

Айзенберг Г.З.

Коротковолновые антенны

**Москва
«Книга по Требованию»**

УДК 004
ББК 32.81
А11

А11 **Айзенберг Г.З.**
Коротковолновые антенны / Айзенберг Г.З. – М.: Книга по Требованию, 2012. –
536 с.

ISBN 978-5-458-25605-6

Издание второе, переработанное, дополненное.

ISBN 978-5-458-25605-6

© Издание на русском языке, оформление
«YOYO Media», 2012

© Издание на русском языке, оцифровка,
«Книга по Требованию», 2012

Эта книга является репринтом оригинала, который мы создали специально для Вас, используя запатентованные технологии производства репринтных книг и печати по требованию.

Сначала мы отсканировали каждую страницу оригинала этой редкой книги на профессиональном оборудовании. Затем с помощью специально разработанных программ мы произвели очистку изображения от пятен, клякс, перегибов и попытались отбелить и выровнять каждую страницу книги. К сожалению, некоторые страницы нельзя вернуть в изначальное состояние, и если их было трудно читать в оригинале, то даже при цифровой реставрации их невозможно улучшить.

Разумеется, автоматизированная программная обработка репринтных книг – не самое лучшее решение для восстановления текста в его первозданном виде, однако, наша цель – вернуть читателю точную копию книги, которой может быть несколько веков.

Поэтому мы предупреждаем о возможных погрешностях восстановленного репринтного издания. В издании могут отсутствовать одна или несколько страниц текста, могут встретиться невыводимые пятна и кляксы, надписи на полях или подчеркивания в тексте, нечитаемые фрагменты текста или загибы страниц. Покупать или не покупать подобные издания – решать Вам, мы же делаем все возможное, чтобы редкие и ценные книги, еще недавно утраченные и несправедливо забытые, вновь стали доступными для всех читателей.

Список основных обозначений

- A — векторный потенциал
 a — радиус провода
 B — реактивная составляющая проводимости
 C — емкость
 C_1 — погонная емкость
 C_{ij} — взаимная емкость в системе проводов
 $c = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0} = 3 \cdot 10^8$ м/с — скорость электромагнитных волн в вакууме
 D — коэффициент направленного действия; линейный размер антенны; расстояние между проводами
 d — расстояние между элементами антенны, проводами
 E — вектор напряженности электрического поля
 E — напряженность электрического поля
 $F(\Delta)$ — диаграмма направленности в вертикальной плоскости
 $F(\varphi)$ — диаграмма направленности в горизонтальной плоскости
 G — коэффициент усиления; активная проводимость
 G_1 — погонная проводимость
 H — вектор напряженности магнитного поля
 H — напряженность магнитного поля; вертикальный размер антенны; высота подвеса
 h — линейный размер антенны
 I — электрический ток
 J — плотность электрического тока
 K — коэффициент бегущей волны
 k — коэффициент связи между линиями
 $k_1 = v_\phi/c$ — коэффициент замедления в линии
 L — индуктивность
 L_1 — погонная индуктивность
 L_{ij} — взаимная индуктивность в системе проводов
 l — длина ступеньки; длина плеча вибратора; длина
 P — мощность
 P_Σ — мощность излучения

P_0 — мощность, подводимая к антенне
 R — активное сопротивление
 R_Σ — сопротивление излучения
 R_1 — сопротивление погонное
 R_{ij} — взаимное сопротивление излучения
 S_{ij} — коэффициенты матрицы рассеяния
 T_{ij} — коэффициент волновой матрицы передачи
 U — напряжение
 u — амплитуда волны в линии
 V — объем; электрический потенциал
 W — волновое сопротивление линии без потерь
 w — приведенное волновое сопротивление
 X — реактивная составляющая сопротивления
 X_{ij} — реактивная составляющая взаимного сопротивления
 Y — полная проводимость
 Y_1 — погонная проводимость
 $Z = R + iX$ — полное сопротивление
 $Z_{\text{в}}$ — волновое сопротивление линии
 $Z_{\text{эк}}$ — эквивалентное сопротивление
 $Z_{\text{вх}}$ — входное сопротивление
 $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = 120\pi$ Ом — волновое сопротивление свободного пространства
 α — коэффициент затухания
 β — коэффициент фазы
 $\gamma = \alpha + i\beta$ — коэффициент распространения
 Γ — коэффициент отражения устройства
 Δ — угол наклона, $\Delta = \pi/2 - \theta$
 $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$ — диэлектрическая проницаемость среды
 $\epsilon_0 = 1/(4\pi \cdot 9 \cdot 10^9)$ Ф/м — диэлектрическая проницаемость вакуума
 η — коэффициент полезного действия
 $\theta = 2\pi l/\lambda$ — электрическая длина; полярный угол
 $\kappa = \lambda_{\text{max}}/\lambda_{\text{min}}$ — коэффициент перекрытия диапазона
 λ — длина волны
 $\mu = \mu_r \mu_0$ — магнитная проницаемость среды
 $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$ Гн/м — магнитная проницаемость вакуума
 ρ — коэффициент отражения
 $\rho_{\parallel}$ — коэффициент отражения Френеля для параллельной поляризации
 $\rho_{\perp}$ — коэффициент отражения Френеля для нормальной поляризации
 σ — поверхностная плотность заряда; удельная проводимость
 τ — линейная плотность заряда
 φ — фаза; азимутальный угол
 ω — угловая частота

1.1. Свойства волны ТЕМ

Теория антенно-фидерных устройств коротковолнового диапазона в значительной степени базируется на теории длинных линий. Ввиду того, что теория длинных линий изложена во многих монографиях и учебниках, ниже приводятся лишь основные ее положения и результаты.

Два параллельных однородных по длине проводника образуют линию, вдоль которой может распространяться поперечная электромагнитная волна (ТЕМ). Как электрическое, так и магнитное поле этой волны имеет только поперечные компоненты. В каждой точке пространства электрическое и магнитное поля взаимно перпендикулярны, при отсутствии потерь синфазны, а их отношение $E/H = \sqrt{\mu/\epsilon} = Z_0$, где μ , ϵ — соответственно магнитная и диэлектрическая проницаемости среды, окружающей провода. Для свободного пространства $Z_0 = 120\pi$ Ом. Фазовая скорость волны ТЕМ $v_{\phi} = 1/\sqrt{\epsilon\mu} = c$, где c — скорость света в окружающей среде. Для свободного пространства $c = 3 \cdot 10^8$ м/с. У поверхности проводников из-за их конечной проводимости имеется небольшая продольная составляющая электрического поля. Потери в проводах приводят к затуханию волны в линии, некоторому изменению фазовой скорости и изменению соотношения между E и H .

Проводники, образующие линию, могут иметь различную форму поперечного сечения; в зависимости от этого различным может быть распределение поля между проводами. На рис. 1.1 показана структура электромагнитного поля в поперечном сечении трех наиболее распространенных типов линий: симметричной двухпроводной, однопроводной над плоским проводящим экраном

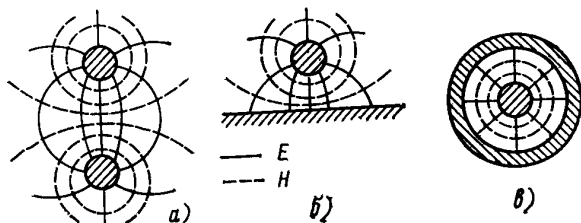


Рис. 1.1

(таким экраном может быть проводящая поверхность земли) и коаксиальной.

Структура поля в волне ТЕМ не зависит от частоты. В частности, распределение электрического поля в поперечном сечении линии совпадает с распределением электростатического поля двух бесконечных цилиндрических проводников, поперечное сечение которых совпадает с сечением проводов, образующих линию, а заряды одинаковы по величине и противоположны по знаку. Распределение магнитного поля совпадает с распределением поля, создаваемого постоянными одинаковыми по величине и противоположными по направлению токами, текущими в проводах линии. Это позволяет использовать электростатические и магнитостатические методы для расчета структуры поля и характеристических параметров линии. (В статическом случае распадается лишь обязательная для всякой ненулевой частоты связь между величинами E и H .)

Благодаря квазистатическому характеру поля волны ТЕМ в каждом поперечном сечении линии может быть определено напряжение U между проводами, равное интегралу от напряженности электрического поля вдоль любой линии, соединяющей поверхности обоих проводников и лежащей в плоскости рассматриваемого сечения. Можно ввести также понятие тока I , равного полному току, проходящему через поперечное сечение любого из проводников. Токи в проводах линии с волной ТЕМ имеют только продольную составляющую, и полные токи I в каждом из проводников равны по величине и противоположны по направлению в любом сечении линии. Это позволяет для описания процессов, происходящих в длинной линии, ограничиться рассмотрением распределения вдоль линии двух скалярных величин — тока I и напряжения U .

Следует отметить, что в линиях открытого типа (рис. 1.1, а, б) никакие иные типы волн распространяться не могут. Если же такие волны возникают на какой-либо нерегулярности (при обрыве линии, включенном в линию сопротивлении, изменении сечения проводов или расстояния между ними), они излучаются в пространство и вызывают лишь локальные возмущения токов и полей. Указанные возмущения и интенсивность излучаемого поля тем меньше, чем меньше расстояние между проводами. В связи с этим при практической реализации линии расстояние между проводами выбирают существенно меньшим, чем длина волны, и указанные возмущения имеют пренебрежимо малую величину.

1.2. Телеграфные уравнения. Связь между токами и напряжениями в линии

Теория длинных линий может быть построена как на основе электродинамических методов, базирующихся на уравнениях Максвелла, так и на основе так называемых телеграфных уравнений. Последний путь более удобен, так как позволяет более про-

сто учесть конечную проводимость проводов линии и потери в окружающей среде, а также эффекты, связанные с включением в линию разного рода нерегулярностей.

Схема линии с нагрузкой на конце показана на рис. 1.2. Координата z вдоль линии отсчитывается от нагрузки в сторону генератора. Свойства линии могут быть охарактеризованы распределенными постоянными: емкостью C_1 , индуктивностью L_1 , сопротивлением потерь R_1 и проводимостью утечки G_1 , приходящими на единицу длины. Эквивалентная схема отрезка линии бесконечно малой длины dz показана на рис. 1.3.

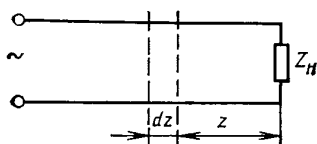


Рис. 1.2

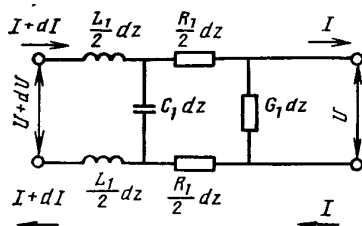


Рис. 1.3

Изменение напряжения на элементе dz равно падению напряжения на сопротивлении потерь и индуктивности. С точностью до членов второго порядка малости

$$dU = I(R_1 + i\omega L_1) dz = I Z_1 dz. \quad (1.1)$$

Изменение тока на элементе dz равно току, ответвившемуся в емкость и проводимость утечки. С точностью до величин второго порядка малости

$$dI = U(G_1 + i\omega C_1) dz = U Y_1 dz. \quad (1.2)$$

Исключая из этих соотношений поочередно I и U , получаем дифференциальные уравнения второго порядка:

$$\frac{d^2 U}{dz^2} = Z_1 Y_1 U; \quad \frac{d^2 I}{dz^2} = Z_1 Y_1 I.$$

Решения этих уравнений имеют вид:

$$\begin{aligned} U(z) &= A_1 \exp(\gamma z) + A_2 \exp(-\gamma z); \\ I(z) &= B_1 \exp(\gamma z) + B_2 \exp(-\gamma z), \end{aligned} \quad (1.3)$$

где A_1, A_2, B_1, B_2 — константы интегрирования; $\gamma = \alpha + i\beta = \sqrt{Z_1 Y_1} = \sqrt{(R_1 + i\omega L_1)(G_1 + i\omega C_1)}$.

Связь между константами интегрирования определяют в результате подстановки (1.3) в (1.1) и (1.2):

$$A_1 = \sqrt{Z_1 Y_1} B_1; \quad A_2 = -\sqrt{Z_1 Y_1} B_2.$$

Величина $Z_B = \sqrt{Z_1/Y_1} = \sqrt{(R_1 + i\omega L_1)/(G_1 + i\omega C_1)}$ называется *волновым сопротивлением линии*.

Слагаемые, пропорциональные $\exp(\gamma z)$ в (1.3), описывают волну, распространяющуюся от генератора к нагрузке (падающую волну), а слагаемые, пропорциональные $\exp(-\gamma z)$, — волну, распространяющуюся от нагрузки к генератору (отраженную волну).

Константы B_1 и B_2 определяются либо граничными условиями на концах линии, либо заданием тока и напряжения в каком-либо сечении линии.

Пусть в некотором сечении $z = z_1$ однородной линии $U = U_1$, $I = I_1$. Тогда:

$$\begin{aligned} U(z) &= U_1 \operatorname{ch} \gamma(z - z_1) + I_1 Z_B \operatorname{sh} \gamma(z - z_1); \\ I(z) &= I_1 \operatorname{ch} \gamma(z - z_1) + \frac{U_1}{Z_B} \operatorname{sh} \gamma(z - z_1). \end{aligned} \quad (1.4)$$

Электромагнитные процессы в линии можно характеризовать также, используя понятия *амплитуд падающей и отраженной волн* $u_{\text{пад}}$ и $u_{\text{отр}}$:

$$\begin{aligned} u_{\text{пад}}(z) &= u_{\text{пад}}(z_1) \exp \gamma(z - z_1); \\ u_{\text{отр}}(z) &= u_{\text{отр}}(z_1) \exp \gamma(z_1 - z). \end{aligned}$$

Под амплитудами прямой и обратной волн понимают величины, пропорциональные напряжению либо току, соответствующим этим волнам. Обычно амплитуды нормируют таким образом, чтобы поток энергии, переносимый падающей или отраженной волной, равнялся половине квадрата ее амплитуды. При этом результирующий поток энергии в линии равен половине разности квадратов амплитуд падающей и отраженной волн: $P = \operatorname{Re}(UI^*/2) = (|u_{\text{пад}}|^2 - |u_{\text{отр}}|^2)/2$. Соответствующая связь между токами, напряжениями и нормированными амплитудами падающей и отраженной волны имеет вид:

$$\left. \begin{aligned} U &= (u_{\text{пад}} + u_{\text{отр}}) \sqrt{Z_B}; \\ I &= (u_{\text{пад}} - u_{\text{отр}}) / \sqrt{Z_B}; \end{aligned} \right\} \quad \left. \begin{aligned} u_{\text{пад}} &= (U/\sqrt{Z_B} + I\sqrt{Z_B})/2; \\ u_{\text{отр}} &= (U/\sqrt{Z_B} - I\sqrt{Z_B})/2. \end{aligned} \right\}$$

Линия, в которой отсутствуют потери ($R_1 = 0$; $G_1 = 0$), обычно называется *идеальной*. В такой линии:

$$\begin{aligned} \gamma &= i\beta = i\omega \sqrt{L_1 C_1}; \quad Z_B = W = \sqrt{L_1/C_1}; \\ U(z) &= U_1 \cos \beta(z - z_1) + i I_1 W \sin \beta(z - z_1); \\ I(z) &= I_1 \cos \beta(z - z_1) + i \frac{U_1}{W} \sin \beta(z - z_1). \end{aligned} \quad (1.5)$$

Фазовая скорость в идеальной линии равна скорости света:

$$1/\sqrt{L_1 C_1} = c. \quad (1.6)$$

Таким образом, распределенные индуктивность и емкость не являются независимыми и для нахождения волнового сопротивле-

ния достаточно определить, например, только распределенную емкость.

Если потери в линии малы, то:

$$\beta \approx \frac{2\pi}{\lambda} \left[1 + \frac{1}{8} \left(\frac{R_1}{\omega L_1} - \frac{G_1}{\omega C_1} \right)^2 \right] \approx \frac{2\pi}{\lambda};$$

$$\alpha \approx \frac{1}{2} \left(\frac{R_1}{W} + G_1 W \right); \quad Z_n \approx W \left[1 - \frac{i}{2} \left(\frac{R_1}{\omega L_1} - \frac{G_1}{\omega C_1} \right) \right],$$

где λ — длина волны в свободном пространстве. С ростом частоты относительное влияние потерь уменьшается ($\alpha/\beta \rightarrow 0$) и линия по своим свойствам приближается к идеальной. Часто проводимостью утечки G_1 можно пренебречь. В этом случае имеется простая связь между мнимой частью волнового сопротивления и затуханием в линии: $Z_n = W(1 - i\alpha/\beta)$.

1.3. Коэффициент отражения. Коэффициент бегущей волны

При подключении к генератору бесконечно длинной однородной линии в ней возникает лишь волна, распространяющаяся в направлении от генератора. В линии конечной длины, оканчивающейся нагрузкой Z_n , возникает как падающая, так и отраженная волна. Коэффициентом отражения ρ называется отношение амплитуды отраженной от нагрузки волны к амплитуде падающей волны. Используют также понятия коэффициентов отражения по току ρ_I и по напряжению ρ_U , равных отношению соответствующих величин в отраженной и падающей волнах. Коэффициент отражения зависит от сопротивления нагрузки следующим образом: $\rho = \rho_U = (Z_n - Z_n) / (Z_n + Z_n)$; $\rho_I = -\rho$.

Ниже приведены значения коэффициентов отражения для некоторых частных случаев:

разомкнутая линия ($Z_n = \infty$): $\rho = 1$;

короткозамкнутая линия ($Z_n = 0$): $\rho = -1$;

идеальная линия, нагруженная на реактивное сопротивление ($Z_n = iX_n$):

$$\rho = (iX_n - W) / (iX_n + W), \quad |\rho| = 1;$$

линия, нагруженная на сопротивление, равное ее волновому сопротивлению ($Z_n = Z_n$):

$$\rho = 0.$$

В случае произвольной нагрузки $Z_n = R_n + iX_n$ при малом затухании в линии ($Z_n = W - i\alpha W/\beta$) модуль коэффициента отражения

$$|\rho| = \sqrt{\frac{(R_n - W)^2 + (X_n + \alpha W/\beta)^2}{(R_n + W)^2 + (X_n - \alpha W/\beta)^2}}.$$

Фаза коэффициента отражения

$$\varphi = \begin{cases} \arctg [(X_n + \alpha W/\beta)/(R_n - W)] - \\ \arctg [(X_n + \alpha W/\beta)/(R_n - W)] - \\ - \arctg [(X_n - \alpha W/\beta)/(R_n + W)] \quad \text{при } R_n \geq W, \\ - \arctg [(X_n - \alpha W/\beta)/(R_n + W)] + \pi \quad \text{при } R_n < W. \end{cases}$$

В идеальной линии при наличии падающей и отраженной волн распределение напряжения вдоль линии имеет периодический характер. Через каждые четверть длины волны напряжение изменяется от максимального значения $U_{max} = (|u_{пад}| + |u_{отр}|) \sqrt{Z_b}$ (в пучности) до минимального $U_{min} = (|u_{пад}| - |u_{отр}|) \sqrt{Z_b}$ (в узле). Расстояние между пучностями напряжения равно половине длины волны. Аналогичный характер имеет распределение тока. Пучности напряжений и токов сдвинуты друг относительно друга на четверть длины волны, так что пучности напряжений совпадают с узлами тока и наоборот. Положение пучностей напряжений и токов зависит от фазы φ коэффициента отражения от нагрузке. В частности, положение пучностей напряжения определяется формулой

$$z_{U \text{ пучн}} = [n/2 + \varphi/(4\pi)]\lambda, \quad n = 0, 1, 2 \dots$$

При наличии затухания распределение напряжения вдоль линии становится квазипериодическим:

$$|U(z)|^2 = [\exp(2\alpha z) + |\rho|^2 \exp(-2\alpha z) + 2|\rho| \cos(2\beta z - \varphi)] u_{пад}(0) \sqrt{Z_b}.$$

Положение максимумов и минимумов определяют из соотношения

$$\sin(2\beta z - \varphi) = [\alpha/(2\beta|\rho|)] [\exp(2\alpha z) - |\rho|^2 \exp(-2\alpha z)]. \quad (1.7)$$

Если затухание в линии велико или коэффициент отражения ρ мал, [правая часть (1.7) больше единицы], максимумы и минимумы отсутствуют. При малых потерях в линии:

$$z_{U \text{ пучн}} \approx [(2\pi n + \varphi) 2\beta|\rho| + \alpha(1 - |\rho|^2)]/[4\beta^2|\rho| - 2\alpha^2(1 + |\rho|^2)]; \\ z_{U \text{ узл}} \approx [(2\pi n + \varphi + \pi) 2\beta|\rho| - \alpha(1 - |\rho|^2)]/[4\beta^2|\rho| + 2\alpha^2(1 + |\rho|^2)]$$

Распределение тока имеет аналогичный характер. Положение пучностей и узлов определяется выражениями:

$$z_{I \text{ пучн}} \approx [(2\pi n + \varphi + \pi) 2\beta|\rho| + \alpha(1 - |\rho|^2)]/[4\beta^2|\rho| - 2\alpha^2(1 + |\rho|^2)]; \\ z_{I \text{ узл}} \approx [(2\pi n + \varphi) 2\beta|\rho| - \alpha(1 - |\rho|^2)]/[4\beta^2|\rho| + 2\alpha^2(1 + |\rho|^2)].$$

Для характеристики работы линии часто используют понятие коэффициента бегущей волны (КБВ):

$$K = U_{min}/U_{max} = I_{min}/I_{max}.$$

В линии без потерь

$$K = (1 - |\rho|)/(1 + |\rho|); \quad |\rho| = (1 - K)/(1 + K).$$

В разомкнутой, короткозамкнутой или нагруженной на реактивное сопротивление линиях $K=0$. Такой режим в линии принято называть *режимом стоячей волны*. В этом режиме поток энергии вдоль линии равен нулю, напряжения и токи в соответствующих узлах также равны нулю и в любом сечении линии токи и напряжения сдвинуты по фазе на 90° .

Случаю $K=1$ соответствует режим бегущей волны, при котором в линии имеется лишь волна, распространяющаяся в направлении от генератора. Токи и напряжения в бегущей волне синфазны.

При наличии затухания в линии

$$K = \sqrt{\frac{\exp(2\alpha z_{\text{уэл}}) + |\rho|^2 \exp(-2\alpha z_{\text{уэл}})}{\exp(2\alpha z_{\text{пучн}}) + |\rho|^2 \exp(-2\alpha z_{\text{пучн}})}} \rightarrow \\ \rightarrow \frac{-\sqrt{4|\rho|^2 - (\alpha/\beta)^2 [\exp(2\alpha z_{\text{уэл}}) - |\rho|^2 \exp(-2\alpha z_{\text{уэл}})]^2}}{+\sqrt{4|\rho|^2 - (\alpha/\beta)^2 [\exp(2\alpha z_{\text{пучн}}) - |\rho|^2 \exp(-2\alpha z_{\text{пучн}})]^2}},$$

где $z_{\text{уэл}}$ и $z_{\text{пучн}}$ определяются из (1.7).

При малых потерях в линии и достаточно больших значениях $|\rho|$ можно положить $\cos(2\beta z_{\text{уэл}} - \varphi) \approx -1$; $\cos(2\beta z_{\text{пучн}} - \varphi) \approx 1$. При этом $K \approx [1 - |\rho| \exp(-2\alpha z)] / [1 + |\rho| \exp(-2\alpha z)]$; $\rho \approx \exp(2\alpha z) (1 - K) / (1 + K)$. При $|\rho|=1$ $K \approx \tanh \alpha z \approx \alpha z$.

1.4. Эквивалентное и входное сопротивления. Пересчет сопротивления вдоль линии

Эквивалентным сопротивлением линии в сечении z называется отношение напряжения к току в этом сечении: $Z_{\text{эк}}(z) = U(z)/I(z)$. В линии без потерь, нагруженной на сопротивление $Z_{\text{н}}$,

$$Z_{\text{эк}} = W [(Z_{\text{н}}/W) + i \operatorname{tg} \beta z] / [1 + i (Z_{\text{н}}/W) \operatorname{tg} \beta z]. \quad (1.8)$$

На входе линии эквивалентное сопротивление называется *входным сопротивлением*. В частности, входное сопротивление короткозамкнутой линии длиной l

$$Z_{\text{вх}} = i W \operatorname{tg} \beta l.$$

В разомкнутой линии

$$Z_{\text{вх}} = -i W \operatorname{ctg} \beta l.$$

В линии, нагруженной на реактивное сопротивление,

$$Z_{\text{вх}} = -i W \operatorname{ctg} (\beta l - \psi), \text{ где } \psi = \operatorname{arctg} (W/X_{\text{н}}).$$

В линии, нагруженной на сопротивление, равное волновому,

$$Z_{\text{вх}} = Z_{\text{в}}.$$

В ряде случаев удобно выделить в (1.8) в явном виде действительную и мнимую части:

$$Z_{\text{эк}} = R_{\text{эк}} + i X_{\text{эк}} = W \frac{R_{\text{н}} W (1 + \operatorname{tg}^2 \beta z) +}{R_{\text{н}}^2 \operatorname{tg}^2 \beta z +} \rightarrow \\ \rightarrow \frac{+ i [X_{\text{н}} W (1 - \operatorname{tg}^2 \beta z) + (W^2 - R_{\text{н}}^2 - X_{\text{н}}^2) \operatorname{tg} \beta z]}{+ (W - X_{\text{н}} \operatorname{tg} \beta z)^2} \quad (1.9)$$

Эквивалентное сопротивление может быть выражено через модуль и фазу коэффициента отражения:

$$\begin{aligned} Z_{\text{эк}} &= W \frac{1 + |\rho| \exp(i\varphi - i2\beta z)}{1 - |\rho| \exp(i\varphi - i2\beta z)} = \\ &= W \frac{1 - |\rho|^2 - 2i|\rho| \sin(2\beta z - \varphi)}{1 + |\rho|^2 - 2|\rho| \cos(2\beta z - \varphi)}. \end{aligned} \quad (1.10)$$

Максимальное и минимальное значения $|Z_{\text{эк}}|$ принимает в пучностях напряжения и тока соответственно. В пучности напряжения $Z_{\text{эк}} = W(1 + |\rho|)/(1 - |\rho|) = W/K$. В пучности тока $Z_{\text{эк}} = W(1 - |\rho|)/(1 + |\rho|) = WK$. В обоих случаях эквивалентное сопротивление чисто активное.

Решение обратной задачи — определение $Z_{\text{н}}$ по известному значению $Z_{\text{эк}}$ имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} Z_{\text{н}} &= W [(Z_{\text{эк}}/W) - i \operatorname{tg} \beta z] / [1 - i (Z_{\text{эк}}/W) \operatorname{tg} \beta z] = \\ &= W \frac{R_{\text{эк}} W (1 + \operatorname{tg}^2 \beta z) + i [X_{\text{эк}} W (1 - \operatorname{tg}^2 \beta z) - (W^2 - R_{\text{эк}}^2 - X_{\text{эк}}^2) \operatorname{tg} \beta z]}{R_{\text{эк}}^2 \operatorname{tg}^2 \beta z + (W + X_{\text{эк}} \operatorname{tg} \beta z)^2}. \end{aligned} \quad (1.11)$$

При наличии потерь в линии

$$\begin{aligned} Z_{\text{эк}} &= Z_{\text{в}} \frac{1 + |\rho| \exp(i\varphi - 2\gamma z)}{1 - |\rho| \exp(i\varphi - 2\gamma z)} = \\ &= Z_{\text{в}} \frac{\exp(2\alpha z) - |\rho|^2 \exp(-2\alpha z) - i2|\rho| \sin(2\beta z - \varphi)}{\exp(2\alpha z) + |\rho|^2 \exp(-2\alpha z) - 2|\rho| \cos(2\beta z - \varphi)}. \end{aligned} \quad (1.12)$$

В частности, для разомкнутой линии ($|\rho| = 1$; $\varphi = 0$) длиной l

$$Z_{\text{вх}} = Z_{\text{в}} (\operatorname{sh} 2\alpha l - i \sin 2\beta l) / \operatorname{ch} 2\alpha l - \cos 2\beta l.$$

При отсутствии проводимости утечки $Z_{\text{в}} \approx W - i\alpha W/\beta$ и

$$Z_{\text{вх}} \approx W \frac{\operatorname{sh} 2\alpha l - (\alpha/\beta) \sin 2\beta l - i[(\alpha/\beta) \operatorname{sh} 2\alpha l + \sin 2\beta l]}{\operatorname{ch} 2\alpha l - \cos 2\beta l}. \quad (1.13)$$

Для короткозамкнутой линии ($|\rho| = 1$; $\varphi = \pi$)

$$Z_{\text{вх}} \approx W \frac{\operatorname{sh} 2\alpha l + (\alpha/\beta) \sin 2\beta l - i[(\alpha/\beta) \operatorname{sh} 2\alpha l - \sin 2\beta l]}{\operatorname{ch} 2\alpha l + \cos 2\beta l}. \quad (1.14)$$

Глава 2.

МНОГОПРОВОДНЫЕ, НЕСИММЕТРИЧНЫЕ И СВЯЗАННЫЕ ЛИНИИ

2.1. Общие замечания

В гл. 1 рассматривалась двухпроводная линия, в которой может распространяться единственный тип волны ТЕМ, структуру поля которого определяют в результате решения соответствующей