



МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
**ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ**

**УТВЕРЖДАЮ**

Зав. кафедрой радиофизики,  
профессор

\_\_\_\_\_ В.П. Якубов

" 03 " 11 2000 г.

**Исследование однопроводной линии  
передач**

Методические указания



**Томск – 2000**

Указания РАССМОТРЕНЫ И УТВЕРЖДЕНЫ методической комиссией радиофизического факультета



Протокол № 34 от "03" ноября 2000 г.

Председатель методической комиссии радиофизического факультета,

доцент

Г.М. Дейкова

В методических указаниях содержится описание лабораторной работы по потоковому курсу «Волновые процессы» для студентов 3-го курса радиофизического факультета. Даны краткие теоретические сведения и подробное изложение методики выполнения экспериментальной части работы.

Работа может быть использована студентами, аспирантами и специалистами и других специальностей, занимающихся изучением волновых процессов.

Работу подготовил:

доцент Завьялов А.С.

## ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Теоретическое и экспериментальное исследование свойств поверхностной волны, распространяющейся вдоль однопроводной линии передачи.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Однопроводная линия относится к классу линий передачи с поверхностными волнами. На возможность использования проводника с конечной проводимостью и изолированного провода (провода со слоем диэлектрика) в качестве линии передачи указывали еще Зоммерфельд (1898 г.) и Хармс (1907 г.), однако интенсивные исследования возможности их практического применения начались лишь с 50-х годов двадцатого столетия.

Поскольку однопроводная линия – открытая линия передачи, то естественно стремление сконцентрировать передаваемую электромагнитную энергию вблизи самого проводника с целью уменьшения влияния посторонних помех (например, атмосферных осадков, близко расположенных предметов и т.д.). Концентрация электромагнитного поля вокруг проводника может быть достигнута за счет уменьшения его проводимости, однако при этом возрастают потери в металле. Поэтому наиболее часто на практике используются однопроводные линии, представляющие собой провод с высокой проводимостью, покрытый тонким слоем диэлектрика. Чем толще слой диэлектрика, тем сильнее поле концентрируется вблизи провода, точнее в диэлектрике, но тем выше и потери за счет потерь в диэлектрике. Разумный выбор проницаемости  $\epsilon$  и толщины покрытия позволяет получить однопроводную линию передачи с затуханием значительно меньшим, чем у коаксиального кабеля и волновода. В линиях поверхностной волны (ЛПВ), разработанных для передачи телевизионных сигналов, затухание не превышает 6-8 дБ/км, что примерно в 100 раз меньше затухания в лучших типах коаксиальных кабелей.

## 2. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ ВДОЛЬ ОДНОПРОВОДНОЙ ЛИНИИ

Для теоретического исследования электромагнитных волн, распространяющихся вдоль однопроводной линии передачи, рассмотрим следующую модель.

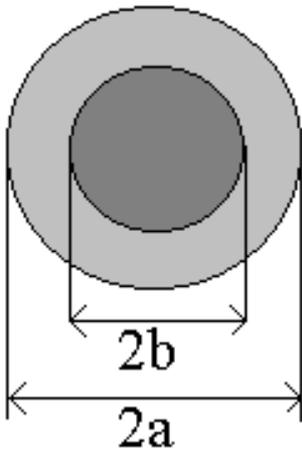


Рис. 1

Бесконечно протяженный прямолинейный провод покрыт слоем диэлектрика (рис. 1). Радиус провода –  $b$ , радиус провода с покрытием –  $a$ , диэлектрическая проницаемость покрытия –  $\epsilon$ . Потерями в диэлектрике и проводнике пренебрегаем ( $\text{tg } \delta = 0, \sigma = \infty$ ). Основным типом поверхностной волны, распространяющейся вдоль провода со слоем диэлектрика, является волна с осевой симметрией поля и продольной составляющей электрического вектора  $\vec{E}$  (см. рис. 2). Вдоль проводников с диэлектрическим покрытием могут распространяться и другие типы волн, аналогичные волнам в диэлектрических волноводах. Однако эти волны не имеют практического значения вследствие большого их затухания. В случае волн, имеющих продольную составляющую  $\vec{E}$  (электрические или волны

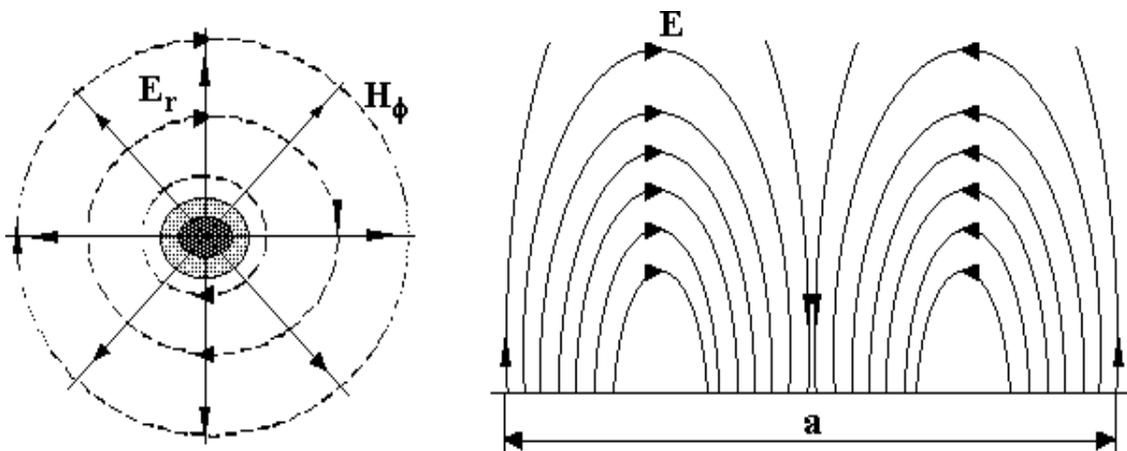


Рис. 2

типа E), решение задачи удобно находить, используя электрический вектор Герца, направленный вдоль линии, т.е.  $\vec{\Pi}_e(0,0,\Pi_{ez})$ .

Использование данного вектора позволяет свести исходную систему уравнений Максвелла к волновому уравнению, записанному в цилиндрической системе координат:

$$\frac{\partial^2 \Pi_e}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \Pi_e}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Pi_e}{\partial z^2} + k^2 \Pi_e = 0 \quad (1)$$

(для осесимметричных полей  $\frac{\partial}{\partial \phi} = 0$ ).

Векторы электромагнитного поля связаны с электрическим вектором Герца соотношениями:

$$\vec{E} = \text{grad div } \vec{\Pi}_e + k^2 \vec{\Pi}_e \quad \vec{H} = -i \frac{k}{W} \text{rot } \vec{\Pi}_e, \quad (2)$$

где  $W = W_0 \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$ ,  $k = k_0 \sqrt{\epsilon \mu}$ ,  $W_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ ,  $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ . Временная

зависимость предполагается в виде  $\exp(-i\omega t)$ . При  $\Pi_r = \Pi_\phi = 0$  и  $\frac{\partial}{\partial \phi} = 0$

имеем всего три составляющих поля:

$$E_r = \frac{\partial^2 \Pi_e}{\partial r \partial z}, \quad E_z = \frac{\partial^2 \Pi_e}{\partial z^2} + k^2 \Pi_e, \quad H_\phi = \frac{ik}{W} \frac{\partial \Pi_e}{\partial r} \quad (3)$$

Составляющие полей должны удовлетворять следующим граничным условиям:  $E_z = 0$  при  $r = b$  (на поверхности провода),  $E'_z = E''_z, H'_\phi = H''_\phi$  при  $r = a$  (на поверхности границы раздела воздух-диэлектрик) и условию излучения на бесконечности.

В дальнейшем под средой 1 будем понимать диэлектрик, под средой 2 – воздух. Решение ищем методом разделения переменных, полагая  $\Pi_e = R(r) \cdot Z(z)$ . Для волн, распространяющихся в направлении оси  $z$ :  $Z(z) \sim e^{i\gamma z}$ , где  $\gamma$  - постоянная распространения,  $R(r)$  должна удовлетворять уравнению Бесселя

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} + (k^2 - \gamma^2) R = 0. \quad (4)$$

Заметим, что  $\gamma$ , имеющая одно и то же значение для областей 1 и 2, не может быть больше  $k_\varepsilon$  - волнового числа диэлектрика и должна превышать  $k_0$  - волновое число свободного пространства, т.е.  $k_0 < \gamma < k_\varepsilon$ .

Отсюда для разных подобластей рассматриваемой системы будем иметь решения, выражаемые в одном случае через цилиндрические функции действительного аргумента  $J_0$  и  $N_0$ , в другом случае – через функции мнимого аргумента  $I_0$  и  $K_0$ :

$$\begin{aligned} R_1 &= A_1 J_0(\alpha r) + B_1 N_0(\alpha r), \\ R_2 &= A_2 I_0(\alpha_0 r) + B_2 K_0(\alpha_0 r), \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\alpha = \sqrt{k_\varepsilon^2 - \gamma^2}$ ,  $\alpha_0 = \sqrt{\gamma^2 - k_0^2}$ .

Решение, содержащее  $I_0(\alpha_0 r)$ , не удовлетворяет условию на бесконечности, поэтому  $A_2 = 0$ . Из граничного условия  $E_z = 0$  при  $r=b$  следует, что  $\frac{B_1}{A_1} = -\frac{J_0(\alpha b)}{N_0(\alpha b)}$ . Выражения составляющих полей для двух

разных областей будут иметь вид:

При  $a > r > b$  (область 1)

$$E_r = i\gamma\alpha A_1 R'_0(\alpha r) \cdot e^{i\gamma z}, \quad E_z = \alpha^2 A_1 R_0(\alpha r) \cdot e^{i\gamma z}, \quad H_\phi = \frac{ik\alpha}{W} A_1 R'_0(\alpha r) \cdot e^{i\gamma z}. \quad (6)$$

При  $r > a$  (область 2)

$$\begin{aligned} E_r &= -i\gamma\alpha_0 B_2 K_1(\alpha_0 r) \cdot e^{i\gamma z}, \quad E_z = -\alpha^2 B_2 K_0(\alpha_0 r) \cdot e^{i\gamma z}, \\ H_\phi &= -\frac{ik_0\alpha_0}{W_0} B_2 K_1(\alpha_0 r) \cdot e^{i\gamma z}, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} R_0(\alpha r) &= J_0(\alpha r) + \frac{B_1}{A_1} N_0(\alpha r), \\ R'_0(\alpha r) &= -J_1(\alpha r) - \frac{B_1}{A_1} N_1(\alpha r) \end{aligned}$$

и учтено, что  $J'_0(x) = -J_1(x)$ ,  $N'_0(x) = -N_1(x)$ ,  $K'_0(x) = -K_1(x)$ .

Из условия непрерывности касательных составляющих на границе диэлектрик-воздух, которые можно записать в виде

$$\left( \frac{E_z}{H_\phi} \right)_1 = \left( \frac{E_z}{H_\phi} \right)_2 \quad \text{при } r = a, \quad (8)$$

получаем дисперсионное уравнение, связывающее неявным образом постоянную распространения  $\gamma$  с частотой и параметрами системы

$$\frac{\alpha a}{\varepsilon} \operatorname{tn}(\alpha a, \alpha b) = -\alpha_0 a \frac{K_0(\alpha_0 a)}{K_1(\alpha_0 a)}, \quad (9)$$

где  $\operatorname{tn}(\alpha a, \alpha b) = \frac{J_0(\alpha a) \cdot N_0(\alpha b) - J_0(\alpha b) \cdot N_0(\alpha a)}{J_1(\alpha a) \cdot N_0(\alpha b) - J_0(\alpha b) \cdot N_1(\alpha a)}$  - так называемый малый радикальный тангенс.

Для тонких проводов ( $\alpha a, \alpha_0 a \gg 1$ ) можно использовать выражения для цилиндрических функций при малых значениях аргумента

$$\begin{aligned} J_0(x) &\approx 1,0, & N_0(x) &\approx -\frac{2}{\pi} \ln \frac{2}{xC}, & J_1 &\approx \frac{x}{2}, \\ K_0(x) &\approx -\ln \frac{Cx}{2}, & N_1(x) &\approx -\frac{2}{\pi} \frac{1}{x}, & K_1(x) &\approx \frac{1}{x}, \end{aligned} \quad (10)$$

где  $C \approx 1,78$  - постоянная Эйлера.

Дисперсионное уравнение принимает вид:

$$\frac{(\alpha a)^2}{\varepsilon} \ln \frac{a}{b} = (\alpha_0 a)^2 \ln \frac{1,123}{\alpha_0 a}. \quad (11)$$

Введем в рассмотрение замедление поверхностной волны  $n = \frac{\gamma}{k_0} = \frac{\lambda_0}{\lambda_n}$ , где

$\lambda_n$  - длина поверхностной волны  $\left( \gamma = \frac{2\pi}{\lambda_n} \right)$ .

Дисперсионное уравнение можно будет переписать в виде

$$\frac{\varepsilon - n^2}{\varepsilon} \ln \frac{a}{b} = (n^2 - 1) \ln \frac{1,123}{\sqrt{n^2 - 1}(k_0 a)} \quad (12)$$

Это уравнение решается численно с помощью ЭВМ.

Распределение поля около линии, например составляющей  $E_r$ , определяется функцией  $K_1(\alpha_0 r)$ . На малых расстояниях от провода ( $\alpha_0 r \ll 1$ )  $K_1(\alpha_0 r) = \frac{1}{\alpha_0 r}$ , т.е. поле убывает по закону  $\frac{1}{r}$ . По мере удаления от провода ( $\alpha_0 r \gg 1$ ) поле убывает резче:

$$K_1(\alpha_0 r) = \sqrt{\frac{\pi}{2\alpha_0 r}} e^{-\alpha_0 r}. \quad (13)$$

### 3. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Возбуждение поверхностных волн в однопроводных линиях осуществляется с помощью конических рупоров, которые обеспечивают плавный переход основной волны ТЕМ коаксиальной линии в поверхностную волну. Аналогичные устройства используются для преобразования поверхностной волны в волну ТЕМ. Следует заметить, что часть энергии, как правило, излучается рупором в свободное пространство. Эта часть тем больше, чем меньше раскрыт рупор и меньше замедление, а следовательно, и концентрация поля вблизи линии.

На рис. 3 представлена структурная схема установки для исследования ЛПВ, где 1 – генератор, 2 – волномер, 3 – переход от коаксиальной линии к коническому рупору, 4 – измерительный усилитель. Для исследования поля вблизи линии используется зонд, связанный коаксиальной линией с резонатором 5, выполненный как единое целое с детекторной секцией. Резонатор закреплен на каретке, которая может перемещаться в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Это дает возможность снимать

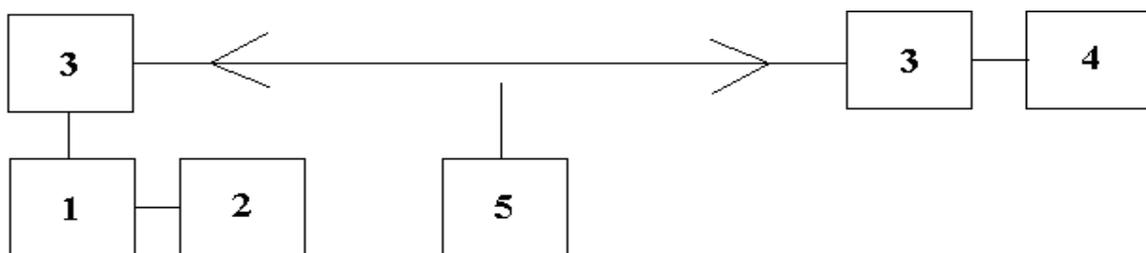


Рис. 3

распределение поля в поперечном и продольном направлениях и, в частности, измерить длину поверхностной волны.

#### 4. ЗАДАНИЕ ПО РАБОТЕ

1. Ознакомиться с принципом передачи электромагнитной волны вдоль однопроводной линии, с расчетом распределения поля и выводом дисперсионного уравнения.
2. Вычислить замедление  $n$  электромагнитной волны в однопроводной линии для ряда значений  $\lambda_0$  (от 30 мм до 40 мм с шагом 1 мм) и заданных параметров:  $a=1,25$  мм;  $b=0,34$  мм;  $\epsilon=2,25$  мм. Для этого составить программу на ЭВМ. Таблицу полученных значений занести в отчет по лабораторной работе и построить график  $n(\lambda_0)$ .
3. Познакомиться с экспериментальной установкой, устройством и принципом действия приборов: генератор ГЗ-14А, волномер Ч2-12 (35И), усилитель У2-1А (28-ИМ).
4. Экспериментально определить замедление поверхностной волны для нескольких длин волн  $\lambda_0$  ( $30 \text{ мм} \leq \lambda_0 \leq 40 \text{ мм}$ ). Величина  $\lambda_0$  измеряется с помощью волномера 35И,  $\lambda_n$  - с помощью зонда. Нанести экспериментальные точки на график с расчетной кривой.

Для обеспечения большей точности измерения поступают следующим образом. Рассогласовав нагрузку, добиваются в линии режима стоячих волн. На некотором удалении от рупора, где излучаемое рупором поле оказывается мало, находят минимум, перемещая каретку вдоль линии. Проходят 10-15 максимумов, находят положение минимума  $X_m$ . Как нетрудно видеть,  $\lambda_n = 2 \frac{X_m - X_1}{m}$ , где  $m$  - число максимумов. Во

избежание ошибки при расчете  $m$  измерения можно проводить для 2-3 значений  $m$ .

5. Снять распределение поля (составляющая  $E_r$ ) в радиальном направлении для крайних длин волн рабочего диапазона, и

сравнить их при одинаковых начальных показателях прибора. (Начальное расстояние от конуса зонда до линии следует брать одинаковым, снятие распределения поля, во избежание лишних перестроек генератора, проводить одновременно с измерением  $n$ ).

6. Сравнить качественно распределение при разных замедлениях, вычертив распределения в одном масштабе на одном графике.
7. Определить погрешность измерений, воспользовавшись ПРИЛОЖЕНИЕМ 1.

## ПРИЛОЖЕНИЕ 1

### Вычисление погрешностей измерений

Для замедления поверхностной волны  $n = \frac{\lambda_0}{\lambda_n}$  относительная

погрешность определяется следующим выражением:

$$\left( \frac{\Delta \Gamma}{\Gamma} \right)_{\max} = \left| \frac{\Delta \lambda_0}{\lambda_0} \right| + \left| \frac{\Delta \lambda_n}{\lambda_n} \right|,$$

$\Delta \lambda_0$  - погрешность при отсчете по волномеру (для 35И  $\Delta \lambda_0 = 0,05$  мм).

Длина замедленной волны определяется как  $\lambda_n = \frac{2L}{m}$ , где  $L$  – расстояние, на

котором укладывается  $m$  полуволн,  $L$  определяется с точностью до 1 мм:

$$\Delta \lambda_n = \frac{2\Delta L}{m}; \quad \frac{\Delta \lambda_n}{\lambda_n} = \frac{\Delta L}{L}.$$

Отсюда видно, что  $\Delta \lambda_n$  тем меньше, чем по большему числу полуволн ведется определение  $\frac{\lambda_n}{2}$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Семенов Н.А. Техническая электродинамика. М.: Связь, 1973. С. 303-308, 480.