волн над импедансной плоскостью.

Уравнение (2.12) позволяет найти значения $k_y^{(s)}(k_x)$ при фиксированном k_x или, наоборот, $k_x^{(s)}(k_y)$ при фиксированном k_y . Зафиксируем, к примеру, k_x и рассмотрим содержащийся в (2.10) интеграл по k_y . Применяя к нему теорему о вычетах, для поверхностного поля в области вне источников будем иметь следующее выражение:

$$A_{2z}^{e(s)} = \frac{\mu}{4\pi j} \int_c \frac{N[k_x, k_y^{(s)}(k_x)]}{\Delta'_k[k_x, k_y^{(s)}(k_x)] \tilde{k}_z^{(s)}} e^{-\tilde{k}_z^{(s)} z - jk_x x - jk_y^{(s)} y} dk_x, \quad (2.13)$$

где $\tilde{k}_z^{(s)} = \sqrt{k_x^2 + k_y^{(s)2} - k^2}$. Подчеркнем, что интеграл в (2.13) берется лишь по значениям k_x , для которых $\tilde{k}_z^{(s)} > 0$. В случае, если уравнение (2.12) имеет не один, а несколько корней, отвечающих раз-

ным поверхностным волнам, то вместо (2.13) получим, очевидно, сумму аналогичных выражений, соответствующих этим волнам.

В работах, посвященных возбуждению поверхностных волн, как правило, ограничиваются рассмотрением лишь тех случаев, когда анализ общих формул упрощается вследствие определенной симметрии в распределении источников, позволяющей свести дело к вычислению лишь конечного числа поверхностных волн фиксированной структуры. Однако выражение (2.13) позволяет найти в общем виде поле поверхностных волн на больших расстояниях от источников и, в частности, получить диаграмму направленности поверхностного поля в плоскости x, y , если воспользоваться методом перевала:

$$A^{(s)}(\rho, \varphi) = \frac{\mu}{4\pi j} \sqrt{\frac{2\pi}{jk_y^{(s)}(k_{xc}) \sin \varphi}} \frac{N[k_{xc}, k_y^{(s)}(k_{xc})]}{\Delta'_{k_y}[k_{xc}, k_y^{(s)}(k_{xc})] \tilde{k}_z^{(s)}} \times \\ \times \frac{e^{-\tilde{k}_z^{(s)}(k_{xc})z - j\rho[k_{xc} \cos \varphi + k_y^{(s)}(k_{xc}) \sin \varphi]}}{\sqrt{\rho}}. \quad (2.14)$$

Здесь ρ, φ — цилиндрические координаты точки наблюдения ($x = \rho \cos \varphi, y = \rho \sin \varphi$), k_{xc} — стационарная точка, являющаяся корнем уравнения

$$dk_y^{(s)} / dk_{xc} = -\operatorname{ctg} \varphi, \quad (2.15)$$

Формула (2.14) описывает волну с нецилиндрическим фазовым фронтом.

В случае изотропного импеданса, когда

$$k_x^2 + k_y^{(s)2} = \Gamma^{(s)2} = k^2 + \tilde{k}_z^{(s)2} = \operatorname{const} \neq \operatorname{const}(k_x),$$

имеем:

$$k_{xc} = \Gamma^{(s)} \cos \varphi, \quad k_{yc} = \Gamma^{(s)} \sin \varphi$$

и

$$A^{(s)}(\rho, \varphi) = -\frac{\mu}{2\sqrt{2\pi}} \frac{N(\Gamma^{(s)} \cos \varphi, \Gamma^{(s)} \sin \varphi) \sin \varphi \Gamma^{(s)}}{\Delta'_{k_y}(\Gamma^{(s)} \cos \varphi, \Gamma^{(s)} \sin \varphi) \tilde{k}_z^{(s)}} \times \\ \times \frac{e^{-\Gamma^{(s)} \rho \sin \varphi}}{\sqrt{\Gamma^{(s)} \rho}}, \quad (2.16)$$

т. е. поверхностная волна на больших расстояниях от источников имеет характер цилиндрической расходящейся волны с коэффициентом распространения $\Gamma^{(s)}$.

Аналогично можно рассчитать и вклад в поверхностную волну, обусловленный z -компонентой магнитного вектор-потенциала A_2^m .

Пространственную волну на больших расстояниях получим, применяя метод перевала для асимптотической оценки двойных интегралов (2.3) и (2.4):

$$A_{2r}^e = \frac{\mu}{4\pi} \frac{N(k_{xc}, k_{yc})}{\Delta(k_{xc}, k_{yc})} \frac{e^{-ikR}}{R}. \quad (2.17)$$

Аналогичное выражение будет и для A_{2r}^m . В (2.17) стационарная точка определяется соотношениями

$$k_{xc} = k \cos \varphi \sin \theta, \quad k_{yc} = k \sin \varphi \sin \theta, \quad k_{zc} = k \cos \theta \quad (2.18)$$

(R, φ, θ — сферические координаты точки наблюдения).

Различные частные случаи задачи возбуждения поверхностных волн над плоской границей раздела сред рассмотрены в работах [129, 132, 133, 135–137, 149, 153–155]. В [18 61, 18 87, 18 168, 18 273], в частности, показано, что высокую эффективность возбуждения поверхностных волн можно получить даже с помощью точечного источника, если последний расположен соответствующим образом над границей, направляющей поверхностную волну. Аналогично решается задача и в случае цилиндрической конфигурации направляющей границы. Общее решение такой задачи при $Z_{\theta x} = Z_{x\theta} = 0$, $Z_{\theta\theta}$ и Z_{xx} , не зависящих от k_x и n , приведено в [192].

Помимо описанного общего метода нахождения полей в системах с поверхностными волнами, основанного на преобразовании Фурье, возможны, в принципе, и другие методы, область применения которых ограничивается теми или иными конкретными системами. Например, при определении поля источников, расположенных над импедансной плоскостью без пространственной дисперсии, весьма результативным является подход (Малюжинец [129], Хаскинд [135, 136]), состоящий во введении некоторой вспомогательной функции, которая удовлетворяет более простому граничному условию на направляющей плоскости (например, обращается в нуль). Но, конечно, это происходит за счет некоторого изменения правой части волнового уравнения, которому подчинена новая функция в полупространстве над плоскостью. Таким образом, речь идет о преобразовании исходной задачи, сформулированной для области с неизвестной функцией Грина, в задачу для области с известной функцией Грина.

Влияние слабо искривленных направляющих поверхностей. Во многих отношениях эта задача подобна задачам, рассматриваемым в теории дифракции волн на проводящих телах больших размеров (Фок [14]), и, следовательно, может быть решена аналогичными методами. В частности, здесь также допустимо сведение слабо сходящихся рядов к соответствующим интегралам с последующим вычислением пространственного (метод перевала) и поверхностного (метод вычетов) полей.

Вопросу возбуждения поверхностных волн на искривленных поверхностях посвящены работы [131, 158]. В [158] рассмотрена поверхностная волна, возбуждаемая на реактансной сферической поверхности радиальным электрическим диполем, и проанализированы ее основные характеристики (фазовая скорость, затухание, распределение поля в радиальном направлении) в случае достаточно больших радиусов кривизны. В работе [148] разработана геометрическая теория распространения и возбуждения поверхностных волн, являющаяся развитием методов лучевой оптики на случай волн, распространяющихся под комплексными углами. Эта теория позволяет получить асимптотические решения целого ряда задач (поверхностные волны на клине с неоднородным импедансом граней, волны на импедансном цилиндре).

3. ДИФФРАКЦИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

Хотя задачи о поле сторонних источников, расположенных вблизи направляющих границ, весьма полезны при решении многих важных вопросов, однако, они, конечно, не всегда адекватны реальной проблеме. Например, при дифракционном возбуждении поверхностных волн открытым концом волновода приходится задавать не сторонние источники, а структуру и амплитуду поля набегающей волны внутри волновода. К задачам с заданными сторонними источниками не может быть сведен и весь круг проблем, связанных с нарушением регуляр-

ности структур, канализирующих поверхностные волны*. Как и при изучении свободных поверхностных волн, применение импедансного подхода при исследовании подобного рода задач оказывается весьма эффективным, позволяя на ряде упрощенных моделей выявить основные особенности практически используемых систем.

Возбуждение поверхностных волн открытым концом волновода. Отдельные варианты такого способа возбуждения могут быть изучены с помощью интегральных уравнений типа Винера—Хопфа: возбуждение поверхностных волн над импедансной плоскостью или диэлектрической пластинкой [168, 169, 175], возбуждение симметричных поверхностных волн, направляемых импедансным цилиндром [159], и т. п.

Указанные задачи—при переходе к фурье-трансформантам $F(k_x)$ токов или полей—приводятся к паре интегральных уравнений того же типа, что и в задаче о диффракции электромагнитных волн на открытом конце полубесконечного волновода (Вайнштейн [4])**:

$$\int_{-\infty}^{\infty} F(k_x) e^{-jk_x x} dk_x = Ae^{-jk_{x_0} x} \quad (x > 0);$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} F(k_x) L(k_x) e^{-jk_x x} dk_x = 0 \quad (x < 0).$$
(3.1)

Решение уравнений (3.1) связано с практической возможностью факторизации ядра $L(k_x)$. Вид функции $L(k_x)$ зависит от характера граничных условий на импедансной поверхности (в общем случае обладающей пространственной дисперсией) при $x < 0$ и $x > 0$, причем уравнение

$$L(k_x) = 0 \quad (3.2)$$

является характеристическим уравнением системы при $x < 0$, а

$$[L(k_x)]^{-1} = 0 \quad (3.3)$$

при $x > 0$.

Ниже для ряда двумерных систем приведены примеры характеристических функций, через которые в конечном итоге выражается ядро $L(k_x)$ и корни которых являются характеристическими числами для этих систем. Предполагается, что направление распространения волны в системе совпадает с одной из главных осей тензора поверхностного импеданса.

1) Импедансная плоскость:

$$\varphi(k_x, f) = 1 + jkf/k_z, \quad (3.4)$$

где $k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2}$, а параметр f определяется одной из компонент безразмерного поверхностного импеданса:

$$f = \begin{cases} Q_{TM} = jZ_{TM}/Z_0 & \text{для } TM\text{-волн} \\ -1/Q_{TE} = -jZ_0/Z_{TE} & \text{для } TE\text{-волн} \end{cases}$$

2) Волновод, образованный импедансной и идеально проводящей плоскостями:

* Необходимость в рассмотрении некоторой совокупности источников как заданных извне может возникнуть на отдельных этапах решения таких задач.

** Речь идет о диффракции волны, которая является одной из нормальных волн в экранированной системе.

а) ТМ-волны:

$$\psi_{TM}(k_x, Q_{TM}) = 1 + jkQ_{TM}/k_z - (1 - jkQ_{TM}/k_z) e^{-2jk_z d}; \quad (3.5)$$

б) ТЕ-волны:

$$\psi_{TE}(k_x, Q_{TE}) = 1 - jk/k_z Q_{TE} + (1 + jk/k_z Q_{TE}) e^{-2jk_z d}. \quad (3.6)$$

3) Плоский волновод с идеально проводящими стенками:

а) ТМ-волны:

$$\tilde{\psi}_{TM} = \psi_{TM}(k_x, Q_{TM} = 0) = 1 - e^{-2jk_z d}; \quad (3.7)$$

б) ТЕ-волны:

$$\tilde{\psi}_{TE} = \psi_{TE}(k_x, Q_{TE} = \infty) = 1 + e^{-2jk_z d}. \quad (3.8)$$

При отсутствии пространственной дисперсии импедансов указанные функции легко факторизуются обычными методами [4, 162, 168, 12].

Приведем результаты расчета полей в некоторых системах.

Возбуждение поверхностных волн на импедансной плоскости открытым концом плоского полубесконечного волновода (импедансная плоскость продолжена внутрь волновода).

а) ТМ-волны [168]:

$$L(k_x) = k_z \psi_{TM}(k_x, Q_{TM}) / \varphi(k_x, Q_{TM}). \quad (3.9)$$

Коэффициент трансформации (по мощности) набегающей волны основного типа в поверхностную волну на импедансной плоскости (в волноводе распространяется лишь основной тип волны):

$$|T_{0s}|^2 = 2 \operatorname{sh} \tilde{p}_0 \operatorname{th} \tilde{p}_0 e^{-q} \frac{2\Gamma_0}{\Gamma_0 + \Gamma_s} \frac{\Gamma_0 + D}{\Gamma_s + D} e^{-(\Gamma_0 - \Gamma_s)}, \quad (3.10)$$

где \tilde{p}_0 — корень уравнения $\tilde{p}_0 \operatorname{tg} \tilde{p}_0 = q$,

$$D = kd, \quad q = kQ_{TM} d, \quad \Gamma_0 = k_{x0} d, \quad \Gamma_s = k_{xs} d,$$

d — высота раскрыва волновода, k_{x0} и k_{xs} — соответственно постоянные распространения основной волны в волноводе и поверхностной волны на импедансной плоскости.

Коэффициент отражения основной волны (по мощности):

$$|R_{00}|^2 = \left(\frac{\Gamma_0 + D}{\Gamma_s + D} \right)^2 \times \times \frac{1}{\operatorname{ch}^2 \tilde{p}_0} e^{-2\Gamma_0}. \quad (3.11)$$

На рис. 4 показана зависимость эффективности возбуждения поверхностной волны

$$\eta_1 = \frac{|T_{0s}|^2}{1 - |R_{00}|^2} \quad (3.12)$$

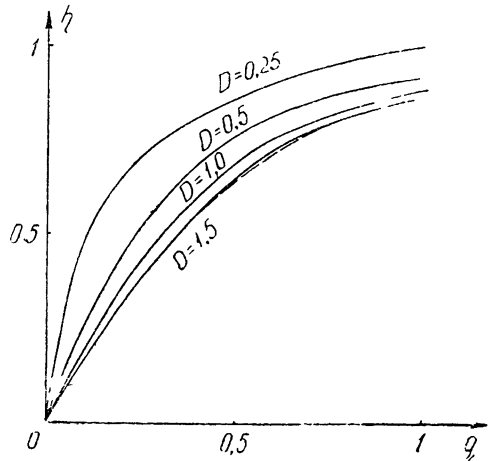


Рис. 4.

от q при разных значениях высоты раскрыва D . С ростом D эффективность стремится к предельному значению

$$\eta_{\text{пред}} = 1 - e^{-2q}$$

(пунктирная кривая на рис. 4).

б) TE -волны [12]:

$$L(k_x) = \frac{1}{k_z} \frac{\psi_{TE}(k_x, Q_{TE})}{\varphi(k_x, -1/Q_{TE})}. \quad (3.13)$$

Коэффициент трансформации (при тех же предположениях, что и в п. а):

$$|T_{0s}|^2 = 4 \operatorname{ch} \tilde{p}_0 \frac{\Gamma_0}{\Gamma_0 + \Gamma_s} e^{-(\Gamma_0 - 1)s}. \quad (3.14)$$

Коэффициент отражения основной волны:

$$|R_{00}|^2 = \frac{\Gamma_s - \Gamma_0}{\Gamma_s + \Gamma_0} e^{-2\Gamma_0}. \quad (3.15)$$

Здесь \tilde{p}_0 — корень уравнения

$$\tilde{p}_0 \operatorname{cth} \tilde{p}_0 = -kd/Q_{TE}.$$

В описанных задачах, а также в задачах с импедансным цилиндром [159] простота факторизации ядра интегрального уравнения была связана с отсутствием пространственной дисперсии импеданса. Метод Винера—Хопфа может быть применен к решению и более сложных задач, когда учет пространственной дисперсии импеданса замедляющей системы становится принципиально необходимым. Сюда относятся, в частности, задачи возбуждения диэлектрических волноводов [169, 175, 187].

Диффракция на импеданском уступе на плоскости [171, 180, 183]. Ядром интегральных уравнений (3.1) здесь является функция

$$L(k_x) = \varphi(k_x, f_1) / \varphi(k_x, f_2), \quad (3.16)$$

где индексы 1, 2 относятся к областям по обе стороны от скачка импедансов. Коэффициенты отражения и трансформации поверхностной волны на уступе описываются следующими выражениями:

$$|R|^2 = k^4 f_1^2 (f_1 - f_2)^2 / k_x^2 (k_{x_1} + k_{x_2})^2; \quad (3.17)$$

$$|T|^2 = 4f_1 f_2 / (f_1 + f_2)^2. \quad (3.18)$$

Диффракция на импедансной полуплоскости [12, 160, 172, 179]. Здесь следует различать случаи, когда поверхностный импеданс на разных сторонах полуплоскости имеет одинаковые ($Z^{(1)} = Z^{(2)}$) или разные ($Z^{(1)} = -Z^{(2)}$) знаки*. Для модуля коэффициента отражения получаются следующие простые соотношения:

$$|R| = \begin{cases} \sqrt{\frac{k_x/k - 1}{2k_x/k}} & \text{при } Z^{(1)} = Z^{(2)}; \\ \sqrt{\frac{k_x/k - 1}{k_x/k + 1}} & \text{при } Z^{(1)} = -Z^{(2)}, \end{cases} \quad (3.19)$$

* Интересно отметить, что решение задачи о диффракции волн на импедансной полуплоскости с одинаковыми импедансами граней можно получить с помощью метода

где k_x/k —замедление набегающей поверхностной волны. Нормированные диаграммы направленности при одинаковых замедлениях фазовой скорости набегающей волны для полуплоскости с одинаковыми импедансами сторон и импедансами, отличающимися знаками, совпадают. При $Z^{(1)} = Z^{(2)}$ имеет место также проникновение поверхностной волны на обратную сторону полуплоскости, причем модуль коэффициента трансформации равен модулю коэффициента отражения.

Аналогичным образом с помощью усредненных граничных условий Мойжеса [48] рассматривается задача о диффракции электромагнитных волн на полубесконечной решетке из параллельных идеально проводящих тонких проволок или узких лент [160].

По методу решения и по характеру результатов весьма близко к предыдущей примыкает задача о диффракции волны на скачке поверхностного импеданса одной из стенок плоского волновода. Но, конечно, в этом случае поле, переизлученное уступом, распределяется по всему дискретному набору волн, распространяющихся в волноводе, и только в предельном случае удаленной стенки превращается в поле излучения с непрерывным спектром волновых чисел, так что задача состоит в расчете коэффициентов отражения и трансформации для набегающей на уступ волны произвольного типа [170]. Поскольку в данной задаче ядро интегрального уравнения выражается через те же функции ψ_{TM} и ψ_{TE} , что и в задаче о возбуждении поверхностных волн открытым концом волновода, никаких дополнительных трудностей с факторизацией этого ядра не возникает.

зеркальных изображений, основываясь на известном решении о диффракции волн на импедансном уступе [12]. Идея метода на примере TM -волны иллюстрируется рис. 5. Чтобы результаты, получаемые для случая диффракции на импедансном уступе, применить к импедансной полуплоскости, достаточно: 1) рассмотреть задачу о диффракции плоской волны на уступе импедансов $Z_{TM}^{(1)}$, $Z_{TM}^{(2)}=0$ и по методу отражений перейти к импедансной полуплоскости, взяв магнитное поле в полупространстве $z < 0$ с тем же знаком

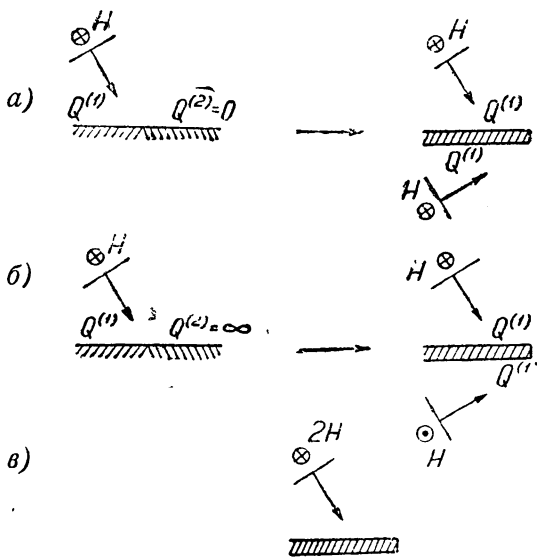


Рис. 5.

что и при $z > 0$ (рис. 5а); 2) рассмотреть задачу о диффракции той же волны на уступе $Z_{TM}^{(1)} \neq 0$, $Z_{TM}^{(2)} = \infty$ и по методу отражений перейти к полуплоскости, изменив знак магнитного поля в полупространстве $z < 0$ на обратный (рис. 5б); 3) сложить результаты решения первых двух задач (рис. 5в).

Коэффициент отражения основной волны в простейшем случае, когда волны других типов распространяться не могут, дается выражением

$$|R_{00}| = \frac{|k_{x_0}^{(1)} - k_{x_0}^{(2)}|}{k_{x_0}^{(1)} + k_{x_0}^{(2)}}, \quad (3.20)$$

а коэффициент трансформации

$$|T_{00}| = \frac{2\sqrt{k_{x_0}^{(1)} k_{x_0}^{(2)}}}{k_{x_0}^{(1)} + k_{x_0}^{(2)}}. \quad (3.21)$$

Интересно отметить, что эти энергетические коэффициенты зависят лишь от волновых чисел распространяющихся волн. Это сохраняется и в случае, когда в волноводе могут распространяться несколько типов волн одновременно. Этот результат аналогичен, в частности, результату, полученному в задаче о сочленении коаксиального кабеля с круглым волноводом (Вайнштейн [162]), а также в задаче о соединении плоских волноводов, частично заполненных диэлектриком [169].

Диффракция на импеданном клине. Предыдущие примеры, относящиеся к диффракции на скачке импеданса на плоскости и на импедансной полуплоскости, можно рассматривать как частные варианты некоторой общей задачи о диффракции на клине, когда помимо скачка импеданса допускается еще излом плоскости. Представляя решение в форме интеграла Зоммерфельда (Малюжинец [165]), удастся вычислить поле пространственной волны на больших расстояниях от вершины клина, а также амплитуды поверхностных волн, уходящих вдоль граней клина, в тех случаях, когда значения импедансов допускают существование этих волн.

Диффракция на открытом конце цилиндрической импедансной линии. При соответствующих идеализациях удастся продвинуться и в решении задач с цилиндрической геометрией границ. Так, для случая диффракции поверхностных волн на конце полого импедансного цилиндра можно, пользуясь техникой Винера—Хопфа, получить полное и строгое решение задачи, а для импедансного стержня с плоским торцом—свести задачу к решению (методом последовательных приближений) бесконечной системы алгебраических уравнений (Гуань—Дин-Хуа [164]).

Технику Винера—Хопфа можно результативно использовать и для решения задачи о диффракции волны на обрыве спирали (Миказан [166]), если принять усредненное граничное условие для продольной составляющей электрического поля на свернутой в спираль ленте. В этом случае, учитывая явление так называемого „пространственного резонанса“ (Вайнштейн [3]), можно, удерживая в бесконечных рядах только „резонансные“ члены, придти к сравнительно простым выражениям для коэффициентов отражения и взаимной трансформации поверхностных волн различных типов, а также для поля излучения в дальней зоне. Указанный прием применим и при изучении диффракции волн на стыке спиральных волноводов, а также на стыке спирально проводящего волновода с обычным изотропно проводящим волноводом. Все эти вопросы представляются интересными с точки зрения установления (или уточнения) характеристик цилиндрических излучателей, а также элементов согласования волноводных линий с системами замедления.

Распространение волн в линиях со случайно изменяющимся импедансом стенок. Выше изменение параметров структуры, направляющей поверхностную волну, считалось известной функцией координат

нат. Однако, как уже указывалось, эти изменения могут иметь и случайный характер, если они обусловлены неточностью изготовления структуры. Влияние таких случайных возмущений на распространение поверхностных волн целесообразно исследовать статистическими методами. По-прежнему в качестве простейшей модели можно выбрать волновод с импедансными стенками, предполагая наличие небольших по величине пространственных флюктуаций импеданса. Тогда, действуя методом возмущений, можно (Беспалов [161a]) получить общие формулы для коэффициентов отражения первоначальной падающей волны и для коэффициентов трансформации ее в волны других типов. В случае открытых линий эта трансформация равносильна потерям энергии на излучение, и, следовательно, если такие линии используются в качестве антенн бегущей волны, она приводит к искажениям диаграмм направленности. При этом поле рассеяния имеет в среднем такое же распределение в пространстве, что и поле излучения отдельных неоднородностей, размеры которых определяются радиусом корреляции случайных возмущений.

4. ЗАМЕЧАНИЯ ОБ АНТЕННАХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

Одним из наиболее перспективных направлений в развитии систем с поверхностными волнами оказалось применение их в антенной технике, позволившее расширить возможности создания излучающих устройств, удовлетворяющих определенным конструктивным, электродинамическим и тактическим требованиям. И здесь применение импедансного подхода в значительной мере облегчает исследование, упрощая расчет распределения эквивалентных источников на апертуре таких антенн. Примером может служить работа [1876], где в приближении Кирхгофа рассчитана диаграмма направленности участка импедансной структуры, возбуждаемого открытым концом волновода. Более детально влияние отдельных факторов на диаграмму (непосредственного излучения с возбудителя, обрыва импедансной структуры на конце антенны, внесения переизлучающих элементов и т. п.) может быть проведено на основе известных результатов, относящихся к диффракционным задачам, о которых говорилось в предыдущем разделе.

Весьма плодотворно импедансный подход используется при изучении антенн поверхностных волн с периодически изменяющимися параметрами замедляющей структуры [188, 190].

Пусть, например, имеется излучатель с синусоидально модулированным импедансом направляющей поверхности, причем излучающей является быстрая — 1-ая гармоника (см. раздел 1). Распределение амплитуды $A(x)$ этой гармоники вдоль антенны с переменной глубиной модуляции импеданса описывается функцией

$$A(x) = \sqrt{\xi} \exp \left[-kG \int_0^x \xi(x') dx' - k\delta x \right], \quad (4.1)$$

где $\xi = Q_1^2(x)/4$, $Q_1(x)$ — амплитуда модуляции безразмерного импеданса (рассматривается для определенности случай TM -волн), $k\delta$ — коэффициент затухания волны на антенне из-за омических потерь, kG — коэффициент, определяющий зависимость затухания (из-за потерь на излучение) от средних значений параметров импедансной структуры. Выражение (4.1) позволяет найти закон изменения $\xi(x)$ в зависимости от требуемого амплитудного распределения $A(x)$:

$$\xi(x) = \frac{A^2(x) \exp(2k\delta x)}{1 - 2kG \int_0^x A^2(x') \exp(2k\delta x') dx'}, \quad (4.2)$$

а также рассчитать КПД и коэффициент усиления излучателей такого типа [190].

Таким образом, для периодически модулированных импедансных структур сравнительно просто может быть решена задача синтеза распределения поверхностного импеданса, по крайней мере, для систем с достаточно плавно меняющимися средними параметрами.

В принципе это возможно и в более общем случае импедансных антенн с произвольными законами изменения поверхностного импеданса. Но подойти к практическому разрешению такой задачи удастся лишь для импедансных поверхностей простейшей конфигурации (импедансный цилиндр [192], импедансная плоскость [191]), когда функция распределения импеданса по поверхности при заданных источниках легко связывается (посредством квадратур) с комплексной диаграммой направленности. Однако в большинстве случаев произвольно заданной диаграмме соответствуют практически нереализуемые или трудно реализуемые распределения импеданса: импеданс получается комплексным, а на отдельных участках даже активным. Поэтому приходится предварительно формулировать условия реализуемости распределения импеданса, а тем самым ограничивать класс задаваемых диаграмм. Отыскание в этом ограниченном классе диаграммы, наиболее точно аппроксимирующей заданную, как правило, является сложной задачей. Это приводит к необходимости прибегать к приближенному рассмотрению лишь отдельных частных случаев, делая определенные предположения о размещении источников и форме диаграммы направленности.

Мы ограничимся здесь этими краткими замечаниями, касающимися антенн поверхностных волн, отсылая читателя за более детальными сведениями к обширной литературе, накопившейся по данному вопросу к настоящему времени [18, 20, 21, 185–227].

Задача, которую мы ставили перед собой при написании этого обзора, состояла не только в объединении информации о поверхностных электромагнитных волнах, но и в демонстрации плодотворности использования концепции поверхностного импеданса. По сути дела, импедансные соотношения между компонентами поля на замкнутых поверхностях являются простейшими из числа обеспечивающих единственность решения внутри области. Именно это и позволяет однозначно характеризовать направляющие свойства границ раздела с их помощью. В результате появляется возможность получить легко интерпретируемые результаты даже для сложных электродинамических систем, а следовательно, и анализировать эти системы с общих позиций.

С этой точки зрения описанные выше методы и результаты должны иметь более широкий диапазон применений. Речь идет не только об аналогичных эффектах, скажем, в экранированных электромагнитных волноводных системах с частично локализованными вблизи границ раздела полями, но и о перенесении этих эффектов в смежные области, и прежде всего в акустику [29, 36].

ЛИТЕРАТУРА

ОБЩИЕ ВОПРОСЫ

1. Я. Л. Альперт, В. Л. Гинзбург, Е. Л. Фейнберг, Распространение радиоволн, ГИИТЛ, М., 1953.
2. Л. М. Бреховских, Волны в слоистых средах, изд. АН СССР, М., 1957.
3. Л. Бриллюэн, М. Пароди, Распространение волн в периодических структурах, ИЛ, М., 1959.
4. Л. А. Вайнштейн, Диффракция электромагнитных и звуковых волн на открытом конце волновода, изд. Сов. радио, М., 1953.
5. Л. А. Вайнштейн, Электромагнитные волны, изд. Сов. радио, М., 1957.
6. В. Л. Гинзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме, Физматгиз, М., 1960.
7. Канализация электромагнитной энергии с помощью поверхностных волн (обзор), Вопросы радиолокационной техники, № 1 (7), 14 (1952).
8. М. А. Миллер, Применение однородных граничных условий при решении задачи о распространении поверхностных электромагнитных волн и при исследовании колебаний тонких антенн, Диссертация, Горьк. ун-т, 1953.
9. М. А. Миллер, В. И. Таланов, Поверхностные электромагнитные волны (обзор советских работ), Доклад на XIII Генеральной Ассамблее URSI, Лондон, 1960.
10. Ф. М. Морс, Г. Фешбах, Методы теоретической физики, 1, ИЛ, М., 1958.
11. М. С. Нейман, О проблеме поверхностных электромагнитных волн, Изв. высш. уч. зав.—Радиотехника, 1—2, № 1, 7 (1958).
12. В. И. Таланов, Некоторые задачи диффракции и возбуждения электромагнитных волн в замедляющих системах, Диссертация, Горьк. ун-т, 1959.
13. Теория линий передачи сверхвысоких частот, 1, изд. Сов. радио, М., 1951.
14. В. А. Фок, Диффракция радиоволн вокруг земной поверхности, изд. АН СССР, М.—Л., 1946.
15. H. M. Barlow, A. L. Cullen, Поверхностные волны, Proc. IEE, 100, III, 329 (1953).
16. M. F. Bracey, Исследование поверхностных волн в Шеффилдском университете, IRE Trans., AP-7, XII, Special Suppl., 219 (1959).
17. H. V. Cottony, R. S. Elliott, E. C. Jordan, V. H. Rumsey, K. M. Siegel, J. R. Wait, O. C. Woodyard, Отчет национального комитета США для подкомиссии № 6—3 URSI; Антенны и волноводы, аннотированная библиография, IRE Trans., AP-7, 87 (1959).
18. A. F. Narvee, Периодические и направляющие структуры на сверхвысоких частотах (обзор), IRE Trans., MTT-8, 30 (1960).
19. F. J. Zuckerg, Канализация и излучение поверхностных волн, Proc. Symp. on Modern Advances in microwave tech., 1954, стр. 403.
20. F. J. Zuckerg, Антенны с поверхностными волнами и волнами с утечкой, гл. 16 в Справочнике по антенной технике, Handbook of Antenna Engineering, H. Jasic, Mc Graw—Hill—Book Co, 1960.
21. F. J. Zuckerg, Достижения в технике антенн поверхностных и „вытекающих“ волн за последние три года, J. Res. NBS, 64D, 6 (1960).

СВОБОДНЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ

22. Н. А. Арманд, Распространение поверхностных электромагнитных волн вдоль многопроводной системы, ЖТФ, 29, 107 (1959).
23. Ф. Г. Басс, Граничные условия для среднего электромагнитного поля на поверхности со случайными неровностями и с флюктуациями импеданса, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 3, 72 (1960).
24. А. М. Белянцев, К теории многопроводных систем с поверхностными волнами, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 1, № 5—6, 112 (1958).
25. В. И. Беспалов, М. А. Миллер, Электромагнитные волны в прямоугольных канавках с диэлектрическим покрытием дна, Уч. зап. ГГУ, сер. физ., 30, 61 (1959).
26. Л. С. Бененсон, Анизотропные свойства ребристой замедляющей структуры, Радиотехника и электроника, 4, 517 (1959).
27. М. С. Бобровников, Е. А. Бабин, Предельная мощность, передаваемая вдоль одиночного цилиндрического провода, Изв. высш. уч. зав.—Физика, № 1, 175 (1957).
28. Д. М. Браво-Животовский, О поверхностных волнах с круговой поляризацией в ребристых системах, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 2, 829 (1959).
29. Л. М. Бреховских, Поверхностные волны в акустике, Акуст. ж., 5, 4 (1959).
30. Б. М. Булгаков, В. П. Шестопалов, Л. А. Шишкин и И. П. Якименко, Симметричные поверхностные волны в спиральном волноводе, помещенном в ферритовую среду, Радиотехника и электроника, 5, 1818 (1960).

31. Л. А. Вайнштейн, Поверхностные электромагнитные волны над гребенчатой структурой, ЖТФ, 26, 385 (1956).
32. Т. А. Верещакова, В. В. Тяжелов, Экспериментальное исследование пространственных биений в двухпроводной линии на дециметровых волнах, Изв. высш. уч. зав.—Радиотехника, 2, 217 (1959).
33. Б. Н. Гершман, О нормальных волнах в однородной плазме, находящейся в магнитном поле, Сборник памяти А. А. Андропова, М., 1955, стр. 599.
34. М. А. Гинцбург, Поверхностные волны на границе гиротропной среды, ЖЭТФ, 34, 1635 (1958); Научн. докл. высш. школы—Радиотехника и электроника, № 3, 38 (1958).
35. А. А. Денисов, Определение постоянной распространения поверхностной ТМ-волны, распространяющейся вдоль цилиндрического проводника с кольцевой ребристой структурой, Труды ЛПИ, Радиофизика, № 181, 68 (1955).
36. К. М. Иванов-Шниц, Ф. В. Рожин, К исследованию поверхностных волн в воздухе, Акуст. ж., 5, 495 (1959).
37. Б. З. Каценеленбаум, Несимметричные колебания бесконечного диэлектрического цилиндра, ЖТФ, 19, 1182 (1949).
38. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, ГИТТЛ, М., 1957, стр. 364.
39. Н. Н. Малов, Волна TE в металлическом желобе, Радиотехника и электроника, 2, 4289 (1957).
40. Л. И. Мандельштам, О распространении волн вдоль поверхности и направляющем действии проводников, Полн. собр. трудов, 3, изд. АН СССР, М., 1950, стр. 365.
41. А. Л. Микаэлян, Применение ферритов в технике СВЧ, Диссертация, ИРЭ АН СССР, 1955.
42. А. Л. Микаэлян, А. К. Столяров, Поверхностные волны в ферритовых волноводах, Радиотехника и электроника, 4, 1079 (1959).
43. М. А. Миллер, Распространение электромагнитных волн над плоской поверхностью с анизотропными однородными граничными условиями, ДАН СССР, 87, 571 (1952).
44. М. А. Миллер, Поверхностные электромагнитные волны в прямоугольных канавках, ЖТФ, 25, 1972 (1955).
45. М. А. Миллер, В. И. Таланов, Поверхностные электромагнитные волны, направляемые границей с малой кривизной, ЖТФ, 26, 2755 (1956).
46. Д. И. Миrowsкий и Г. Г. Валеев, Направленные ответвители поверхностной волны, Радиотехника и электроника, 5, 1078 (1960).
47. Д. И. Миrowsкий и Г. Г. Валеев, Гибридные соединения на линиях поверхностной волны, Радиотехника и электроника, 5, 1179 (1960).
48. Б. Я. Мойжес, Электродинамические усредненные граничные условия для металлических сеток, ЖТФ, 25, 1 (1955).
49. В. И. Молотков, Исследование распространения поверхностных волн вдоль цилиндрических проводников, Труды ЛПИ, Радиофизика, № 181, 60 (1955).
50. М. С. Нейман, О природе поверхностных электромагнитных волн и методах их расчета, Труды МАИ, вып. 50, 93 (1955).
51. Б. А. Попереченко, Поверхностные электромагнитные волны на плоском слое, Научн. докл. высш. школы—Радиотехника и электроника, № 2, 36 (1958).
52. Б. А. Попереченко, Поверхностные электромагнитные волны на цилиндре со слоем, Научн. докл. высш. школы—Радиотехника и электроника, № 2, 42 (1958).
53. Н. А. Семенов, Затухание в диэлектрическом волноводе, Научн. докл. высш. школы—Радиотехника и электроника, № 1, 83 (1959).
54. Н. А. Семенов, Типы волн диэлектрического волновода, Научн. докл. высш. школы—Радиотехника и электроника, № 4, 60 (1958).
55. В. Я. Сморгонский, Расчет фазовой и групповой скорости поверхностных волн, Радиотехника, 10, № 5, 25 (1955).
56. В. И. Таланов, О поверхностных электромагнитных волнах в системах с неоднородным импедансом, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 2, 132 (1959).
57. В. В. Тяжелов, Экспериментальное исследование взаимодействия однопроводных линий передачи, Радиотехника и электроника, 4, 592 (1959).
58. Я. Б. Файнберг, М. Ф. Горбатенко, Электромагнитные волны в плазме, находящейся в магнитном поле, ЖТФ, 29, 549 (1959).
59. П. Р. Череп, Изгибы волноводов с поверхностной волной, Киев, 1957.
60. В. П. Шестопалов, К. П. Яцук, Использование медленных поверхностных волн для измерения диэлектрических проницаемостей вещества на сверхвысоких частотах I, ЖТФ, 29, 819 (1959).
61. В. П. Шестопалов, К. П. Яцук, Использование медленных поверхностных волн для измерения диэлектрических проницаемостей веществ на сверхвысоких частотах II, ЖТФ, 29, 1090 (1959).
62. В. П. Шестопалов, К. П. Яцук, И. П. Якименко, Использование медленных поверхностных волн для измерения диэлектрических проницаемостей вещества на сверхвысоких частотах III, ЖТФ, 29, 1130 (1959).

63. А. И. Штыров, К вопросу о трактовке однородных замедляющих систем, Радиотехника и электроника, **2**, 244 (1957).
64. А. И. Штыров, О распространении цилиндрических поверхностных волн в периодических структурах, Радиотехника и электроника, **4**, 903 (1959).
65. К. П. Яцук, Г. Н. Бычкова, Применение резонансных замедляющих систем для измерения диэлектрических проницаемостей веществ на сверхвысоких частотах, ЖТФ, **30**, 165 (1959).
66. H. M. Barlow, Поверхностные волны, Proc. IRE, **46**, 1413 (1958).
67. H. M. Barlow, Поверхностная волна. Предлагаемое определение, Proc. IEE, **107 B**, 240 (1960).
68. H. M. Barlow, A. E. Karbowiak, Исследование характеристик цилиндрической поверхностной волны, Proc. IEE, **100**, III, 321, 341 (1953).
69. H. M. Barlow, Мощность, излучаемая поверхностной волной, распространяющейся вокруг цилиндрической поверхности, Proc. IEE, **B-106**, 180 (1959).
- 70a. T. Bergeli, Распространение поверхностной волны вдоль изолированного провода, Acta tech. Acad. sci. hung., **17**, 219 (1957).
- 70b. T. Bergeli, Исследование линий поверхностной волны, Acta tech. Acad. sci. hung., **25**, 257 (1959).
71. F. Bertein, W. S. Chahid, О получении замедленных электромагнитных волн с помощью системы цилиндрических токов, C. R. Acad. sci., **242**, 2918 (1956).
72. A. D. Bresler, О волне TE_{01} в ферритовой пластинке в прямоугольном волноводе и связанном с ней термодинамическом парадоксе, IRE Trans., MTT-8, **81** (1960).
73. Butterfield, Листовые диэлектрические излучатели, Trans. IRE, **AP-3**, 152 (1954).
74. V. Chiron, Влияние окружающих условий на распространение поверхностной волны. Пример создания антенной фидерной системы, состоящей из прямоугольного волновода и линии с поверхностной волной, Cables et transm., **11**, 237 (1957).
75. C. F. U. n. i. a. n. a, Электромагнитные волны, распространяющиеся вдоль спирали, Acta phys. sinica, **15**, 637 (1959).
76. J. Dain, Распространение медленных волн, Electronic Engr., **30**, 388 (1958).
77. R. S. Elliott, Антенны со сферическими поверхностными волнами, IRE Trans., AP-4, 422 (1956).
78. B. Erpsztein, G. Mougiér, Определение, измерение и характеристики фазовых скоростей в системах с периодической структурой, Ann. radioelectr., **10**, 39, 64 (1955).
79. S. Epstein, О возможности электромагнитных поверхностных волн, Proc. Nat. Acad. sci. USA, **40**, 1158 (1954).
80. L. V. Felsen, Электромагнитные свойства поверхностей клина и конуса с линейно изменяющимся поверхностным импедансом, IRE Trans., AP-7, Special Suppl., **231** (1959).
81. V. Friedman, Поверхностные волны над проводником с потерями, IRE Trans., AP-7, Special Suppl., **227** (1959).
82. L. O. Goldstone, A. A. Olinér, Замечание о поверхностных волнах на ребристых структурах, IRE Trans., AP-7, 274 (1959).
83. G. Goubau, Проектирование линий передачи с поверхностной волной, Electronics, **28**, 6A, 60 (1955).
84. G. Goubau, C. E. Shagr, Исследования, проведенные на модели линии передачи с поверхностной волной, IRE Trans., AP-5, 242 (1957).
85. G. Goubau, Некоторые характеристики поверхностной волны для дальней передачи, Proc. IEE, **B 106**, Suppl. 13, 166, (1959).
86. R. C. Hansen, Поверхностные волны произвольной поляризации в однослойной структуре, IRE Trans., MTT-5, 115 (1957).
87. F. R. Huber, H. Rudat, Опыт эксплуатации и характеристики линии Губо в режиме передачи, Rundfunktechn. Mitt., **3**, XII, 277 (1959).
88. C. Jaquet, Поверхностные поперечноманитные волны на бесконечном проводящем цилиндре, Bull. cl. sci. Acad. roy. Belgique, **42**, 1178 (1956).
89. A. E. Karbowiak, Понятие однородного поверхностного импеданса и его применение к расчету цилиндрических объемных резонаторов, Proc. IEE, **C 105**, 1 (1958).
90. A. E. Karbowiak, Эллиптическая поверхностная волна, Brit. J. Appl. Phys., **5**, 328 (1954).
91. A. E. Karbowiak, Поверхностная $E-H$ -волна, Wireless Engr., **31**, 71 (1954).
92. A. E. Karbowiak, Теория многослойных линий с поверхностными волнами, Proc. IEE, **III**, 101, 72, 238 (1954).
93. V. Koskel, Поверхностные волны Зоммерфельда, Ann. Physik, **1**, 145 (1958).
94. Kikuchi Hiroshi, Jamashite Eikichi, Гибридные волны, распространяющиеся в линии с поверхностной волной Губо, J. Inst. Electr. Commun. Engr. Japan, **43**, 39 (1960).

95. B. L a x, K B u t t o n, Теория прямоугольных волноводов с ферритами, IRE Trans., AP-4, 531 (1956).
96. G. G. M a c F a r l a n e, Поверхностные волны на сетках, J. IEE, III A, 93, 1523 (1946).
97. D. M a r c u s e, Исследование обмена энергией и распределения поля в параллельно расположенных поверхностных волноводах, Arch. electr. Ubertrag, 10, 117, (1956).
98. M a t s u o I u k i t o, E d i s u t a n i K e i s u k o, C h o I o s c i o, О фазовой скорости в замедляющей системе Карпа, Mem. Inst. Scient. and Industr. Res. Asaka Univ., 15, 9 (1958).
99. A. G. M u n g a l l, D. M o r r i s, Распространение поверхностной волны над проводящей плоскостью, покрытой слоем песка, Canad. J. Phys., 37, 1349 (1959).
100. A. G. M u n g a l l, D. M o r r i s, Групповая скорость поверхностных волн, Canad. J. Phys., 38, 779 (1960)
101. D. M o r r i s, A. G. M u n g a l l, Поверхностные TE -волны, направляемые металлической плоскостью, покрытой диэлектриком, Canad. J. Phys, 38, 1553, (1960).
102. W. O e h r l, Распространение медленных электромагнитных волн вдоль неоднородного плазменного слоя, Z angew. Phys., 9, 164 (1957).
103. A. A. O l i n e r, A. H e s s e l, Волны, направляемые поверхностью с синусоидально модулированным реактансом, IRE Trans., AP-7, Special Suppl., 201 (1959).
104. R. L. P e a s e, О распространении поверхностных волн вдоль бесконечного ферритового слоя с подложкой, IRE Trans., AP-6, 13 (1958).
105. T. E. R o b e r t s, Экспериментальное изучение однопроводной передающей линии, IRE Trans, AP-2, 46 (1954).
106. S h i m m e l, Новейшие работы по распространению поверхностных волн, Nachrichtentechnik, 4, 279 (1954)
107. G. S c h u l t e n, Новый метод измерения импеданса передающей линии поверхностных волн, Proc. IRE, 47, 76 (1959).
108. S. A. S c h e l k u n o f f, Структура поверхностных волн различных типов, IRE Trans., AP-7, XII., Special Suppl, I33 (1959).
109. K. P. S h a r m a, Определение реактивного сопротивления плоской поверхности, поддерживающей поверхностную волну, Proc. IEE, B 106, 427 (1959).
110. M. S u g i, T. N a k a h a r a t, Волноводы поверхностных волн типа 0 и X, IRE Trans., MTT-7, 366 (1959).
111. P. S z u l k i n, Теория поверхностных волн Губо, Arch. elektrotechniki, 8, 313 (1959).
112. T a s h i o H o s o n o, Поверхностное сопротивление ребристых проводников, Proc. IRE, 48, 247 (1960).
113. U c h i d a H i d e n a r i, N i c h i d a S h i g e o, Поверхностные и пространственные волны на линии передачи с поверхностной волной, Sci. Repts. Res. Insts. Tohoku Unn. Ser. B, Electr Commun., 6, № 3—4, 217 (1955).
114. J. V o n B l a d e l, O. J r. V o n R o h r, Гребни полукруглого сечения в прямоугольном волноводе, IRE Trans., MTT-5, 103 (1957).
115. J. R. W a i t, Электромагнитные волны, направляемые равномерно шероховатой поверхностью, IRE Trans., AP-7, Special Suppl., 154 (1959).
116. J. R. W a i t, Распространение электромагнитных волн вдоль тонкого плазменного листа, Canad. J. Phys., 38, 1586 (1960).
117. E. W e i s s b e r g, Экспериментальное определение длины волны в периодической структуре, заполненной диэлектриком, IRE Trans., MTT-7, 480 (1959).
118. J. C. W a l l i n g, Стержневые замедляющие системы, Onde electr., 37, 136 (1957).
119. J. C. W a l l i n g, „Штыревая“ и другие системы замедления электромагнитных волн, Electron and Control, 3, 239 (1957).
120. Сато Рисабуро, Хариу Токио, Тибэ Дзиро, Расчет линий передачи поверхностной волны и согласующих устройств со спиральными элементами, Techn. J. Japan Broadcast. Corp, 11, 24 (1959).
121. Сато Рисабуро, Определение потерь при передаче линии Губо и винтовой линии в УВЧ-и СВЧ-диапазонах, Television, 13, 248 (1959).
122. Суги, Накахара, ЛПБ из диэлектриков разных поперечных сечений, J. Inst. Electr. Commun. Engrs. Japan, 42, 731 (1959).
123. Йосида, Экранированная передающая линия с поверхностной волной, Toshiba Rev., 11, 840 (1956).
124. Утида, Нисида, Нагасаво, Уда, Шунтирующие реактивные элементы в линиях передачи поверхностных волн, J. Inst. Electr Commun. Engrs. Japan, 33 353 (1955).
125. Яхаги, Разветвленные передающие линии с поверхностной волной, Bull. Electro-techn. Lab, 23, 269 (1958).

ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

126. М. С. Бобровников, Сосредоточенное возбуждение цилиндрического проводника, покрытого диэлектриком, Труды Сибирского физико-технического ин-та при Томском ун-те, 36, 370 (1958).
127. С. М. Веревкин, Возбуждение бесконечного цилиндра с неоднородными граничными условиями Леонтовича рамкой магнитного тока, Научн. докл. высш. школы—Радиотехника и электроника, № 3, 54 (1958).
128. В. В. Владимирский, Распространение электромагнитных волн по одиночному проводу, Изв. АН СССР, сер. физ., 8, 139 (1944).
129. Г. Д. Малюжинец, Об одном обобщении формулы Вейля для волнового поля над поглощающей плоскостью, Докл. АН СССР, 60, 367 (1948).
130. Б. А. Попереченко, Возбуждение цилиндра со слоем, Научн. докл. высш. школы—Радиотехника и электроника, № 4, 46 (1958).
131. Б. А. Попереченко, Возбуждение цилиндра большого диаметра со слоем, Научн. докл. высш. школы—Радиотехника и электроника, № 1, 62 (1959).
132. Л. С. Тартаковский, Излучение диполя над плоской однородной землей, Радиотехника, 13, № 4, 36 (1958); 14, № 8, 8 (1959).
133. О. Н. Терешин, Применение фиктивного магнитного тока для решения задачи об излучении антенны над плоскостью с неоднородными граничными условиями Леонтовича, Радиотехника, 12, № 4, 24 (1957).
134. В. А. Филоненко, Возбуждение двухслойного бесконечно длинного диэлектрического цилиндра электрическим или магнитным диполем, Труды Сибирского физико-технического ин-та при Томском ун-те, 36, 364 (1958).
135. М. Д. Хаскинд, Возбуждение поверхностных электромагнитных волн на плоских диэлектрических покрытиях, Радиотехника и электроника, 5, 188 (1960).
136. М. Д. Хаскинд, Распространение звуковых и электромагнитных волн в полупространстве, Акуст. ж., 5, 464 (1959).
137. Д. В. Шаников, Соотношение мощностей, переносимых волнами, возбуждаемыми щелью на плоскости, покрытой слоем диэлектрика, Радиотехника, 15, № 2, 27 (1960).
138. Н. В. Геттер, Траектории распространения поверхностных волн и теория Зоммерфельда, IRE Trans., AP-7, Special Suppl., 175 (1959).
139. J. Brown, Некоторые результаты теории возбудителей поверхностной волны, IRE Trans., AP-7, Special Suppl., 169 (1959).
140. R. H. Clarke, Об одном методе оценки мощности, излучаемой непосредственно из волновода, запитывающего диэлектрическую антенну, Proc. IEE, B 104, 511 (1957).
141. A. L. Cullen, Резонансный эффект при возбуждении линейным источником поверхностной волны в реактансной цилиндрической системе, J. Research NBS, 64 D, 13 (1960).
142. J. W. Dunsan, Эффективность возбуждения поверхностной волны на диэлектрическом цилиндре, IRE Trans., MTT-7, 257 (1959).
143. A. D. Frost, P. R. McGeoch, C. R. Mungin, Возбуждение волноводов, использующих поверхностные волны, и излучающих щелей с помощью ленточных передающих линий, IRE Trans., MTT-4, 218 (1956).
144. K. Furutsu, Излучение электромагнитных волн вертикальным диполем, расположенным над поверхностью с произвольным импедансом, J. Radio Res. Labs, 6, 25, 269 (1959).
145. K. Furutsu, К вопросу о возбуждении радиоволн над поверхностями различной структуры, IRE Trans., AP-7, Special Suppl., 209 (1959).
146. G. Oubaу, Соотношение между поверхностными и пространственными волнами, Onde electr., 37, 482 (1957).
- 147a. C. Jaquet, Возбуждение в круглом диэлектрическом стержне поверхностной волны электрического типа, Ann. telecommuns., 12, № 6, 217 (1957).
- 147b. C. Jaquet, Возбуждение поверхностной поперечно магнитной волны, распространяющейся вдоль диэлектрического цилиндра, Bull. cl. sci. Acad. roy. Belgique, 42, № 7, 802 (1956).
148. J. V. Keller, F. C. Karal, Возбуждение и распространение поверхностных волн, J. Appl. Phys., 31, 1039 (1960).
149. G. J. Rich, R. H. Duhamel, Дискуссия по статье Рича „Возбуждение поверхностной волны над плоскостью“, Proc. IEE, B 103, 787 (1956).
150. J. H. Richmond, Теоремы взаимности и плоские поверхностные волны. I. Рассеяние диэлектрическими и металлическими объектами, II. Поверхностные волны на плоских и слоистых диэлектрических полосках, III. Возбуждение поверхностных волн на плоских диэлектрических полосках, Bull. Engng. Experim., Stat. Coll. Engng. Ohio State Univ., 28, 176, VIII (1959).

151. J. R o b i e u x, Общие законы связи между излучателями волн. Приложение к поверхностным волнам и условиям распространения, ч. I, *Ann. radioelectr.*, **14**, 187 (1959).
152. J. R o b i e u x, Общая теорема о коэффициенте передачи от передающей к приемной системе, *IRE Trans., AP-7, Special Suppl.*, 118 (1959).
153. A. S o m m e r f e l d, О распространении электромагнитных волн в беспроводной телеграфии, *Ann. Phys.*, **28**, 665 (1909).
154. С. Т. Т а и, Влияние диэлектрического слоя, помещенного на проводящей плоскости, на излучение линейного источника, *J. Appl. Phys.*, **22**, 405 (1951).
155. В. V a n D e r P o l, О разрывных электромагнитных волнах и о возникновении поверхностных волн, *IRE Trans.*, **AP-4**, 288 (1956).
156. J. R. W a i t, Замечание относительно распределения нестационарной поверхностной волны, *Canad. J. Phys.*, **35**, 1146 (1957).
157. J. R. W a i t, A. M. S o n d a, Резонансное возбуждение ребристой цилиндрической антенны, *Proc. IEE, C-107*, 234 (1960).
158. J. R. W a i t, Возбуждение поверхностных электромагнитных волн на искривленной поверхности, *IRE Trans.*, **AP-8**, 445 (1960).

ДИФФРАКЦИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

- 159 Н А Арманд, Возбуждение поверхностных электромагнитных волн открытым концом коаксиальной линии, *Радиотехника и электроника*, **4**, 1609 (1959).
160. А. Е. Б е з м е н о в, Диффракция электромагнитных волн на полубесконечной решетке, *Изв. высш. уч. зав.—Радиотехника*, **1**, 271 (1958).
- 161а. В. И. Б е с п а л о в, Распространение волн в линиях передачи с неоднородным поверхностным импедансом, *Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика*, **1**, № 3, 54 (1958).
- 161б. В. И. Б е с п а л о в, Э. Я. Д а у м е, Распространение электромагнитных волн в спиральной линии с малыми неоднородностями, *Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика*, **2**, 213 (1959).
162. Л. А. В а й н ш т е й н, О возбуждении волны E_0 в круглом волноводе с помощью коаксиальной линии, *ДАН СССР*, **59**, 1421 (1948).
163. Г. А. Г р и н б е р г, В. А. Ф о к, К теории береговой рефракции электромагнитных волн, Исследования по распространению радиоволн, сб 2, под ред. Б. А. Введенского, изд. АН СССР, М—Л, 1948.
- 164 Гуань-Дин-Хуа, Диффракция поверхностных звуковых волн на полубесконечных импедансных трубе и стержне, *ДАН СССР*, **124**, 559 (1959).
165. Г. Д. М а л о ж и н е ц, Возбуждение, отражение и излучение поверхностных волн на клине с заданными импедансами границ, *ДАН СССР*, **121**, 436 (1958).
- 166а. П. С. М и к а з а н, Диффракция электромагнитных волн на открытом конце спирального волновода, *ДАН СССР*, **129**, 502 (1959); *Радиотехника и электроника*, **5**, 403 (1960).
- 166б. П. С. М и к а з а н, Диффракция электромагнитных волн на стыке спирального и сплошного круглого волноводов, *Радиотехника и электроника*, **5**, 597 (1960).
167. А. Н. С и в о в, Падение плоской электромагнитной волны на плоскую решетку (случай, когда вектор H параллелен проводам), *Радиотехника и электроника*, **6**, 58 (1961).
168. В. И. Т а л а н о в, Возбуждение поверхностных волн открытым концом плоского волновода, *ЖТФ*, **28**, 1275 (1958)
169. В. И. Т а л а н о в, К вопросу о возбуждении диэлектрических волноводов, *Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика*, **2**, 902 (1959)
170. В. И. Т а л а н о в, О диффракции электромагнитных волн на уступе поверхностного импеданса в волноводе, *Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика*, **2**, 132 (1959)
171. Н. Г. Т р е н е в, Диффракция поверхностных электромагнитных волн на импедансной ступеньке, *Радиотехника и электроника*, **3**, 27 (1958).
172. Н. Г. Т р е н е в, Диффракция поверхностных электромагнитных волн на полубесконечной импедансной плоскости, *Радиотехника и электроника*, **3**, 163 (1958).
173. В. В. Т я ж е л о в, Приближенный расчет влияния неоднородностей на однопроводных линиях передачи, *Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика*, **3**, 89 (1960).
174. С. М. А n g u l o, W. S. C h a n g, Вариационное выражение для входной проводимости полубесконечного диэлектрического стержня, *IRE Trans.*, **AP-7**, 207 (1959).
175. С. М. А n g u l o, W. S. C h a n g, Возбуждение поверхностных волн плоским волноводом, *IRE Trans.*, **AP-7**, 359 (1959).
176. С. М. А n g u l o, Диффракция поверхностных волн на полубесконечной диэлектрической пластинке, *IRE Trans.*, **AP-5**, 100 (1957).
177. А. Е. Н e i n s, Функция Грина для периодических структур в теории диффракции. Применение к области из параллельных пластин, ч. I, *J. Math and Mech.*, **6**, 401 (1957).

178. А. Е. Нейнс, Функция Грина для периодических структур в теории диффракции. Применение к структуре из параллельных пластин, ч 2, *J. Math. and Mech.*, **6**, 629 (1957).
179. J. Капе, Эффективность возбуждения поверхностных волн на реактивной полуплоскости произвольным источником, *IRE Trans.*, **AP-8**, 500 (1960).
180. А. Ф. Кау, Рассеяние поверхностной волны на неоднородности реактанса, *IRE Trans.*, **AP-7**, 22 (1959).
181. S. N. Кагр, F. C. Кагал, Поверхностные волны, возбуждаемые на обеих поверхностях прямогольного клина, *Communs. Pure and Appl. mathem.*, **12**, 435 (1959).
182. D. К. Ралф, К теории диффракции на сложном цилиндре, *J. Res. NBS*, **65** Д, № 1, 19 (1951).
183. G. Уейл, Задача о диффракции поверхностных электромагнитных волн и ее применение в теории диэлектрических антенн, *Ann. radioelectr.*, **10**, 228 (1955).
184. Мориваки Кавамура, Излучатель поверхностных волн. Применение электромагнитных волн, распространяющихся по поверхности проводника, *Сэйсан кэнкю*, **8**, 11, 1—4 (1958), (Япония).

АНТЕННЫ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

185. Н. Н. Говорун, Интегральные уравнения для антенны—тела вращения с импедансной поверхностью, *ДАН СССР*, **126**, 49 (1959).
186. К. И. Гринева, Антенна поверхностных волн с качанием луча, *Радиотехника*, **14**, 10, 15 (1959).
187. К. И. Гринева, Об одном методе осуществления антенн поверхностных волн, *Изв. высш. уч. зав.—Радиотехника*, **2**, 109 (1959).
188. Г. А. Евстропов, Поверхностные волны над ребристой поверхностью с периодическим изменением импеданса, *Вопросы радиоэлектроники, сер. общетехническая*, вып 13, 13 (1960).
189. М. А. Миллер, Применение однородных граничных условий в теории тонких антенн, *ЖТФ*, **24**, 1483 (1954).
190. В. И. Таланов, К вопросу об излучении антенн с периодически изменяющимся поверхностным импедансом, *Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика*, **3**, 802 (1960).
- 191а. О. Н. Терешин, Обратная электродинамическая задача применительно к неограниченной плоской импедансной поверхности, *Научн. докл. высш. школы—Радиотехника и электроника*, № 4, 32 (1958).
- 191б. О. Н. Терешин, А. С. Белов, К вопросу о развязке антенн щелевого типа с помощью импедансной структуры, лежащей в плоскости щелей, *Изв. высш. уч. зав.—Радиотехника*, **3**, 359 (1960).
192. О. Н. Терешин, А. Ф. Чаплин, Обратная электродинамическая задача применительно к симметрично возбужденному импедансному цилиндру, *Научн. докл. высш. школы—Радиотехника и электроника*, № 2, 51 (1958).
193. H. W. Соорер, M. Hoffman, S. Isaacson, Антенна поверхностной волны с зеркальной линией, *IRE Nat. Conv. Rec.*, **6**, 230 (1958).
194. J. W. Дипсан, R. H. Дунамель, Методы управления излучением цилиндрического диэлектрического волновода, *IRE Trans.*, **AP-5**, 284 (1957).
195. M. J. Еһглич и др., Ребристая антенна поверхностных волн, *IRE Nat. Conv. Rec.*, p 2, 18 (1953).
195. H. Еһгренспекк, W. Геһбес, F. Зускер, Антенны поверхностных волн, *IRE Nat. Conv. Rec.*, **1**, 25 (1954).
197. H. W. Еһгренспекк, Антенна с обратным излучением—новый тип направленного линейного источника, *Proc. IRE*, **48**, 109 (1960).
198. H. W. Еһгренспекк, W. Кеарнс, Двухмерная решетка осевого излучения с увеличенным выигрышем и подавлением боковых лепестков, *IRE Wescon Convention Record*, p 1, 217 (1957).
199. H. W. Еһгренспекк, H. Роеһлер, Новый метод получения максимального выигрыша антенн Уда-Яга, *IRE Trans.*, **AP-7**, 379 (1959).
200. R. S. Elliott, Волновод со щелями, ч 1. Теория, *IRE Trans.*, **AP-5**, 270 (1957).
201. R. S. Elliott, Сферическая антенна поверхностных волн, *IRE Trans.*, **AP-4**, 422 (1957).
202. R. S. Elliott, E. N. Rodda, Решетки, возбуждаемые поверхностными волнами, *IRE Trans.*, **AP-3**, 140 (1955).
203. L. B. Felsen, Излучение антенны поверхностной волны с переменными параметрами, *IRE Trans.*, **AP-8**, 877 (1960).
204. L. O. Goldstone, A. A. Oliner, Антенны „вытекающей“ волны, ч 1. Прямоугольные волноводы, *IRE Trans.*, **AP-7**, 307 (1959).
205. W. Негсч, Антенна поверхностных волн, *Proc. IEE*, **C 107**, 12, 202 (1960).
206. R. C. Нопеу, Невыступающая антенна „вытекающей“ волны с заданными диаграммами направленности, *IRE Trans.*, **AP-7**, 320 (1959).

207. R. W. Н о u g a r d y, R. C. H a n s e n, Антенны поверхностной волны со сканированием луча. Наклонные поверхностные волны над ребристой проводящей поверхностью, IRE Trans., AP-6, 370 (1958).
208. R. F. Н у п е т а н, R. W. Н о u g a r d y, Антенна поверхностных волн с волноводной нагрузкой, IRE Nat. Conv. Rec., p 1, 6, 225 (1958).
209. R. J ä h n, Исследование технического применения цилиндрических антенн поверхностных волн для радиолокационных станций, Nachrichtentechnik, 9, 418 (1959).
210. E. M. T. J o n e s, Кольцевая ребристая антенна поверхностных волн, Proc. IRE, 40, 721 (1952).
211. E. M. T. J o n e s, R. A. F o l s o m, Замечание о круговой диэлектрической дисковой антенне, Proc. IRE, 41, 798 (1953).
212. K. C. K e l l y, R. S. E l l i o t t, Волновод со щелями, ч. II, Эксперимент, IRE Trans., AP-5, 276 (1957).
213. R. G. M a l e s c h, S. J. B l a n k, Расчет и экспериментальные исследования антенн поверхностных волн, IRE Nat. Conv. Rec., 7, p. 1, 74 (1959).
214. L. W. M i c k e y, G. G. C h a d m i c k, Плотная решетка из стержней с большой диэлектрической проницаемостью, IRE Nat. Conv. Rec., p. 1, 213 (1958).
215. K. E. N i e b u h r, E. H. S c h e i b e, Дисконные диэлектрические антенны с поверхностной волной, Proc. Nat. Electronics Conf., 14, 135 (1958).
216. R. E. P l u m m e r, Антенны поверхностных волн для радиомаяков, IRE Trans., AP-6, 105 (1958).
217. R. L. P e a s e, Излучение модулированных структур с поверхностной волной, IRE Nat. Conv. Rec. 5, p. 1, 161 (1957).
218. F. R e g g i a, E. G. S p e n c e r, R. D. H a t c h e r, J. E. T o m p k i n s, Излучательная система из ферритовых стержней, Proc. IRE, 45, 344 (1957).
219. W. R o t m a n, A. A. O l i n e r, Волноводная антенна в виде несимметричной канавки, IRE Trans., AP-7, 153 (1959).
220. D. L. S e n g u p t a, О фазовой скорости волны, распространяющейся вдоль структуры типа Уда-Яга, IRE Trans., AP-6 234 (1958)
221. D. L. S e n g u p t a, Характеристики излучения зигзагообразной антенны, IRE Trans., AP-6, 191 (1958).
222. F. S e r r a c h i o l i, C. A. L e v i s, Расчет фазовой скорости для однородной дипольной решетки с осевым излучением, IRE Trans., AP-7, Special Suppl., 424 (1959).
223. J. C. S i m o n, G. W e i l l, Новый тип антенны с продольным излучением, Ann. radioelectr., 8, 33, 183 (1953).
224. J. O. S p e c t o r, Изучение периодической стержневой структуры для антенн Уда-Яги, Proc. IEE, B 105, 38 (1958).
225. J. R. W a i t, A. M. S o n d a, Диаграмма направленности цепочки щелевых антенн, размещенных в неидеальном экране конечных размеров, Proc. Int. Congress on UHF Circuits and Antennas, October, 1957.
226. C. H. W a l t e r, Линзы Лüneберга с поверхностными волнами, IRE Trans., AP-8, 508 (1960).
227. W. L. W e e k s, Возбуждение антенны бегущей волны связанным с ней волноводом, IRE Wescon Convent. Rec., 1, VIII, p 1, 236 (1957).

Научно-исследовательский радиофизический институт
при Горьковском университете

Поступила в редакцию
27 июня 1961 г.

THE USE OF THE SURFACE IMPEDANCE CONCEPT IN THE SURFACE ELECTROMAGNETIC WAVES THEORY

(Review)

M. A. Miller, V. I. Talanov

Some general questions of surface electromagnetic waves theory connected with the impedance description of the guiding properties of boundaries are considered. It is supposed that in general case the surface impedance may possess a spatial dispersion, i. e. that it may depend on the structure of the field determined. The fruitfulness of such a description for the study of free waves as well as for the solution of the problems of surface field excitation by means of different sources (including diffraction ones) is shown. Only papers which are directly dealt with the use of surface impedance conception have been discussed in the review. The subject-matter of the bibliography supplemented is more complete, that contains references to nearly all the main articles on surface electromagnetic waves which have been published during the last years.